РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ОТДЕЛЕНИЕ НАУК О ЗЕМЛЕ РАН

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР РАН

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 4

Москва
ГЕОС
2013

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 4: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2013. – 268 с.

ISBN 2222-8535

Сборник научных трудов ИДГ РАН продолжает серию ежегодных выпусков, содержащих статьи с результатами исследований сотрудников Института. Тематика работ, при всем ее разнообразии, отражает основную направленность научной деятельности Института – изучение откликов геофизической среды на масштабные природные и техногенные воздействия, включая исследования катастрофических явлений.

Благодаря широким возможностям научного коллектива Института, включающего специалистов по вопросам реакции различных геофизических сред (атмосферы, ионосферы, литосферы) на сильные воздействия, ведению непрерывных наблюдений за геофизической обстановкой при помощи аппаратуры Геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево», разработанным в Институте методикам регистрации и анализа данных, удается решать комплексные задачи оценки последствий естественных и техногенных воздействий на геосферы и предлагать меры по прогнозу катастроф и методы снижения рисков их возникновений.

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

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, 2013
© ГЕОС, 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 5

Глава 1. ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРОИДА 9

Параметры Челябинского метеороида: анализ данных (*О.П. Попова, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов, Д.О. Глазачев, В.В. Емельяненко, А.П. Карташов, Р. Дженнискенс*) 10

Оценка энергии Челябинского болида по инфразвуковым измерениям (*Ю.С. Рыбнов, О.П. Попова, В.А. Харламов, А.В. Соловьев, Ю.С. Русаков, А.Г. Глухов, E. Silber, Е.Д. Подобная, Д.В. Суркова*) 21

Глобальные ионосферные эффекты, вызванные Челябинским событием 15.02. 2013 г. (*М.Ю. Кузьмичева, Т.В. Лосева*) 32

Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида (*И.Х. Ковалева, А.Т. Ковалев, С.И. Попель, О.П. Попова*). 41

Глава 2. ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕМЛИ И ПЛАНЕТ 51

Вариации дифференциальных времен пробега волн PKP в восточной части земного ядра (*В.М. Овчинников, П.Б. Каазик*) 52

Приобретение момента импульса в статистической коаккреционной модели формирования системы Земля – Луна (*Г.В. Печерникова)* 61

В развитие статистической модели образования Луны. II (*В.В. Светцов*) 66

К динамическим аспектам концепции Э.М. Галимова образования системы Земля – Луна (*В.Н. Сергеев*) 73

Глава 3. ГЕОМЕХАНИКА СЕЙСМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ 77

Масштабный эффект при мониторинге слабой сейсмичности (*А.Н. Беседина, Г.Г. Кочарян, О.А. Пронюк*). 78

Влияние сейсмогенной ширины разлома на уровень сейсмической активности (*А.А. Остапчук*). 88

Локализация деформации при распространении сейсмогенного разрыва. Численное моделирование (*А.М. Будков, Г.Г. Кочарян*) 96

Численное моделирование процесса прерывистого скольжения (*А.М. Будков, А.А. Остапчук*) 103

Экспериментальное исследование изменения жесткости межблокового контакта при его сдвиговом деформировании (*Д.В. Павлов, В.К. Марков, И.С. Свинцов*). 110

Влияние трассы на затухание сейсмического сигнала от короткозамедленных карьерных взрывов (*В.В. Адушкин, А.А. Спивак*) 118

Сейсмическое действие Камбаратинского взрыва (*В.И. Куликов, М.Б. Эткин, М.П. Камчыбеков*) 126

Изучение локальной сейсмичности в Северной Фенноскандии
по данным проекта POLENET/LAPNET
(*Е.Г. Козловская, О.А. Усольцева и рабочая группа POLENET/LAPNET*) 138
Локация источников акустических сигналов с помощью
сейсмоакустической группы (*В.А. Харламов, Д.Н. Локтев, Ю.С. Рыбнов*). 150
Исследование частотных характеристик при коррекции
сейсмограмм на примере геофона GS20DX
(*А.Н. Беседина, С.Г. Волосов, Н.В. Кабыченко, Г.Г. Кочарян*) 157

Глава 4. ПРОЦЕССЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ 163

Экспериментальное изучение неустойчивых двухфазных течений
(*Н.А. Барышников, С.Б. Турунтаев, Г.В. Беляков, А.А. Таирова,
Е.А. Виноградов*). 164
Влияние лунно-солнечных приливов на уровень подземных вод
по данным ГФО ИДГ РАН «Михнево» (*Э.М. Горбунова,
А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов, Н.В. Кабыченко, И.С. Свинцов*). 174
Особенности геомагнитных вариаций на ГФО ИДГ РАН «Михнево»
(*В.В. Адушкин, Э.М. Горбунова, В.А. Рябова, А.А. Спивак, В.А. Харламов*). 184
Комплексный мониторинг геофизических полей в приповерхностном
слое земной коры (*С.П. Соловьев, Д.Н. Локтев*) 193
Особенности сейсмомагнитного эффекта в зоне влияния разлома
(*Г.Н. Иванченко, Б.Г. Лукишов, А.А. Спивак, В.А. Харламов*) 200
Теоретические оценки величины электрических сигналов
в экспериментах с образцами горных пород низкой пористости
(*И.Б. Косарев, С.П. Соловьев*). 207
Модель кавитационных процессов на поверхности соприкосновения
жидкости с мелкодисперсными частицами в геосистемах
(*А.П. Голубь, С.И. Попель*) 215

Глава 5. ПРОЦЕССЫ В ВЕРХНИХ ГЕОСФЕРАХ 223

Об источнике демодуляционного излучения на больших расстояниях
от стенда EISCAT при его работе по вечернему терминатору
(*И.Х. Ковалева, Ю.А. Корсунская, Ю.В. Поклад, И.А. Ряховский,
Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов*) 224
Характеристики фотодиссоционных реакций в E и D-слоях ионосферы
Земли (*Ю.А. Корсунская, А.С. Стрелков*) 234
Широкополосные электромагнитные шумы, вызванные
синхротронным излучением электронов в магнитном поле Земли
(*А.Т. Ковалев, В.А. Пуштарик*) 244
Моделирование динамики газо-пеплового облака фреатомагматического
извержения (*В.М. Хазинс, В.В. Шувалов*) 250
К вопросу о формировании неоднородностей концентрации
в запыленной ионосфере (*С.И. Копнин, С.И. Попель*) 259

ВВЕДЕНИЕ

Сборник научных трудов ИДГ РАН продолжает серию ежегодных выпусков, содержащих статьи с результатами исследований сотрудников Института. Тематика работ, при всем ее разнообразии, отражает основную направленность научной деятельности Института – изучение откликов геофизической среды на масштабные природные и техногенные воздействия, включая исследования катастрофических явлений.

Статьи сгруппированы в 5 тематических глав, в соответствии с результатами исследований, полученными за истекший год. Первая глава посвящена уникальному геофизическому явлению – Челябинскому метеороиду. Это событие продемонстрировало, к каким катастрофическим последствиям может привести вход в атмосферу, в общем-то, небольшого по размерам космического тела (16–20 метров в диаметре). Глава открывается статьей содружества сотрудников О.П. Поповой, В.В. Шувалова, Ю.С. Рыбнова, В.А. Харламова, Д.О. Глазачева (ИДГ РАН), В.В. Емельяненко, А.П. Карташова (ИНАПСАН), П. Дженнискенс (SETI) «Параметры Челябинского метеороида: анализ данных». На базе собранных и проанализированных данных в статье предложена модель энерговыделения, учитывающая как пролет, так и разрушение метеороида. Авторами статьи «Оценка энергии Челябинского болида по инфразвуковым измерениям» являются сотрудники нашего Института и ряда других организаций (ТГУ, НПО «Тайфун», ФГКУ «12 ЦНИИ» МО, University of Western Ontario). По инфразвуковым данным дана оценка энергии болида и определены координаты его разрушения в атмосфере. В статье М.Ю. Кузьмичевой и Т.В. Лосевой «Глобальные ионосферные эффекты, вызванные Челябинским событием 15.02.2013 г.» обсуждаются возможные физические механизмы, объясняющие ионосферные эффекты, вызванные энерговыделением метеороида при пролете в атмосфере. Электромагнитные возмущения, сопровождающие падение метеороидов до входа в атмосферу, рассматриваются в статье И.Х. Ковалевой, А.Т. Ковалева, С.И. Попеля, О.А. Поповой «Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида». Предложен новый механизм генерации электромагнитного сигнала в диапазоне частот от Гц до кГц.

Вторая глава посвящена фундаментальным вопросам внутреннего строения Земли и формирования системы Земля – Луна. В.М. Овчинников, П.Б. Каазик рассматривают вопросы сейсмической анизотропии ядра Земли. В статье Г.В. Печерниковой «Приобретение момента импульса в статистической коаккреционной модели формирования системы Земля – Луна» приведены аналитические оценки осевого вращения планет, приобретаемого в ходе их роста, в рамках стандартного сценария происхождения Солнечной системы и оценки, полученные при моделировании роста Земли в стохастической модели. В.В. Светцов в статье «В развитие статистической модели образования Луны. II» приводит результаты моделирования ударов крупных космических тел по ранней растущей Земле, которое служит обоснованием статистической модели образования Луны. Делается оценка полной

массы частиц, выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты при рассматриваемых ударах в процессе роста Земли. Анализ новой модели совместного образования Земли и Луны из протопланетного облака представлен в статье В.Н. Сергеева «К динамическим аспектам концепции Э.М. Галимова образования системы Земля – Луна».

Третья глава включает статьи по фундаментальному направлению, связанному с геомеханикой сейсмических процессов. В рамках этого направления исследуются закономерности эволюции естественных и техногенных деформационных событий, сопровождаемых, как правило, излучением сейсмических волн. В статье «Масштабный эффект при мониторинге слабой сейсмичности» А.Н. Беседина, Г.Г. Кочарян и О.А. Пронюк рассматривают возможные причины значительных отклонений от закона подобия, отмечаемые при анализе данных сейсмических наблюдений. Показано, что такими причинами могут быть недостатки измерительной аппаратуры и некорректная интерпретация результатов измерений. А.А. Остапчук в статье «Влияние сейсмогенной ширины разлома на уровень сейсмической активности» на основании представления о локализации напряжений в пределах разломной зоны в системе некоторых структурных образований («напряженных цепочек») и анализа распределения сейсмичности вдоль крупной разломной зоны Северной Калифорнии показывает, что линейная плотность распределения очагов сейсмических событий уменьшается с ростом сейсмогенной ширины разлома, причем скорость уменьшения сейсмической активности определяется углом наклона графика повторяемости. Представления о сейсмическом процессе, как следствии прерывистого скольжения блоков земной коры по разделяющим их разломам, развиваются в следующих трех статьях: «Локализация деформации при распространении сейсмогенного разрыва. Численное моделирование» (А.М. Будков, Г.Г. Кочарян), «Численное моделирование процесса прерывистого скольжения» (А.М. Будков, А.А. Остапчук) и «Экспериментальное исследование изменения жесткости межблокового контакта при его сдвиговом деформировании» (Д.В. Павлов, В.К. Марков, И.С. Свинцов). В этих статьях приводятся результаты как численного моделирования, так и экспериментальных лабораторных исследований.

Две статьи сборника посвящены вопросам сейсмологии взрывов: статья В.В. Адушкина, А.А. Спивака «Влияние трассы на затухание сейсмического сигнала от короткозамедленных карьерных взрывов», в которой обсуждаются результаты регистрации сейсмического эффекта карьерных массовых взрывов на предприятиях Курской магнитной аномалии, и статья В.И. Куликова (ИДГ РАН), М.Б. Эткина (Институт Гидроспецпроект), М.П. Камчыбекова (Институт сейсмологии НАН КР), в которой приводятся результаты регистрации сейсмовзрывных волн Камбаратинского взрыва на эпицентральных расстояниях от 400 до 50 км.

Методические вопросы получения и обработки сейсмических данных рассматриваются в статьях Е.Г. Козловской (Соданкульская Геофизическая обсерватория университета г. Оулу) и О.А. Усольцевой (ИДГ РАН) «Изучение локальной сейсмичности в Северной Фенноскандии по данным проекта POLENET/LAPNET», В.А. Харламова, Д.Н. Локтева, Ю.С. Рыбнова «Локация источников акустических сигналов с помощью сейсмоакустической группы» и А.Н. Бесединой, С.Г. Волосова, Н.В. Кабыченко, Г.Г. Кочаряна «Исследование частотных характеристик при коррекции сейсмограмм на примере геофона GS20DX». Если первые две из этих трех статей посвящены вопросам определения природы источников сейсмических сигналов, то в третьей рассматриваются возможности улучшения частотных характеристик стандартных датчиков-геофонов.

Четвертая глава посвящена процессам, происходящим в приповерхностной зоне земной коры. Рассматриваются флюидодинамические процессы (статья Н.А. Барышникова, С.Б. Турунтаева, Г.В. Белякова, А.А. Таировой, Е.А. Виноградова «Экспериментальное изучение неустойчивых двухфазных течений», описывающая результаты лабораторных исследований и построение аналитической модели, и статья Э.М. Горбуновой, А.Н. Бесединой, Е.А. Виноградова, Н.В. Кабыченко, И.С. Свинцова «Влияние солнечно-лунных приливов на уровень подземных вод по данным ГФО ИДГ РАН «Михнево», рассматривающая данные шестилетних измерений в скважинах), результаты совместной регистрации сейсмических волн и геомагнитных полей (В.В. Адушкин, Э.М. Горбунова, В.А. Рябова, А.А. Спивак, В.А. Харламов «Особенности геомагнитных вариаций на ГФО ИДГ РАН «Михнево» и Г.Н. Иванченко Б.Г. Лукишов, А.А. Спивак, В.А. Харламов «Особенности сейсмомагнитного эффекта в зоне влияния разлома»), комплексные измерения (С.П. Соловьев, Д.Н. Локтев «Комплексный мониторинг геофизических полей в приповерхностном слое земной коры»). В статье И.Б. Косарева, С.П. Соловьева «Теоретические оценки величины электрических сигналов в экспериментах с образцами горных пород низкой пористости» приводятся предварительные оценки характеристик электрической поляризации, возникающей при ударном воздействии на образцы горных пород, и предлагается физическая модель обнаруженных явлений. Завершает раздел статья А.П. Голубя, С.И. Попеля «Модель кавитационных процессов на поверхности соприкосновения жидкости с мелкодисперсными частицами в геосистемах».

Заключительная глава сборника содержит статьи, посвященные процессам в верхних геосферах и открывается работой И.Х. Ковалевой, Ю.А. Корсунской, Ю.В. Поклада, И.А. Ряховского, Ю.С. Рыбнова, В.А. Харламова «Об источнике демодуляционного излучения на больших расстояниях от стенда EISCAT при его работе по вечернему терминатору», в которой проведен детальный анализ происхождения различных компонент магнитометрического сигнала, регистрируемого во время модулированного нагрева ионосферы стендом EISCAT. В статье Ю.А. Корсунской, А.С. Стрелкова «Характеристики фотодиссоционных реакций в E и D-слоях ионосферы Земли» рассматриваются фотодиссоционные процессы, определяющие химическую кинетику заряженных и нейтральных компонент на высотах E и D-слоев ионосферы. А.Т. Ковалев и В.А. Пуштарик в статье «Широкополосные электромагнитные шумы, вызванные синхротронным излучением электронов в магнитном поле Земли» показывают, что спектр рассматриваемого излучения для электронов с энергией до 8 МэВ практически перекрывает весь радиочастотный диапазон от 1 кГц до 5 ГГц, что может представлять серьезную помеху современным средствам связи и навигации.

Физико-математическая и численная модели формирования эруптивной колонны фреатомагматического извержения описывается в статье В.М. Хазинса, В.В. Шувалова «Моделирование динамики газо-пеплового облака фреатомагматического извержения». Модели учитывают сложный состав выбрасываемой газопепловой смеси и влияние горизонтального ветра. Приводятся результаты численного моделирования извержения вулкана Эйяфъятлайокудль 2010 года. В статье С.И. Копнина, С.И. Попеля «К вопросу о формировании неоднородностей концентрации в запыленной ионосфере» предложен механизм формирования неоднородностей концентрации электронов и ионов в запыленной ионосфере, связанный с пылевой звуковой модой, проведена оценка неоднородностей концентрации электронов в случае квазимонохроматических спектров электромагнитного излучения для нагревного стенда на высотах 80 и 100 км.

Благодаря широким возможностям научного коллектива Института, включающего специалистов по вопросам реакции различных геофизических сред (атмосферы, ионосферы, литосферы) на сильные воздействия, ведению непрерывных наблюдений за геофизической обстановкой при помощи аппаратуры Геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево», разработанным в Институте методикам регистрации и анализа данных, удается решать комплексные задачи оценки последствий естественных и техногенных воздействий на геосферы и предлагать меры по прогнозу катастроф и методы снижения рисков их возникновений.

ГЛАВА 1

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРОИДА

УДК [523.44+523.51+523.6]:577.47

ПАРАМЕТРЫ ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРОИДА: АНАЛИЗ ДАННЫХ

О.П. Попова, В.В. Шувалов, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов, Д.О. Глазачев[1], В.В. Емельяненко, А.П. Карташова[2], П. Дженнискенс[3]

[1]Институт динамики геосфер РАН, [2]ИНАСАН, [3]SETI

Ударная волна, возникшая при входе в атмосферу крупного метеороида 15 февраля 2013 года в Челябинской области, привела к возникновению значительной области повреждений. По официальным данным, пострадали 7320 зданий и 1613 человек обратились за медицинской помощью. Это первое событие, демонстрирующее к каким последствиям может привести вход в атмосферу Земли даже не очень крупного (16–20 метров в диаметре) космического объекта. Другая особенность Челябинского события состоит в том, что имеется большое количество разнообразных данных, в том числе инструментальных, которые позволяют изучить это событие и его последствия более детально, чем это обычно удается сделать. С 9 по 24 марта сотрудники ИДГ и ИНАСАН посетили район падения и собрали информацию об области разрушений. Анализ инфразвуковых данных, данных по излученной энергии и по разрушению остекления зданий и сооружений, позволил оценить начальную кинетическую энергию Челябинского болида в 300–600 кт ТНТ. Предложенная модель энерговыделения позволила описать область разрушений, вытянутую до 90 км в направлении, перпендикулярном траектории. Эта модель согласуется и с зарегистрированными временами прихода ударной волны в различные точки. Принципиальным в этой модели является распределенный вдоль траектории падения характер энерговыделения, связанный как с пролетом через атмосферу так и с разрушением метеороида, в основном на высотах 40–23 км.

Введение

Основным механизмом возмущений атмосферы при входе космических тел является ударная волна, распространение которой приводит к образованию нагретой излучающей области, генерации акустических, инфразвуковых и сейсмических волн. Звуковые возмущения (в полосе частот 20 Гц – 20 кГц) в основном распространяются на небольшие расстояния, не превышающие 2–2,5 высоты разрушения болида (зона прямой слышимости). Инфразвуковые волны являются частью акустических волн в спектральном интервале между 20 Гц и выше предельной аку-

стической частоты ($3 \cdot 10^{-3}$ Гц) [Госсард и Хук, 1975]. Затухание инфразвуковых волн в атмосфере очень слабо, поэтому инфразвук, вызванный болидами (и другими источниками), может быть зарегистрирован на весьма больших расстояниях. Инфразвуковые возмущения распространяются в атмосферных волноводах, сформированных на различных высотах градиентами температуры, скорости и направления ветра, на расстояния, достигающие несколько тысяч километров [Госсард и Хук, 1975]. Ударная волна, распространяющаяся вниз, достигая поверхности Земли, возбуждает сейсмические волны, которые регистрируются на расстояниях в сотни километров и более.

Челябинский болид 15.02.2013 выделяется в ряду других входов метеороидов прежде всего наличием большой области задокументированных разрушений (выбитые стекла, сорванные подвесные потолки, выломанные оконные петли, и т.д.), и, кроме того, большим количеством разнообразных данных, в том числе инструментальных (видео и фоторегистрации; излучение, зарегистрированное спутниковой системой наблюдения; инфразвуковые и сейсмические сигналы; спутниковая и наземная регистрация пылевого следа в атмосфере; наличие протяженного поля рассеяния фрагментов метеорита).

Траектория Челябинского болида

Видеозаписи пролета болида были сделаны в большом числе населенных пунктов, которые разбросаны на 540 км с севера на юг от Нижнего Тагила до города Карталы и на 900–1000 км с запада на восток (от Самары, Оренбурга до Тюмени) [Емельяненко и др., 2013]. Анализ видеозаписей позволил целому ряду авторов определить траекторию пролета болида [Zuluaga et al., 2013; Borovička et al., 2013; Емельяненко и др., 2013]. Все эти траектории, различаясь в деталях, согласуются между собой – траектория полета болида проходила примерно в 30 км к югу от Челябинска с азимутом 283°, приблизительно через поселки Еткуль и Первомайский. Эта траектория согласуется также с траекторией, определенной на основе снимков следа болида спутниками Meteosat [Miller et al., 2013]. Пеленг по инфразвуковым сигналам, зарегистрированным целым рядом инфразвуковых станций на расстояниях от 520 до 5700 км (в основном 1500 км) [Рыбнов и др., 2013] также позволил независимо определить местоположение источника возмущений. Согласно этим данным разрушение болида происходило между пунктами Коркино-Еманжелинск-Первомайский. Это хорошо согласуется с другими данными по пролету и разрушению [Borovička et al., 2013; Zuluaga et al., 2013; Емельяненко и др., 2013; Miller et al., 2013].

Сейсмические колебания, вызванные входом болида в атмосферу, были зарегистрированы большим числом сейсмических станций на расстояниях в сотни и тысячи километров. Приблизительные координаты источника сейсмических колебаний 55.150°N, 61.410°E (USGS web-site: http://comcat.cr.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us2013lra1#summary) находятся достаточно далеко от оцененной траектории полета метеороида. Магнитуда соответствующего землетрясения оценивается в 2,7–4 по разным источникам

Энергия Челябинского метеороида

Скорость входа Челябинского метеороида в атмосферу оценивается в 17,7–19,3 км/с по видеозаписям [Borovička et al., 2013; Zuluaga et al., 2013; Емельянен-

ко и др., 2013; Miller et al., 2013]. Энергию (и массу) метеороидов оценивают различными методами.

Один из способов основан на измерении периода (или частоты) максимальной амплитуды инфразвуковых (ИЗ) колебаний, используя аппроксимации, нормированные по различным взрывам. Разброс оценок достаточно велик. В работе [Ens et al., 2012] приведено сравнение различных оценок амплитуды давления на расстоянии 1000 км для энергии взрыва 1 кт ТНТ, которое показывает, что оценка амплитуды давления может различаться почти на два порядка. Энергии 70 спутниковых болидов (в диапазоне 0,02–20 кт ТНТ), для которых одновременно со световой вспышкой был зарегистрирован инфразвуковой сигнал, позволил выбрать наиболее достоверную аппроксимацию в рассматриваемом диапазоне энергий [Ens et al., 2012]. Применение ее к инфразвуковым данным Челябинского события приводит к начальной кинетической энергии в 1000 кт ТНТ, хотя следует отметить, что эта величина значительно превышает энергии событий, рассмотренных Ens et al. (2012).

Характерные частоты в спектрах ИЗ сигналов, проанализированных в работе [Рыбнов и др., 2013], составляют 0,029–0,039 Гц, что позволяет оценить энергию метеороида в 220–534 кт ТНТ (таблица 1). Среднее значение энергии равно 415 кТ при стандартном отклонении ±97 кТ.

Можно ожидать увеличение оценки энерговыделения в несколько раз при учете зависимости от высоты источника [Рыбнов и др., 2013].

Таблица 1

Название станции	**Энергия болида**	**Расстояние до источника**
IS43 (Дубна)	442 кТ	≈1513 км
IS44 (Камчатка)	221 кТ	≈5780 км
IS46 (Залесово)	462 кТ	≈1520 км
IS31(Актюбинск)	534 кТ	≈520 км
ГФО «Михнево» (Московская обл.)	457 кТ	≈1500 км
ИДГ РАН (Москва)	445 кТ	≈1500 км
НПО «Тайфун» (Обнинск)	474 кТ	≈1520 км
ТГУ (Томск)	328 кТ	≈1500 км

Оптическое излучение Челябинского болида было очень ярким, он относится к суперболидам, то есть болидам ярче –17 звездной величины. Такие болиды регистрируются датчиками, расположенными на геостационарных спутниках Министерства Обороны США [Tagliaferri и др., 1994]. Эта спутниковая наблюдательная сеть предназначена для контроля за ядерными испытаниями, а наблюдения болидов – побочный продукт этой системы наблюдений. К сожалению, полная информация о событиях, регистрируемых со спутников, сейчас недоступна для независимого научного анализа. В некоторых случаях (Витимский болид, астероид $TC_3$2008) становилась доступна частичная информация. Для Челябинского события были опубликованы координаты места максимальной яркости (54.8N, 61.1E), соответствующая высота и скорость (23,3 км и 18,6 км/с), а чуть позднее и величина излученной энергии (http://neo.jpl.nasa.gov/fireballs/).

Согласно данным спутниковой системы наблюдения, излученная энергия Челябинского болида составила $3.75 \cdot 10^{14}$ Дж, что соответствует примерно 90 кт ТНТ (http://neo.jpl.nasa.gov/fireballs/). В работе [Nemtchinov et al., 1997] было получено

выражение для интегральной эффективности высвета, то есть отношения полной энергии излучения к начальной кинетической энергии:

$$\eta = E_r/E_к$$

где E_r – это энергия излучения, зарегистрированная детектором, $E_к$ – кинетическая энергия метеороида. Для энергии в излучении ~ 90 кт ТНТ интегральная эффективность составляет 14–16,5%, что соответствует кинетической энергии 540–640 кт ТНТ. Авторы [Brown et al., 2002] оценили интегральную эффективность высвета по ряду событий, зарегистрированных спутниковой сетью, для которых имелись также независимые оценки начальной кинетической энергии (0.1–25 кт, в основном, по инфразвуковым данным). Для Челябинского болида эффективность составляет 20%, что соответствует начальной кинетической энергии в 450 кт ТНТ. Следует отметить, что энергия событий, используемых для получения аппроксимации, которая экстраполировались для получения оценок энергии Челябинского события, была заметно меньше, чем энергия Челябинского метеороида.

Факт разрушения оконных стёкол и доля таких разрушений в Челябинске также даёт возможность оценить энергию источника. Оценка энергии зависит от принятой величины избыточного давления в ударной волне, при которой разрушаются оконные стёкла. Согласно данным Mannan and Lees (2005) при избыточном давлении в ударной волне Δp = 700 Па разрушается 5% окон, а при Δp = 1000 Па доля разрушений составляет 50%. Можно принять интервал 500–1000 Па для избыточного давления ударной волны в центре Челябинска.

Если использовать зависимости избыточного давления от расстояния, характерные для сферического и цилиндрического источников в экспоненциальной изотермической атмосфере [Цикулин, 1969], то, принимая диапазон давлений разрушения стекол (500–1000 Па), можно найти, что для максимальных расстояний, 40–50 км от взрыва до районов, где зарегистрированы разрушения остекления, энергия метеороида должна составлять 100–340 кт ТНТ (рис. 1) (для источника горизонталь-

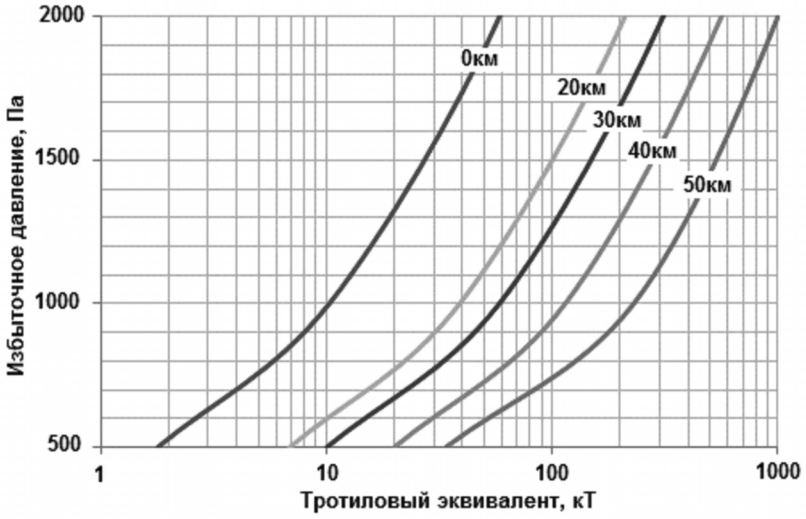


Рис. 1. Зависимость избыточного давления на поверхности Земли (на разных расстояниях от проекции траектории на поверхность) от тротилового эквивалента для цилиндрического источника энергии длиной 20 км горизонтально расположенного на высоте 22 км

но расположенного на высоте 22 км). Наличие приземной температурной инверсии (повышение температуры с высотой) в Челябинске 15.02.2013 уменьшает амплитуду ударной волны в среднем на 15% [Бреховских, 1957]. Учет этого эффекта может увеличить оценку энергии, так же как и большая высота энерговыделения.

Описанные выше оценки позволяют принять в первом приближении диапазон энергий космического теле при входе в атмосферу 300–600 кт ТНТ. В этом случае, при скорости входа равной 18,8 км/с [Емельяненко и др., 2013] масса метеороида составит 7000–14 000 т. При плотности 3,2 г/см^3 диаметр объекта находится в пределах от 16 до 20 м.

Следует помнить, что точность оценок энергии метеороидов тем или иным методом не лучше чем 1,5–2 раза [Popova et al., 2011], сопоставление различных оценок позволяет получить достаточно достоверную оценку.

Ударная волна Челябинского болида

Сравнение модели распределения давления на поверхности с областью разрушений.

Ударная волна Челябинского болида привела к возникновению значительной области повреждений, вытянутой до 90 км в направлении, перпендикулярном траектории. По официальным данным, предоставленным управлением МЧС по Челябинской области, пострадали 7320 зданий и 1613 человек обратились за медицинской помощью.

Была проведена серия численных расчетов по программе SOVA [Shuvalov, 1999] с разным распределением выделенной энергии вдоль траектории при фиксированной полной энергии (т.е. кинетической энергии падающего тела) 300 кт. За основу брались данные по траектории, полученные [Borovička et al., 2013]. Угол наклона траектории составлял 16,5 градусов (к горизонту), координаты вспышек: (20,0,31.7) – самая яркая вспышка, (0,0,25.8) – средняя вспышка, (–16,0,21) – малая вспышка. Ось X направлена вдоль траектории в направлении, противоположном движению метеороида, ось Y перпендикулярна траектории (обе на поверхности Земли), ось Z вертикальна. Не учитывался конечный участок траектории на высотах 14–21 км, где свечение было слабым, основная масса метеороида уже, по-видимому, «сгорела», и заметно упала скорость полета оставшихся фрагментов.

Рассматривались 3 варианта. В первом вся энергия была выделена вдоль отрезка траектории между точками (X, Y, Z) (–16,0,21) и (100,0,55) пропорционально плотности воздуха. Таким было бы энерговыделение, если бы метеороид летел с постоянной скоростью и не разрушался (постоянное поперечное сечение). Во втором варианте вся энергия была выделена в точке (20,0,31.7), где произошла самая яркая вспышка. В третьем варианте половина энергии (т.е. 150 кт) была выделена вдоль траектории так же, как в первом варианте, 30% энергии (т.е. 90 кт) в точке (20,0,31.7), 15% энергии (т.е. 45 кт) в точке средней вспышки (0,0,25.8) и оставшиеся 5% (т.е. 15 кт) в конечной точке траектории (–16,0,21). Во всех случаях энерговыделение происходило не одновременно по всей траектории, а с задержкой, соответствующей скорости движения метеороида. Расчетная сетка была довольно подробной: 500×250×250 точек по осям X, Y и Z соответственно.

На рис. 2 показаны распределения давления в плоскости (X, Z) для третьего варианта. Момент времени $t = 0$ соответствует окончанию энерговыделения. Во все моменты времени хорошо видны ударные волны от отдельных вспышек (сферице-

ские) и основная баллистическая ударная волна, производимая летящим метеороидом. Баллистическая волна имеет вид конуса с очень маленьким углом раствора потому, что скорость метеороида (18 км/с) много больше скорости звука, к которой распространяется быстро затухающая ударная волна. Важно отметить, что момент прихода ударной волны в какую-либо точку не зависит от того, в какой точке была основная вспышка. С хорошей точностью можно считать, что первый звук всегда приходит из ближайшей точки траектории. Поэтому нельзя определять расстояние до основной вспышки по времени между вспышкой и приходом звука.

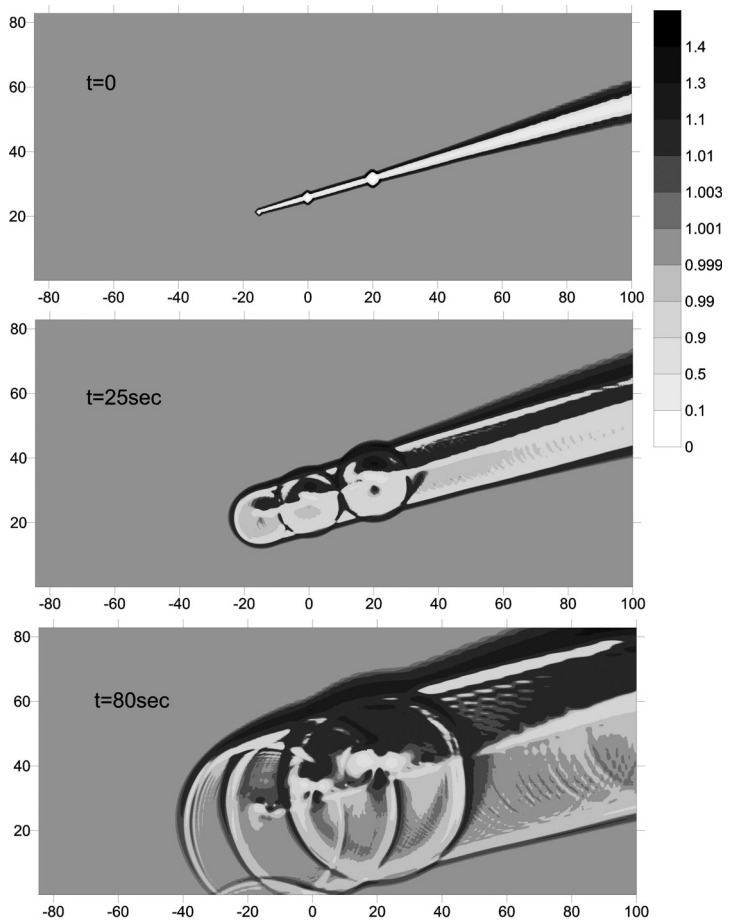


Рис. 2. Распределение относительного давления P/P_0 для варианта, когда половина начальной кинетической энергии выделяется во время трех вспышек и половина равномерно по траектории. Момент времени t_0 соответствует окончанию энерговыделения. Во все моменты времени хорошо видны ударные волны от отдельных вспышек (сферические) и основная баллистическая ударная волна, производимая летящим метеороидом

На рис. 3 показано распределение давления для первого варианта в момент, когда ударная волна достигает поверхности. Изолинии соответствуют давлению 1000 Па. На рисунке видно, что метеорный след разваливается из-за развития неустойчивостей на отдельные фрагменты.

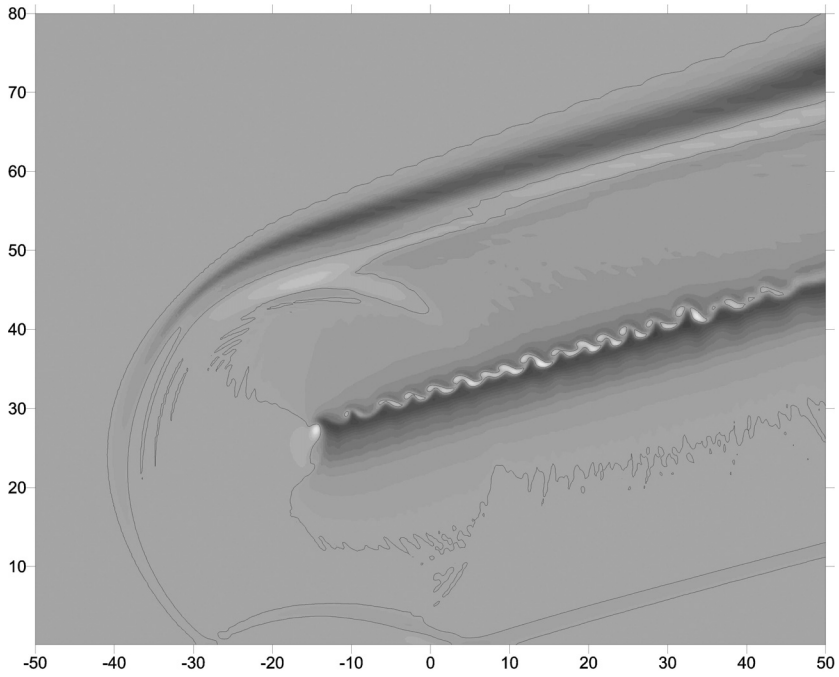


Рис. 3. Распределение давления в момент начала отражения ударной волны от поверхности для варианта, когда энергия равномерно (пропорционально плотности воздуха) выделяется вдоль траектории. Нарисованы изолинии избыточного давления 1000 Па

На рис. 4 показаны для всех трех вариантов площади поверхности, где избыточное давление превышало 500 и 1000 Па (то есть области разбитых окон). Видно, что площади сравнимы во всех случаях, несмотря на сильное различие в распределении энерговыделения вдоль траектории. Это связано с тем, что во всех случаях основная часть энергии выделяется примерно на одной и той же (и при этом достаточно большой) высоте, то есть размер источника сравним (или даже меньше) с расстоя-

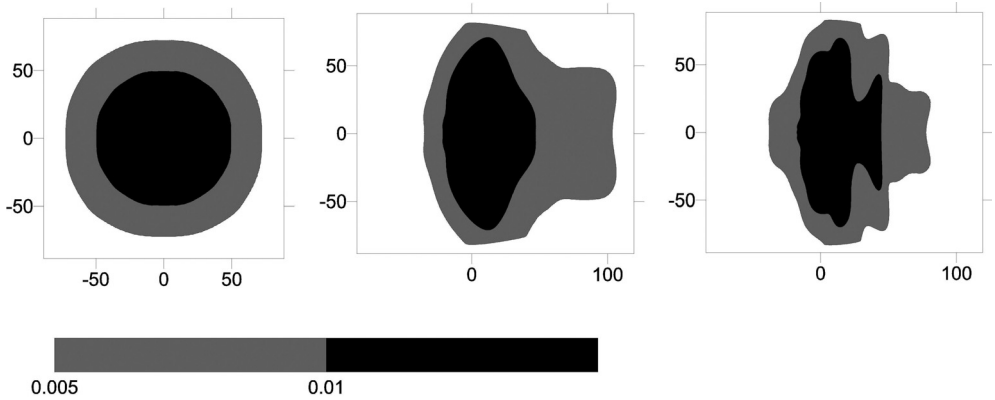


Рис. 4. Области избыточного давления на поверхности Земли для вариантов 1 (в середине), 2 (слева) и 3 (справа).
Серым цветом закрашена область, где избыточное давление превышает 500 Па, черным – 1000 Па

нием до него. При точечном энерговыделении (второй вариант) зона разбитых стекол, естественно, симметрична, имеет форму круга. В обоих вариантах с выделением энергии (всей или частично) вдоль траектории зона разбитых окон вытянута в направлении, перпендикулярном траектории (что соответствует реальной картине).

На рис. 5 показаны распределения избыточного давления на поверхности Земли вдоль траектории. В третьем варианте (когда на фоне непрерывного энерговыделения имеются 3 вспышки) отчетливо видны пики избыточного давления в точках, где пересекаются ударные волны от отдельных пиков. В первом варианте (непрерывное выделение энергии вдоль траектории) имеется один ярко выраженный пик, который соответствует переходу от цилиндрического взрыва к точечному. Во втором варианте имеется один (не очень острый) пик, толщиной порядка радиуса кривизны падающей ударной волны.

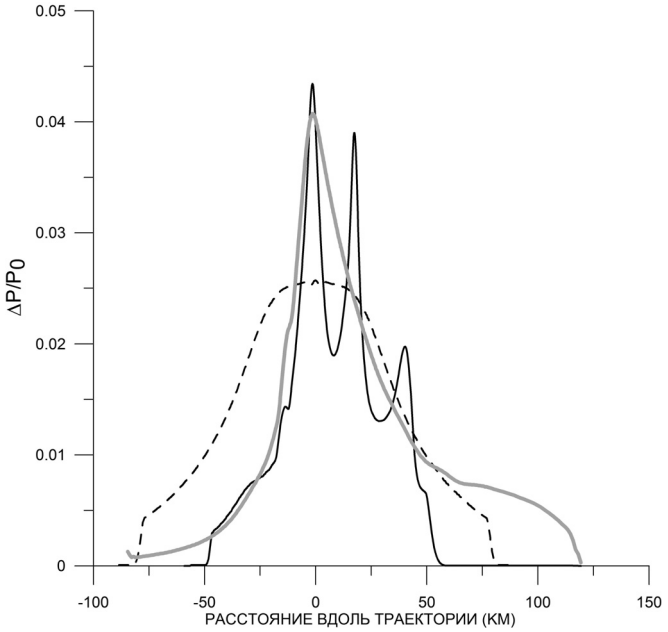


Рис. 5. Распределение давления на поверхности Земли под траекторией метеороида для варианта 1 (сплошная серая кривая) варианта 2 (пунктирная кривая) и варианта 3 (сплошная черная кривая)

На рис. 6 (см. цв. вкл.) приведено сравнение области избыточного давления на поверхности Земли для варианта 3 с областью разрушений на поверхности. Голубыми метками отмечены наиболее пострадавшие населенные пункты согласно данным управления МЧС по Челябинской области. Распределение повреждений в модели и в реальности неплохо совпадают.

Время прихода ударной волны

Данные стационарных видеокамер компании «Интерсвязь» были предоставлены ее генеральным директором Э.О. Калининым. Эти видеозаписи синхронизированы

по времени и расположены, кроме Челябинска, в Миассе, Златоусте, Чебаркуле и Кургане. На видеозаписях 18 камер можно определить время прихода ударной волны и ее задержку по отношению к моменту максимальной светимости. Несколько случайных любительских видеозаписей также позволяют определить время прихода ударной волны, соответствующие времена отмечены на карте (рис. 7).

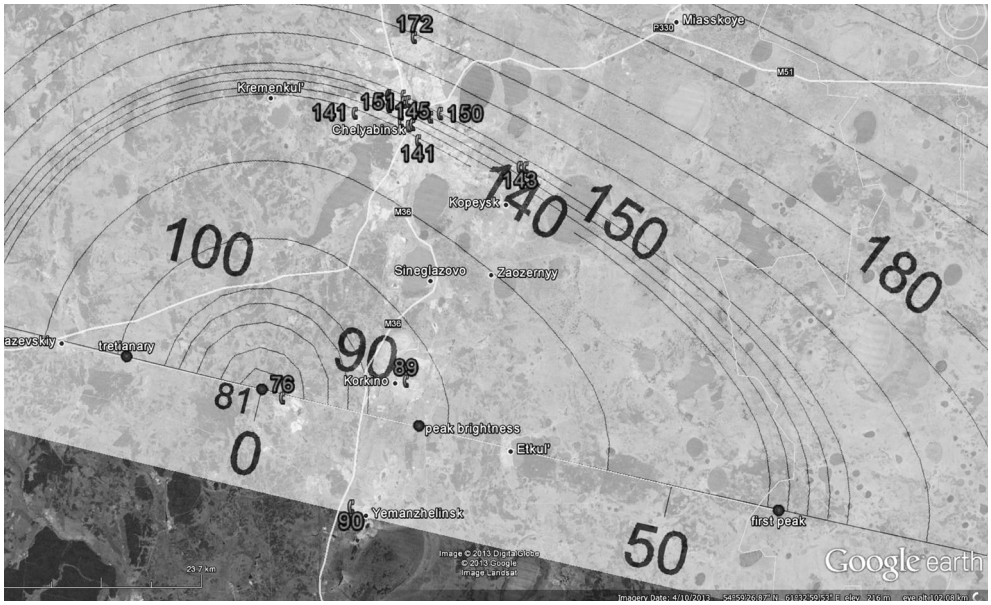


Рис. 7. Черные линии показывают времена прихода ударной волны, полученные по приближенным формулам в предположении, что энерговыделение заканчивается на высоте 23 км, красные цифры соответствуют наблюдаемым временам. Ось *OX* направлена вдоль траектории и начинается в точке, соответствующей высоте 23 км

Время прихода конической УВ от пролета метеороида можно оценить как $\Delta t = \Delta t(V, \beta, z_0)$, где z_0 – высота окончания энерговыделения, V – скорость входа тела, а β – угол наклона траектории:

$$t_0(x, y) = \frac{1}{c_0}\,[(x + z_0 \tan^{-1}\alpha)^2(\sin\alpha)^2 + y^2]^{1/2} \text{ при } x > z_0 \tan\alpha$$

$$t_0(x, y) = \frac{1}{c_0}\,(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2} \text{ при } x \le z_0 \tan\alpha$$

Время отсчитывается от момента достижения метеороидом точки окончания основного энерговыделения z_0, c_0 – скорость звука (средняя по высоте 0,301 м/с согласно данным метеостанции Верхнее Дуброво), угол наклона ударной волны равен $\alpha = \beta - \arcsin(c_0/V)$. Метеороид движется справа налево в плоскости $Z0X$, и координаты точки окончания основного энерговыделения – $(0, 0, z_0)$. Сравнение приведенных выше оценок с результатами численного моделирования показывает неплохое согласие. Сравнение оценок времени прихода с наблюдаемыми временами приведено на рис. 7. Точность оценок составляет порядка 3–5 с.

Предположение о том, что основное энерговыделение закончилось на высотах порядка 29–34 км, не согласуется со временами прихода волны в пункты, близко

расположенные к траектории. Уменьшение высоты окончания энерговыделения до 23–25 км позволяет получить удовлетворительное согласие с наблюдаемыми данными. Можно заключить, что за формирование УВ отвечает выделение энергии на протяженном участке траектории, ниже 23 км выделилась незначительная доля начальной энергии.

Сравнение Челябинского события с другими

Спутниковая система наблюдений в среднем регистрирует около 30 световых вспышек на высотах 30–45 км в год на всем земном шаре. Длительность вспышек 1–3 с, энергия в излучении в среднем составляет порядка 0,01–1 кт ТНТ. Полные данные оптических наблюдений за 1994–1996 годы (51 событие) были проанализированы в [Nemtchinov et al., 1997], и позволили оценить кинетическую энергию метеороидов, внедряющихся в атмосферу Земли (от 0,06 до 40 кт ТНТ).

Среди доступных для анализа данных спутниковой системы наблюдений максимальная кинетическая энергия метеороида составляла около ~ 40 кт ТНТ [Попова, Немчинов, 2005], что заметно меньше оценок энергии Челябинского метеороида. В период с 1960 по 1974 гг. для некоторого числа болидов инфразвуковые (ИЗ) волны были зарегистрированы системами микробарометров, развернутых в этот период на территории США [ReVelle, 1997]. Наиболее крупное, зарегистрированное за эти 14 лет, событие (3 августа 1963, в районе островов Принца Эдуарда, Южная Африка) имело энергию порядка 300–1000 кт ТНТ [Silber et al., 2009], что сравнимо с энергией Челябинского метеороида (рис. 8). Если считать, что такие события происходят раз в 50 лет, то это согласуется с ожидаемой частотой таких событий в пределах погрешности [Nemtchinov et al., 1997; Brown et al., 2002].

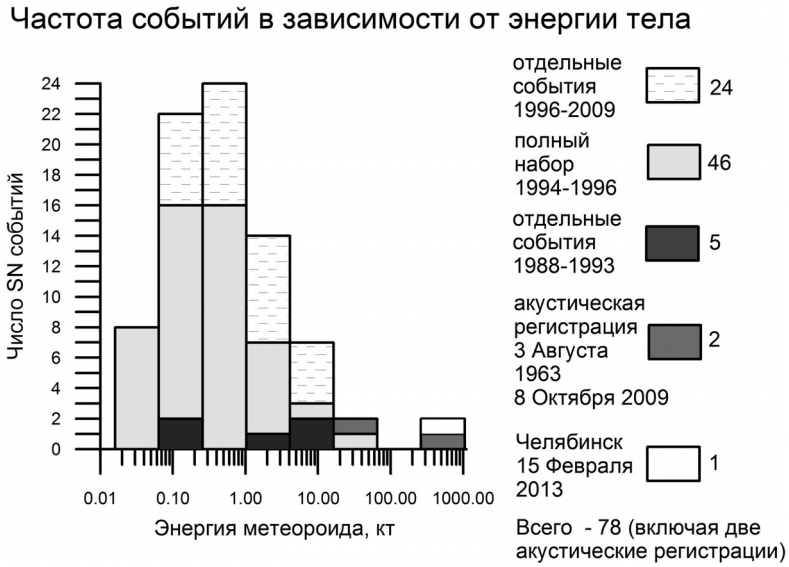


Рис. 8. Распределение спутниковых болидов по энергии: полные данные за 1994–1996 гг. – светло-серые, отдельные события 1988–1993 гг. – черные, отдельные события 1996–2009 гг. – с пунктиром. Только акустические данные – Индонезийский болид 2009 г., болид островов Принца Эдуарда 1963 г. – темно-серые. Челябинский болид – белый

Заключение

Челябинское событие выделяется из общего ряда метеорных явлений своим масштабом (энергией) и возникновением обширной зоны разрушения. Диапазон оценок энергии Челябинского события на данный момент составляет 300–600 кт, что при скорости входа $V \sim 19$ км/с дает возможность оценить массу метеороида в $M \sim 7–14 \cdot 10^6$ кг, что соответствует диаметру тела в ~16–20 м. Уже определены траектория, световая кривая этого метеороида, оценены высоты разрушения, тип этого разрушения [Емельяненко и др., 2013].

Показано, что при объяснении как наблюдающейся картины разрушений, так и времен прихода ударной волны, принципиальным является распределенный характер энерговыделения, основное выделение энергии произошло на высотах 40–23 км, там где и произошло основное разрушение метеороида.

Другая особенность Челябинского события состоит в том, что имеется большое количество разнообразных данных, в том числе инструментальных, которые позволяют изучить это событие и его последствия более детально, чем это обычно удается. Большая часть этой информации еще не обработана и не опубликована, и полный анализ явления потребует немало времени. Предстоит уточнить долю вещества, оставленную в атмосфере в виде пыли и оценить полную массу упавших метеоритов, объяснить ионосферные эффекты, построить физико-математическую модель фрагментации метеороида, и т.д. Имеющиеся в ИДГ наработки позволяют производить комплексный интерактивный анализ разнородных данных и верифицировать компьютерные модели с подгонкой под инструментальные и наблюдательные данные.

Литература

Borovička J., Spurny P., Shrbeny L. Trajectory and orbit of the Chelyabinsk superbolide // CBET, 3423, D.W.E. Green, ed., Central Bureau for Astronomical Telegrams, International Astronomical Union, p. 1–1, 2013.

Brown, P.G., Spalding R.E., et al. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth // Nature. 2002. V. 420. P. 294–296.

Ens T.A., Brown P.G., Edwards W.N., Silber E.A. Infrasound production by bolides: A global statistical study // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012. V. 80. P. 208–229.

http://neo.jpl.nasa.gov/fireballs/

http://comcat.cr.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us2013lra1#summary

Mannan S., Lees F.P. Lees' loss prevention in the process industries: hazard identification, assessment and control // V. 1, 3 rd ed: Elsevier Butterworth-Heinemann. 2005.

Miller S.D., Straka W.C., Bachmeier A.S., Schmit T.J., Partain P.T., Noh Y.-J. Earth-viewing Satellite Perspectives on the Chelyabinsk Meteor Event // 2013, DOI:10.1073/pnas.1307965110

Nemtchinov I.V., Svetsov V.V., Kosarev I.B., et al. Assessment of kinetic energy of meteoroids detected by satellite-based light sensors // Icarus. 1997. V. 130. № 2. P. 259–274.

Popova O., Borovička J., Hartmann W., Spurny P. et al. Very low strength of interplanetary meteoroids and small asteroids // Meteorit. Planet. Sci. 2011. V. 46. P. 1525–1550.

ReVelle D.O. Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves // In: Remo JL (ed.) Annals of the New York academy of sciences, near-earth objects – the United Nations international conference, New York Academy of Sciences. 1997. V. 822. P. 284–302.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // Shock Waves. 1999. V. 9. P. 381–390.

Silber E., ReVelle D.O., Brown P., Edwards W. An estimate of the terrestrial influx of large meteoroids from infrasonic measurements // JGR. 2009. V. 114. E08006.

Tagliaferri E., Spalding R., Jacobs C., et al. Detection of meteoroid impacts by optical sensors in Earth orbit // Hazards due to Comets and asteroids / Ed. T. Gehrels. Tucson and London: Univ. Arizona Press. 1994. P. 199–220.

Zuluaga Jorge I., Ferrin Ignacio, Geens Stefan. The orbit of the Chelyabinsk event impactor as reconstructed from amateur and public footage // arXiv.org. 2013. arXiv:1303. 1796.

Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах // М.: Изд. АН СССР, 1957. 502 с.

Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере // Мир: 1975. 532с.

Емельяненко В.В., Попова О.П., Чугай Н.Н. и др. Астрономические и физические эффекты Челябинского события 15 февраля 2013 г. // Астрономический вестник. 2013 (в печати).

Попова О.П., Немчинов И.В. Метеорные явления (болиды) в атмосфере Земли // Катастрофические воздействия космических тел / Ред. В.В. Адушкин и И.В. Немчинов. М.: Академкнига. 2005. С. 92–117.

Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А., Соловьев А.В., Русаков Ю.С., Глухов А.Г., Silber E., Подобная Е.Д., Суркова Д.В. Оценка энергии Челябинского болида по инфразвуковым измерениям // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 4: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2013 (в печати).

Цикулин М.А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел // М.: Наука. 1969. 132 с.

УДК 523.44+523.51

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ЧЕЛЯБИНСКОГО БОЛИДА ПО ИНФРАЗВУКОВЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

Ю.С. Рыбнов[1], О.П. Попова[1], В.А. Харламов[1], А.В. Соловьев[2], Ю.С. Русаков[3], А.Г. Глухов[4], E. Silber[5], Е.Д. Подобная[6], Д.В. Суркова[6]

[1] Институт динамики геосфер РАН,
[2] Томский государственный университет,
[3] НПО «Тайфун», [4] ФГКУ «12 ЦНИИ» МО,
[5] University of Western Ontario, London, Ontario, Canada,
[6] МФТИ, Институт динамики геосфер РАН

Приведены результаты регистрации инфразвука от Челябинского болида акустическими станциями, расположенными на территории России и Казахстана. Дана оценка энергии болида и определены координаты его разрушения в атмосфере по инфразвуковым данным. Энергия болида, оцененная по двум методикам, находится в диапазоне 415±97 кТ и 445±142 кТ, а местоположение его разрушения расположено между пунктами Коркино–Еманжелинск–Первомайский.

Введение

Челябинский болид 15 февраля 2013 г. достиг максимальной яркости примерно в ≈03:20 по UT. Метеороид пролетел приблизительно в 30–35 км южнее г. Челябинска на высоте ≈24÷30 км [Borovička et al., 2013; Емельяненко и др., 2013], его разрушение сопровождалось яркой вспышкой, которая хорошо была видна на расстояниях в десятки и сотни километров [Емельяненко и др., 2013].

При движении и разрушении космических тел в атмосфере Земли происходят процессы быстрого освобождения большого количества энергии в ограниченном объеме, что приводит к созданию области с высоким давлением и возникновению ударной волны в атмосфере [Цикулин, 1969; Немчинов, Адушкин и др., 2005]. С расстоянием ударная волна трансформируется в инфразвуковую, которая может распространяться на сотни и даже тысячи километров. В качестве относительной меры, характеризующей интенсивность возбуждаемой волны, вводится так называемый «тротиловый эквивалент» [Губкин, 1978]. Однако необходимо отметить, что это понятие является лишь мерой освободившейся энергии, и ни в какой мере не характеризует параметры акустической волны.

В настоящей статье рассмотрена возможность оценки энергии метеороида по данным регистрации инфразвуковых сигналов на эпицентральных расстояниях более 500 км. В работах [ReVelle, 1997; Цикулин, 1969] исследована возможность применения взрывной аналогии к оценке энергии болида. Показано, что на расстояниях порядка нескольких сотен километров инфразвуковые волны от космических тел по энергетическим характеристикам находятся в хорошем согласии с волнами от химических взрывов.

Результаты натурных измерений

Для оценки энерговыделения при разрушении болида использовались материалы регистрации инфразвуковыми станциями, расположенными на территории Российской Федерации и Республики Казахстан. Данные по местоположению станций и расстояния до вероятного места разрушения болида приведены в таблице 1.

Таблица 1

Название станции	Координаты станции	Расстояние до источника, км
IS43 (г. Дубна)	N = 56,7°, E = 37,3°	≈1513
IS44 (Камчатка)	N = 51,1°, E = 158,8°	≈5780
IS46 (г. Залесово)	N = 53,9°, E = 84,8°	≈1520
IS31 (г. Актюбинск)	N = 50,4°, E = 58,0°	≈520
ГФО ИДГ РАН «Михнево» (Московская обл.)	N = 54,9°, E = 37,7°	≈1500
Здание ИДГ РАН (г. Москва)	N = 55,7°, E = 37,6°	≈1500
НПО «Тайфун» (г. Обнинск)	N = 55,1°, E = 36,6°	≈1520
ТГУ (г. Томск)	N = 56,5°, E = 84,9°	≈1500

Инфразвуковые станции Международной системы мониторинга «Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty» (CTBT) оснащены микробарометрами MB2000 (Фран-

ция) с полосой пропускания 0–47 Гц. Геофизическая обсерватория (ГФО) ИДГ РАН «Михнево» и здание ИДГ РАН оснащены микробарометрами с полосой пропускания 0,0003–10 Гц. В Обнинске и Томске установлены микробарометры с полосой пропускания 0,003–10 Гц. Волновые формы зарегистрированных сигналов приведены на рисунках 1, 2.

Оценка энергии Челябинского болида

Для оценки энергии источника были проанализированы инфразвуковые сигналы от воздушных взрывов, проведенных на высотах $h \sim 35q^{1/3}$, где q – тротиловый эквивалент в кТ, h – высота в м [Stevens et al., 2006]. Тротиловый эквивалент взрывов находился в диапазоне от 10 до 2400 кТ. Сигналы регистрировались на эпицентральных расстояниях от 500 до 3000 км. При этом ≈40% сигналов было зарегистрировано в восточном направлении и ≈40% – в южном. Остальные 20% были зарегистрированы на западном и северном направлениях.

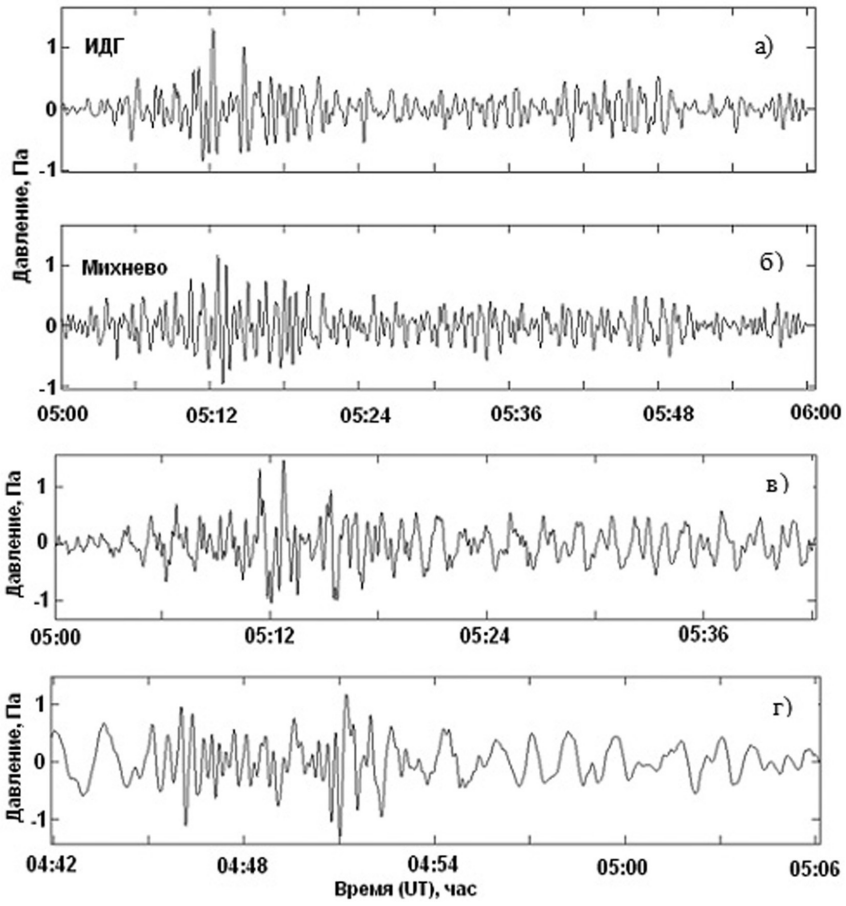


Рис. 1. Волновая форма сигналов зарегистрированных: а) в ИДГ РАН; б) ГФО «Михнево»; в) инфразвуковой станцией IS43 (Дубна, Московская обл.); г) инфразвуковой станцией IS46 (Залесово, Алтайский край)

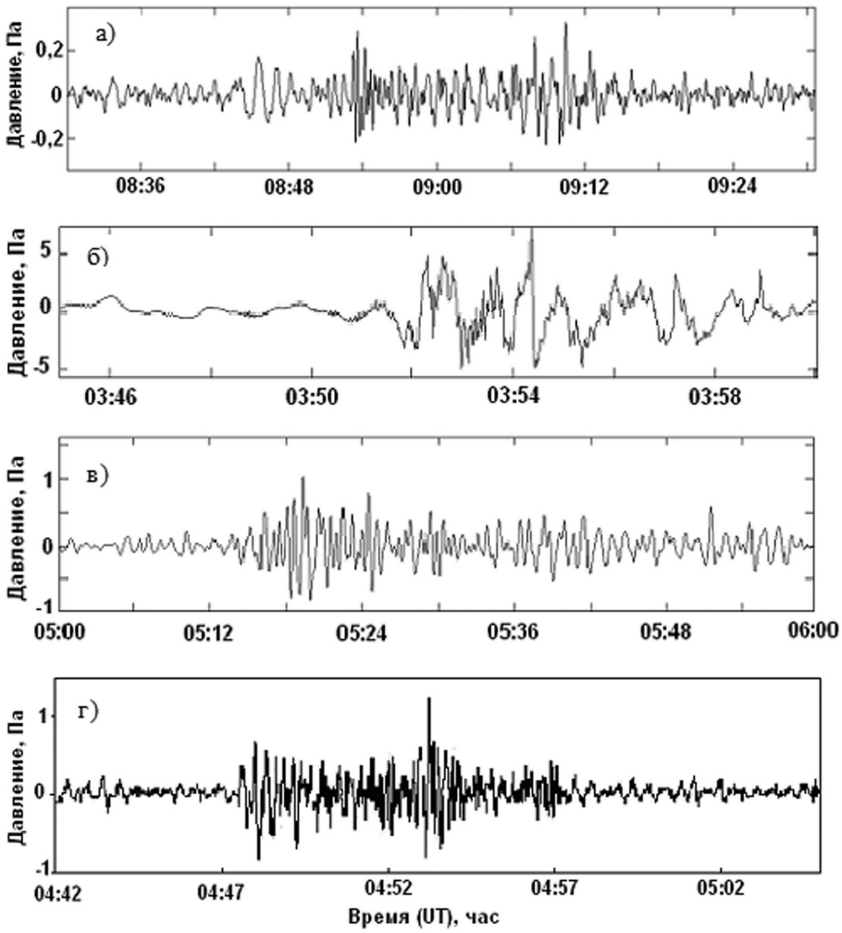


Рис. 2. Волновая форма сигнала зарегистрированного инфразвуковой станцией: а) IS44 (Камчатка); б) IS31 (Актюбинск, Казахстан); в) НПО «Тайфун» (Обнинск, Калужская обл.); г) в Томском государственном университете (Томск)

Оценки источника энергии для инфразвукового сигнала обычно опираются на эмпирические соотношения. Анализ сигналов, зарегистрированных на разных эпицентральных расстояниях, показал, что их амплитуда сильно зависит от:

– скорости и направления ветра на высоте стратосферы (40–60 км) и на высоте термосферы (90–120 км);

– направления на пункт регистрации;

– метеоусловий в месте регистрации.

Расчеты показывают, что погрешность оценки энергии взрыва может достигать 4–8 раз. Такой же вывод сделан в [Stevens et al., 2006], где анализировалась зависимость энергии источника от амплитуды инфразвуковой волны на различных эпицентральных расстояниях.

Кроме того, в работах [Revelle 1997; Edwards et al., 2006;. Edwards, 2010;. Silber et al., 2009; Ens et al., 2012] исследовались инфразвуковые сигналы болидов. Из полученных эмпирических соотношений видно, что амплитуда сигнала варьируется на порядок и более для источника известной мощности. Стало очевидно, что ам-

плитудные параметры сигналов не могут быть положены в основу метода оценки энергии взрывного источника на больших расстояниях.

Анализ спектрограмм показал, что для каждого взрыва наблюдается характерная частота $f_{хар}$, превалирующая над другими. Значение $f_{хар}$ в первом приближении определяется зависимостью вида [Stevens et al., 2006].

$$f_{хар} \approx \frac{K_f}{2\pi\sqrt[3]{E}}, \qquad (1)$$

где E – тротиловый эквивалент взрывного источника в кТ; K_f – коэффициент пропорциональности.

На рис. 3 приведены распределения вероятностей для коэффициентов K_f, построенные по экспериментальным данным [Stevens et al., 2006] для разных направлений распространения сигнала. Там же показаны аналитические выражения плотности вероятности. В качестве закона распределения выбран логнормальный. Для проверки эквивалентности выбранного закона распределения выборочным данным использовался критерий согласия хи-квадрат. Критерий согласия для направления восток-запад равен ≈5,17 при уровне значимости ≈0,023, что не противоречит гипотезе о логнормальности закона распределения. Аналогичные оценки получаются для направления юг-север. Поэтому можно принять для распространения сигналов в направлении восток-запад $K_f \approx 1{,}65^{+0{,}113}_{-0{,}113}$, а для направления юг-север $K_f \approx 1{,}21^{+0{,}195}_{-0{,}195}$.

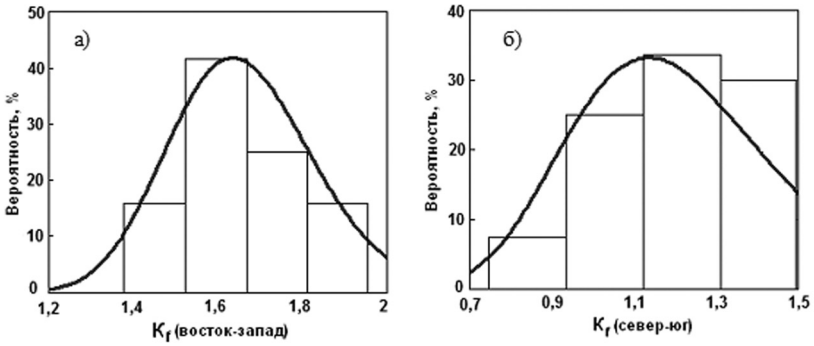


Рис. 3. Коэффициент K_f при распространении сигналов (а) в направлении восток-запад; (б) в направлении север-юг

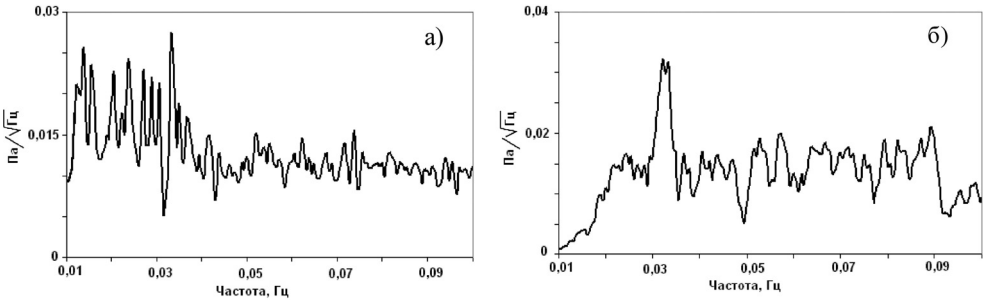


Рис. 4. Спектры сигналов зарегистрированных: а) в ИДГ РАН; б) в Обнинске

Для примера на рис. 4 приведены спектры сигналов, зарегистрированных в здании ИДГ и Обнинске. Характерные частоты инфразвуковых сигналов, зарегистри-

рованных акустическими станциями, приведены в таблице 2. Там же приведены оценки энергии источника, рассчитанные по уравнению (1).

Таблица 2

Название станции	**Характерная частота, Гц**	**Энергия болида, кТ**
IS43 (г. Дубна)	≈0,033	407÷615
IS44 (Камчатка)	≈0,036	314÷473
IS46 (г. Залесово)	≈0,035	341÷515
IS31 (г. Актюбинск)	≈0,029	173÷458
ГФО ИДГ РАН «Михнево» (Московская обл.)	≈0,0326	423÷638
Здание ИДГ РАН (г. Москва)	≈0,033	407÷615
НПО «Тайфун» (г. Обнинск)	≈0,032	447÷674
ТГУ (г. Томск)	≈0,039	247÷372

Среднее значение энергии равно 445 кТ при стандартном отклонении ±142 кТ. Из полученных оценок видно достаточно большое (до 2,7 раз) расхождение в определении мощности источника. По-видимому, такое различие обусловлено влиянием циркуляции воздушных масс на стратосферных высотах. Известно [Хргиан, 1986], что на высоте стратосферы в зимнее время года наблюдаются западные ветры, а летом – восточные. Их скорость может достигать 50 м/с и более. Такие ветры могут оказывать влияние на спектральный состав сигналов, распространяющихся по меридиану.

Дополнительные исходные данные по регистрации инфразвуковых сигналов позволили уточнить приведенные выше зависимости с учетом эпицентральных расстояний, азимутов на источник и моделей атмосферы для разных сезонов года. Объем выборки – около 100 сигналов от источников с q от 10 кт до 10 000 кТ на расстояниях 500–5000 км [Stevens et al., 2006].

Получена функциональная зависимость вида [Ens et al.; 2012]

$$\lg q \approx a - b \cdot \lg f - c \cdot \lg R + d, \qquad (2)$$

где f – частота в Гц, R – расстояние в км.

Значения коэффициентов a, b и c в уравнении (2) получены путем построения регрессивных зависимостей методом наименьших квадратов и равны: $a \approx 0{,}65$, $b \approx 2{,}3$, $c \approx 0{,}49$. Анализ показал, что основное влияние на оценку энергии источника оказывает коэффициент b, выборочное распределение которого близко к нормальному.

Влияние сезонных вариаций стратосферного ветра и азимута из источника на пункт регистрации учтены в виде добавки d к основной функциональной зависимости

$$d \approx K_1 \cdot K_2$$

где K_1 – коэффициент, учитывающий влияние сезонных вариаций скорости и направления ветра, K_2 – коэффициент, учитывающий азимут из источника на пункт регистрации. Значения K_1 и K_2 определяются из графиков на рис. 5, которые построены в результате обработки данных, приведенных в работе Stevens et al. [2006].

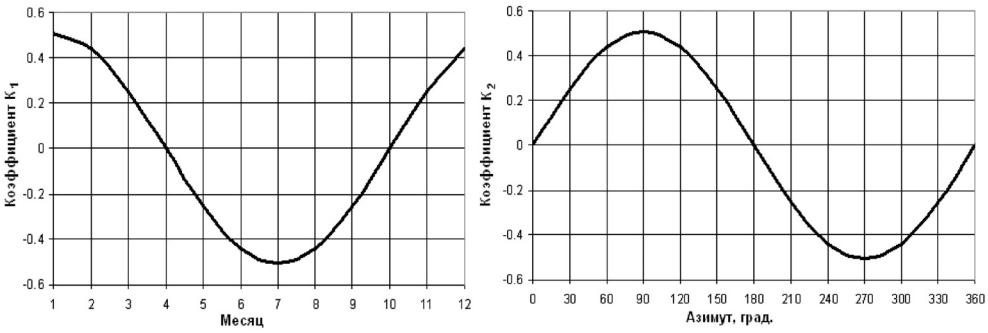


Рис. 5. Значения коэффициентов K_1 и K_2

Рис. 6. Направления ветра по трассе сигнала (■ – 06 UT, ◆ – 18 UT)

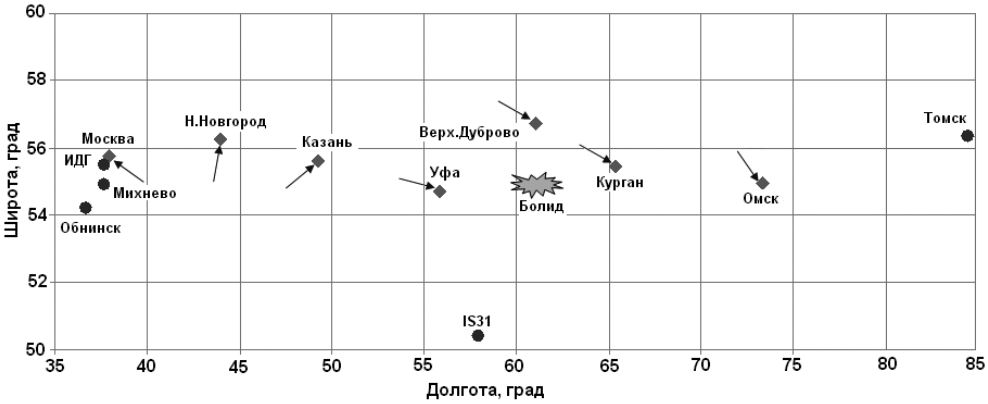


Рис. 7. Схема расположения метеостанций, пунктов регистрации и направлений ветра

Так, для февраля направление ветра принималось равным ≈270° (западный ветер). На рис. 6 показаны направления ветра 15.02.2013 г., полученные с метеостанций, расположенных по трассе распространения сигнала, как в восточном, так и в западном направлениях.

Полная схема ветров и расположение пунктов регистрации приведены на рис. 7. Как видно из рис. 7 при распространении сигнала на запад направление ветра менялось с ≈290 до ≈144° (среднее значение ≈217°). По трассе распространения на

Томск направление ветра менялось с ≈311 до ≈349° (среднее значение ≈321°), по трассе распространения на Камчатку и Залесово – менялось с ≈220 до ≈300° (среднее значение ≈260°). С учетом этого были скорректированы коэффициенты K_1, K_2 для оценки энергии болида.

Влияние скорости ветра оценивалось по данным метеостанций, приведенным на рис. 8. Расчеты показывают, что средняя скорость ветра равна ≈23,3 м/с.

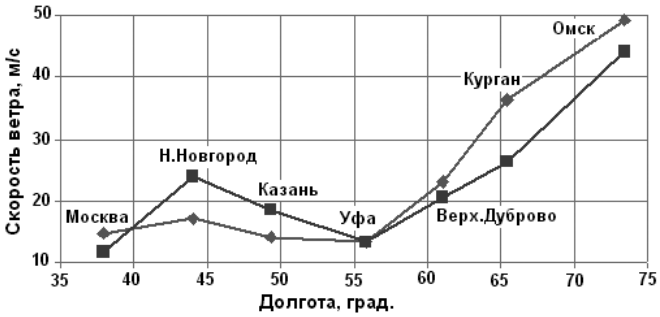


Рис. 8. Скорость ветра по трассе распространения сигнала (■ – 06 UT, ◆ – 18 UT)

Для контроля оценивалась скорость ветра по данным натурных измерений. Были взяты пункты ИДГ РАН и ТГУ. Оба пункта регистрации расположены практически в диаметрально противоположных направлениях и на одинаковых расстояниях от источника. Так, время разрушения болида равно ≈03:20÷03:21 по UT. Время прихода сигнала в ИДГ РАН равно ≈05:05 UT, а в Томск ≈04:47 UT. Расстояния от источника до указанных пунктов регистрации равны ≈1500 км. Соответственно, скорость распространения в западном направлении (в сторону ИДГ РАН) была равна ≈240 м/с, а восточном – ≈287 м/с. Расчеты показывают, что средняя скорость западного ветра была равна ≈23,5 м/с. Это хорошо совпадает с данными метеостанций.

При расчете коэффициентов K_1 и K_2 для данного месяца года закладывалась средняя скорость ветра равная ≈25 м/с. Данное обстоятельство говорит в пользу того, что оценки энергии, полученные с учетом реальной стратификации ветра (направление и скорость) по трассе распространения, являются достаточно надежными.

В таблице 3 приведены оценки энергии источника по данным измерений частоты в разных пунктах регистрации. Среднее значение энергии равно 415 кТ при стандартном отклонении ±97 кТ.

Таблица 3

Название станции	Энергия болида, кТ
IS43 (г. Дубна)	442
IS44 (Камчатка)	221
IS46 (г. Залесово)	462
IS31 (г. Актюбинск)	534
ГФО ИДГ РАН «Михнево» (Московская обл.)	457
Здание ИДГ РАН (г. Москва)	445
НПО «Тайфун» (г. Обнинск)	474
ТГУ (г. Томск)	328

Оценка местоположения источника

Для определения местоположения источника использовались данные регистрации с двух групп станций. Первая группа состоит из трех станций: ИДГ РАН – ГФО «Михнево» – НПО «Тайфун», которые образуют систему регистрации с базами 76–84–90 км. В качестве второй группы использовалась станция IS31, входящая в состав международной системы мониторинга СТВТ. Базы регистрации станции между 3-мя датчиками не превышают 3 км. Совместная обработка данных от разнесенных и синхронизированных станций позволила оценить направление на источник, его координаты и кажущуюся скорость сигнала.

Расчет пеленгов на источник сигналов проводился с применением алгоритма PMCC (прогрессивной множественной кросс-корреляции), используемой в международной системе мониторинга СТВТ [Cansi, 1995; Рыбнов и др., 2005]. На рис. 9 приведен график кросс-корреляции сигналов в ИДГ РАН – ГФО «Михнево» – НПО «Тайфун» (г. Обнинск). По рассчитанным временам задержки прихода сигнала был оценен пеленг на источник равный 84±0,5°. Средняя на траектории скорость при этом была равна 230 м/с ± 12 м/с. Для станции IS31 пеленг на источник равен 28±0,5°, а скорость распространения 338 м/с ± 13 м/с.

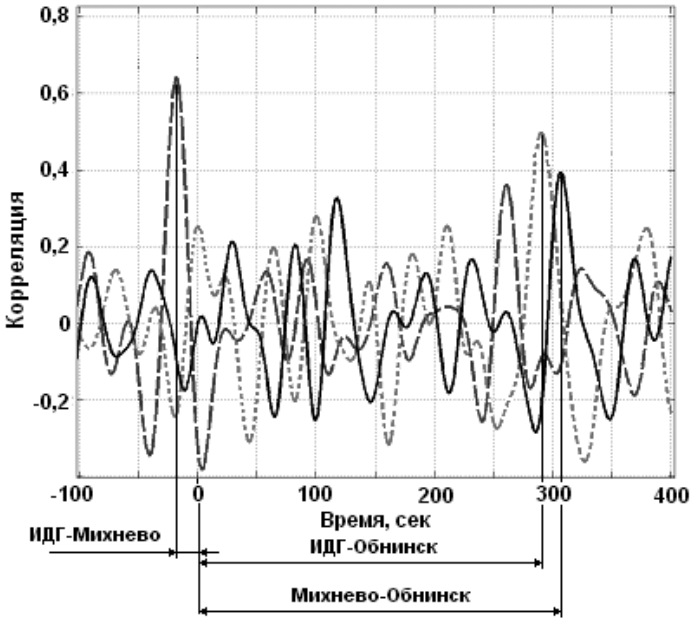


Рис. 9. График временных задержек прихода сигнала: ИДГ-Михнево – пунктир; ИДГ-Обнинск – точечная кривая; Михнево-Обнинск – сплошная кривая

Пересечение пеленгов (см. рис. 10) позволило оценить область максимального энерговыделения при разрушении болида. Размер области не превышает 9×18 км, а её центр хорошо совпадает с траекторией пролета болида.

При расчете пеленгов в алгоритме PMCC сделано допущение – скорость ветра принималась равной нулю. Наличие бокового ветра вносит погрешность в определение пеленга, так как вызывает смещение траектории пропорциональное средней

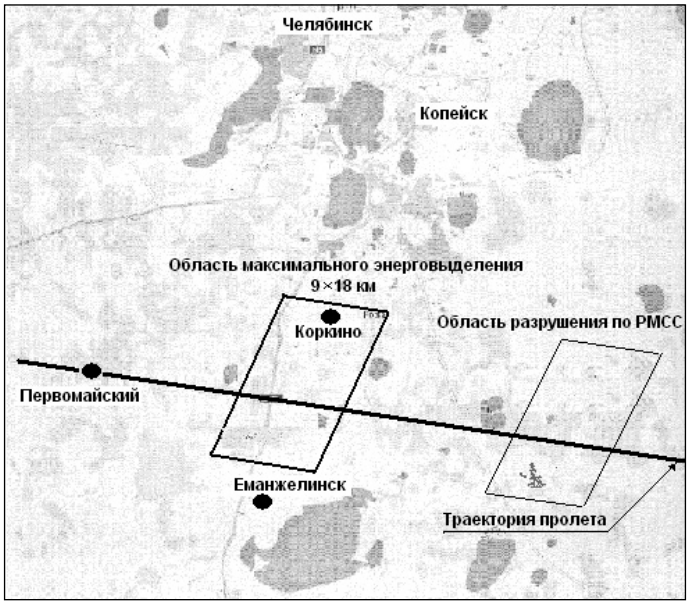


Рис. 10. Траектория пролета болида и местоположение его разрушения

скорости ветра по трассе, времени распространения сигнала и углу между направлением ветра и трассой распространения

$$\varphi = \alpha_{расч} \pm \beta,$$

где $\alpha_{расч}$ – пеленг, рассчитанный по РМСС, $\beta = \mathrm{arctg}\left(\frac{V_{ветр} \cdot \sin\gamma \cdot \Delta t}{L}\right)$ – угол смещения траектории, $V_{ветр}$ – средняя скорость ветра по трассе, γ – угол между направлением ветра и пеленгом на источник, Δt – время распространения сигнала по трассе, L – расстояние от пункта регистрации до источника. Если ветер западный, то $\langle - \rangle$, для восточного $\langle + \rangle$.

Расчеты показывают, что основную погрешность вносит ветер, перпендикулярный трассе распространения IS31-источник. Тогда угол смещения траектории $\beta \approx 4°$, а область местоположения источника сместится западнее на ≈36 км (см. рис. 10).

Полученная оценка местоположения разрушения болида хорошо совпадает с данными по его пролету и разрушению, приведенными в [Borovička et al., 2013], где оценка траектории была проведена на основе анализа целого ряда видеозаписей пролета болида, полученных с разных точек. Вычисление траектории по базисным наблюдениям традиционно используется при определении траекторий и орбит болидов.

Заключение

Челябинское событие – первый крупный космический объект, чей вход в атмосферу детально задокументирован. В статье по данным регистрации инфразвуковых сигналов на расстояниях, превышающих 500 км, определено местоположение области основного энерговыделения при пролете и фрагментации Челябинского ме-

теороида между пунктами Коркино-Еманжелинск-Первомайский, которое хорошо согласуется как с данными, полученными при анализе видеозаписей [Borovička et al., 2013; Емельяненко и др., 2013], так и спутниковых снимков [Miller et al., 2013].

По результатам натурных наблюдений 7-ми инфразвуковыми станциями оценена энергия Челябинского болида с использованием двух методик, в основу которых заложен частотный принцип. Соответствующая энергия метеороида составляет 445±142 кТ и 415±97 кТ, что также неплохо согласуется и с другими оценками энергии 380 кТ ÷ 517 кТ [Емельяненко и др., 2013; Попова и др., 2013] и позволяет утверждать, что инфразвуковые измерения можно использовать для оценки энергии метеороидов с достаточной для практических целей точностью. Учет влияния высоты источника на оценку его энергии требует дальнейших исследований. Можно ожидать увеличение оценки энерговыделения в зависимости от высоты в 1,1–1,7 раза.

Литература

Губкин К.Е. О подобии взрыва // ФАО АН СССР, № 10, 1978. с. 49–60.

Емельяненко В.В., Попова О.П., Чугай Н.Н. и др. Астрономические и физические эффекты Челябинского события 15 февраля 2013 г. // Астрономический вестник. 2013. Т. 47. № 4. С. 262–277.

Немчинов И.В., Адушкин В.В. и др. Катастрофические воздействия космических тел / М.: ИЦК «Академкнига», 2005. с. 310.

Попова О.П., Шувалов В.В., Рыбнов Ю.С. и др. Параметры Челябинского метеороида: анализ данных / Сб. научных трудов ИДГ РАН, 2013 (статья в этом же сборнике).

Рыбнов Ю.С., Харламов В.А., Евменов В.Ф. Инфразвуковая система регистрации акустико-гравитационных волн // Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2005. с. 29–33.

Хргиан А.Х. Физика атмосферы // М.: Изд-во МГУ, 1986. с. 328.

Цикулин М.А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел // М.: Наука, 1969. 86 с.

Borovička J., Spurny P., Shrbeny L., Trajectory and orbit of the Chelyabinsk superbolide CBET 3423, D.W.E. Green, ed., Central Bureau for Astronomical Telegrams, International Astronomical Union, p. 1–1, 2013.

Cansi Y. An automatic An automatic seismic event processing for detection and location: The P.M.C.C. method // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. P. 1021–1024.

Edwards, W.N., Brown, P.G., ReVelle, D.O. Estimates of meteoroid kinetic energies from observations of infrasonic airwaves // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2006. V. 68. P. 1136–1160.

Edwards, W.N. Meteor generated infrasound: theory and observation // In: Le Pichon A., Blanc E., Hauchecorne A. (Eds.), Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies. 2010. Springer, Dordrecht, Netherlands, pp. 361–414.

Ens T.A., Brown P.G., Edwards W.N., Silber E.A. Infrasound production by bolides: A global statistical study // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012. V. 80. P. 208–229.

Miller S.D., Straka W.C., Bachmeier A.S., Schmit T.J., Partain P.T., Noh Y.-J. Earth-viewing Satellite Perspectives on the Chelyabinsk Meteor Event // Submitted to PNAS, April 2013.

ReVelle D.O. Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves // In: Remo JL (ed.) Annals of the New York academy of sciences, near-earth objects – the United Nations international conference. New York Academy of Sciences. 1997. V. 822. P. 284–302.

Silber E., ReVelle D.O., Brown P., Edwards W. An estimate of the terrestrial influx of large meteoroids from infrasonic measurements // JGR. 2009. V. 114, E08006.

Stevens, J.L., Adams, D.A., Baker, G.E., Xu, H., Murphy, J.R., Divnov, I., Bourchik, V.N. Infrasound Modeling Using Soviet Explosion Data and Instrument Design Criteria from Experiments and Simulations // Technical Report ADA446517S. 2006.

УДК 523.51+523.682.4;

ГЛОБАЛЬНЫЕ ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ВЫЗВАННЫЕ ЧЕЛЯБИНСКИМ СОБЫТИЕМ 15.02.2013 г.

М.Ю. Кузьмичева, Т.В. Лосева

Приведены данные регистрации возмущений в ионосфере Земли, вызванных падением Челябинского метеорита 15 февраля 2013 года. Обсуждаются физические механизмы, объясняющие эти эффекты и причины отсутствия геомагнитного эффекта после падения метеорита.

Данные наблюдений

Падение метеорита в Челябинске 15 февраля 2013 г. вызвало мощные возмущения в ионосфере Земли на высотах F2-слоя, зарегистрированные в диапазоне долгот от Якутска до Западной Европы. Возмущения регистрировались независимо станциями томографии ионосферы и сетью ионозондов. По данным станций вертикального зондирования в ионосфере наблюдались осцилляции критической

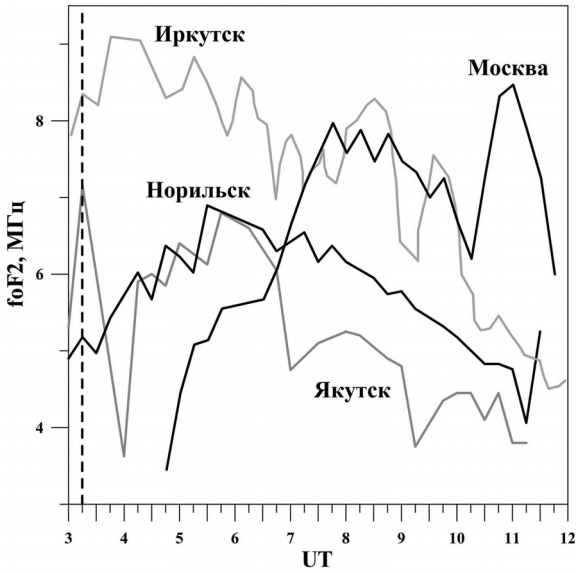


Рис. 1. Временная зависимость критической частоты foF2 (МГц) над различными станциями вертикального зондирования ионосферы. Пунктир – основная вспышка излучения

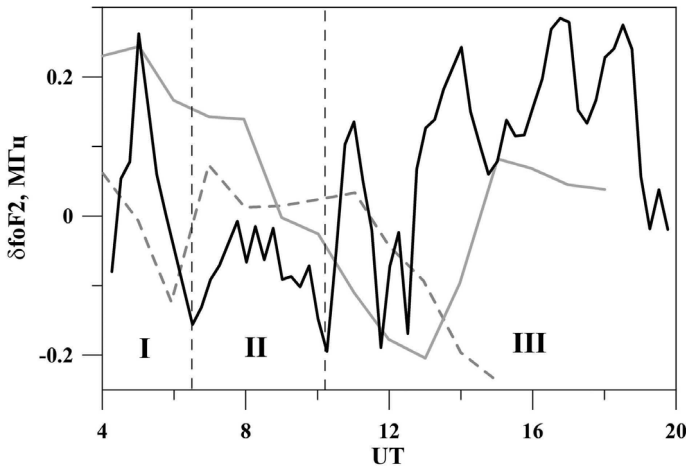


Рис. 2. Временная зависимость отклонения критической частоты foF2 (МГц) от часовых 28-дневных медианных значений над Москвой (черная кривая) – 15.02.2013; синхронизированные со временем вспышки (серые кривые): сплошная – 01.11.1962 г., пунктир – 06.10.1961 г.

плазменной частоты F2-слоя (foF2), что свидетельствует о соответствующих изменениях электронных концентраций, которые сопровождались уменьшением высоты F2-слоя с 250–270 км до 220–230 км. На рис. 1 приведены зависимости foF2 от времени, полученные из базы данных [http://ulcar.uml.edu/DIDBase] для Якутска (~3450 км от Челябинска на высоте 220 км), Иркутска (~2200 км), Норильска (~1550 км) и Москвы (~1200 км). Пунктирной линией обозначено предполагаемое время первого энерговыделения, сопровождающегося вспышкой излучения. Данные западноевропейских ионозондов (Julisruch, Pruhonice) коллинеарны с московскими. Переход от абсолютных значений foF2 к отклонениям δfoF2 от часовых 28-дневных медианных значений позволяет выделить три основные стадии развития возмущений (на примере московской станции, рис. 2 – черная кривая), не наблюдавшихся в соседние дни. Стадия I соответствует приходу одиночного возмущения в Москву через 40 минут после вспышки; стадия II – приходу трех-четырех возмущений с периодом 30 минут в Москву через ~3 часа 20 минут, в Якутск через ~40–50 минут, в Норильск через ~30–40 минут (раньше, чем в Якутск) (см. рис. 1) и через ~30–40 минут после вспышки в Иркутск; стадия III – приходу длиннопериодных (2–2,5 часа) возмущений с задержкой по времени в ~3 часа после стадии II. Для сравнения на рис. 2 серыми кривыми приведены аналогичным образом построенные возмущения δfoF2, зафиксированные на московской станции, вызванные двумя ядерными взрывами в Семипалатинске (46.23N, 72.52E). Здесь: серая пунктирная линия соответствует взрыву с энергией 40 кТ на высоте 22,7 км, произведенному 06.10.1961 г. в 7:15 UT, серая сплошная – взрыву с энергией 300 кТ, произведенному 01.11.1962 г. в 9:15 UT. Времена этих взрывов на рисунке приведены ко времени вспышки Челябинского события. Аналогичные картины осцилляций после высотных ядерных взрывов наблюдались на всех среднеазиатских станциях высотного зондирования.

По данным томографирования среднеширотной ионосферы [Гивишвили и др., 2013] возмущения электронной плотности появились в 06:39 UT и захватили высоты 200–700 км в широтном диапазоне 52–56 N. Аналогичные данные были по-

лучены на дигизонде в Иркутске, что подтверждает данные ионозондов и доказывает глобальный характер возмущения ионосферы Земли на высотах F2-слоя. Необходимо подчеркнуть, что первичные ионограммы не содержат никаких аномалий (диффузность F2-слоя, появление кратных отражений или сигнатур ПИВ, спорадических Es слоев). Ионосфера испытывала только регулярные колебания foF2. Геомагнитная обстановка в анализируемый период была спокойная, что позволяет исключить возможность наблюдения ионосферных бурь другого происхождения.

Принципиальным фактом, который необходимо учесть при построении физической модели явления, является отсутствие возмущений в нижней ионосфере Земли. По данным регистрации сигналов СДВ-ДВ передатчиков в ГФО «Михнево» ИДГ РАН, выполненной тремя независимыми средствами измерений (приемник-измеритель Rhode&Shwarz, электрическая и магнитная антенны, ВЧ магнитометр METRONIX ADU-07) падение метеорита не вызвало никаких изменений в амплитудах и фазах сигналов на трассах, проходящих в зоне томографии и измерений на ионозондах.

Необходимо также отметить тот факт, что измерения вариаций геомагнитного поля на станции Arti сети Intermagnet [http://www.intermagnet.org] с координатами 56,43 N, 58,57 E, ближайшей к Челябинску (55,09 N, 61,24 E; 165 км к западу и 150 км к северу) показали, что падение Челябинского метеорита никак не проявилось в магнитограммах.

Любая физическая модель Челябинского события должна непротиворечивым образом объяснить: «пробой» F2-слоя ионосферы (200–700 км), отсутствие возмущений в D-слое (40–80 км), отсутствие геомагнитных эффектов, природу трех стадий возмущений, почему возмущения второй стадии наблюдались сначала в Иркутске, затем в Норильске, Якутске и с запозданием более чем в три часа в Москве и Европе.

В качестве источника первичной информации о Челябинском событии использованы данные спутника Meteosat-9 [http://www.eumetsat.int/Home/Main/Image_Gallery/ImageLibrary/index.htm?l=en], из которых было получено примерное направление пролета. По данным японского спутника MTSAT-2 стратосферный след от метеорита сохранялся в течение 9 часов, и его температура превышала температуру окружающего газа на величину порядка 70 С ([Satellite Views of Meteor Vapor Trail Over Russia. CIMSS Satellite Blog (15 February 2013)]).

Обсуждение данных наблюдений

По данным видеорегистратора в момент времени ~3:20 UT (3:15 UT по другим данным) была зафиксирована интенсивная вспышка излучения в видимом диапазоне длин волн. При этом плотность фонового потока солнечного излучения (~2 Вт/м^2 в видимом диапазоне, так как в это время в Челябинске был рассвет) была значительно превышена. Однако отсутствовали пожары и ожоги глаз у людей и животных. С помощью численного моделирования одномерной радиационно-газодинамической задачи о движении газа (после интенсивного энерговыделения на высоте 40 км) в поле силы тяжести в стратифицированной атмосфере с реальным уравнением состояния воздуха была проведена серия расчетов с различными начальными температурами и подобрана температура, для которой выполняются вышеперечисленные характерные радиационные параметры явления. На рис. 3 приведены зависимости от времени плотностей потоков излучения в видимом (чер-

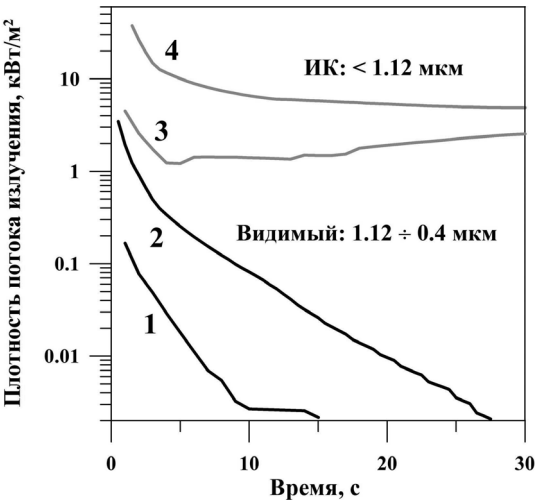


Рис. 3. Временные зависимости плотностей потоков излучения в видимом (черные кривые) и в ИК (серые кривые) диапазонах длин волн при начальном повышении температуры.
Кривые 1 и 3 получены при температуре 0,5 эВ, кривые 2 и 4 – при температуре 1.2 эВ

ные кривые) и в инфракрасном (серые кривые) диапазонах длин волн для вариантов расчетов при начальном повышении температуры T_0 на высоте 40 км. Кривые 1 и 3 соответствуют T_0 = 0,5 эВ, кривые 2 и 4 – 1,2 эВ. При меньших значениях T_0 плотность потока излучения получается меньше фоновой. Как следует из [Атаманюк и др., 1986], первая степень ожоговой травмы у человека вызывается световым излучением видимого диапазона с энергией на единицу площади 80–160 кДж/м^2, а пожары – инфракрасным излучением 250–400 кДж/м^2. Оценочные расчеты дают для приведенных значений температур величину энергии излучения на единицу площади в видимом диапазоне ~ 0,7 и 50 кДж/м^2, а в ИК диапазоне – ~140 и 500 кДж/м^2, соответственно. С фактами отсутствия пожаров и ожогов глаз у людей и животных согласуется T_0 ~ 0,5 эВ или 6000 К. Максимальная плотность потока излучения в видимом диапазоне при этом равна 300 Вт/м^2, что не противоречит тому факту, что вспышка излучения затмевала падающий солнечный свет. При этом полученная величина яркостной температуры в ИК диапазоне длин волн на высоте 800 км (высота спутника EUMETSAT) через три часа после вспышки ~249 K хорошо согласуется с данными спутника Meteosat-7 (спутник зафиксировал пятно с яркостной температурой в ИК диапазоне ~245÷250 K).

Согласно подходу [Немчинов и др., 1999], в области энерговыделения нарушается гидростатическое равновесие. Частицы газа устремляются вверх и, достигнув разреженных слоев атмосферы, начинают двигаться по баллистическим траекториям в поле силы тяжести. При обратном падении кинетическая энергия воздуха, тормозящегося в плотных слоях, переходит в тепловую, образуется отраженная ударная волна, нагретый газ поднимается в вышележащие слои атмосферы, и процесс повторяется. Такое упрощенное численное решение позволяет определить некоторые характеристики течения (периоды колебаний атмосферы, скорость затухания, плотности потоков излучения в различных диапазонах длин волн). На рис. 4 представлены осцилляции плотности на высоте 220 км (черная кривая) и 60 км (серая кривая). Первое возмущение плотности можно трактовать как возмущение стадии I (рис. 2). Время распространения этого возмущения до Москвы со скоростью звука на высоте 220 км (660 м/с) составляет величину ~38 минут, что хорошо согласуется с данными ионограммы. Амплитуда возмущений в D-слое на порядок меньше, чем в F2-слое и время их затухания всего 15–20 минут.

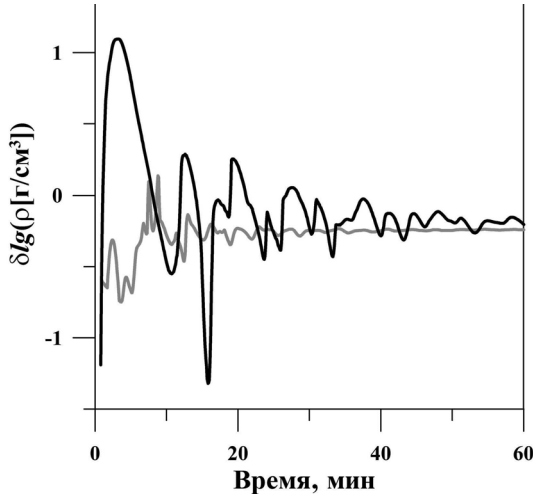


Рис. 4. Временные зависимости осцилляций плотности на высоте 220 км (черная кривая) и на высоте 60 км (серая кривая), вызванных основным энерговыделением над Челябинском

Объяснить последовательности времен прихода ионосферных возмущений (после падения) стадий II и III в точки наблюдения (Иркутск, Норильск, Якутск, Москва, Европа) энерговыделением и вспышкой излучения только вблизи Челябинска невозможно. Наблюдаемая последовательность развития возмущений в ионосфере требует локализации источника назад по траектории примерно на 101-ом меридиане (например, над Братском). Эта точка соответствует расстоянию порядка 1500–2000 км от Челябинска. На стадии пролета метеороид не мог вызвать соответствующих ионосферных возмущений на высоте 220 км, так как он пролетал эту точку слишком высоко (на высоте ~500 км при угле наклона траектории 14°).

Как уже было упомянуто, японским спутником было зафиксировано длительное существование горячего разреженного следа. Наличие следа при пролете метеороида принципиально меняет характер течения после основного энерговыделения. Вместо медленно всплывающего тора, формирующегося, например, при мощном ядерном взрыве, возникает направленная вдоль следа струя (плюм). Существование таких плюмов подтвердилось при наблюдении падения фрагментов падения кометы Шумейкера-Леви-9 в атмосферу Юпитера и его численном моделировании [Nemtchinov, Loseva, 1994; Boslough, Crawford, 1997]. Численные эксперименты

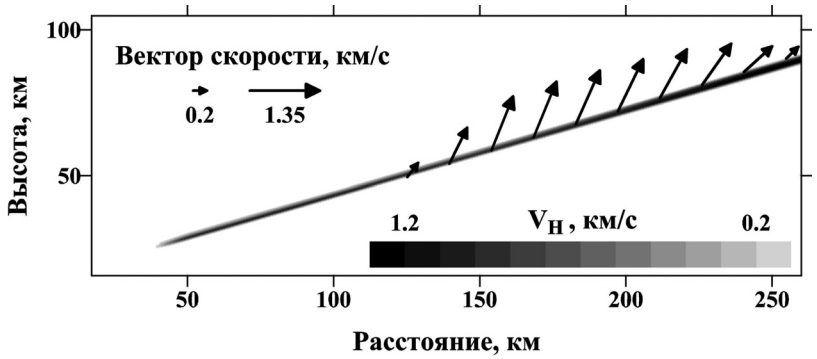


Рис. 5. Пространственное распределение скоростей атмосферного газа в плюме, полученное с помощью 3D численного моделирования

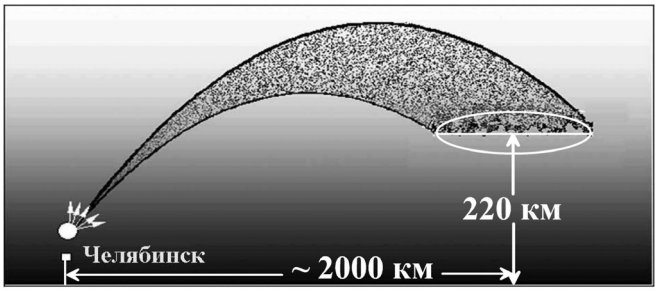


Рис. 6. Схема эволюции плюма

показали, что формирование плюма в верхних слоях атмосферы начинается даже раньше, чем падающее тело затормозится и потеряет свою энергию. В атмосфере Земли плюм образуется уже на стадии пролета крупного, более 10 м космического тела [Шувалов, 1999] (размер челябинского метеорита оценивается в ~15 метров).

Наличие плюма, вылетающего в разреженные слои атмосферы и затем падающего обратно на ее плотные слои, обеспечивает перенос возмущения на большие расстояния. Для моделирования этих эффектов был проведен 3D численный расчет газодинамического течения в атмосфере при общем энерговыделении 500 кТ, распределенном при пролете равномерно по массе вдоль траектории, наклоненной под углом 16 градусов к горизонтальной поверхности. Использовалась программа, написанная на основе разработанной В.В. Шуваловым программы SOVA [Shuvalov, 1999]. Скорость метеороида была выбрана равной 17,8 км/с. На рис. 5 представлены векторы скорости газа в вертикальной плоскости в момент времени 20 с и распределение горизонтальной компоненты скорости. В отличие от случая точечного энерговыделения формируется узкая направленная струя атмосферного воздуха, распространяющаяся под углом к поверхности с горизонтальной скоростью порядка 1,2 км/с, то есть плюм. Время прохождения расстояния 2000 км с такой скоростью – ~27 минут. На рис. 6 схематически показана эволюция плюма. Ионосферные осцилляции на высоте 220 км, вызванные падением плюма, показаны на рис. 7. Амплитуда приведенных возмущений хорошо согласуется с амплитудой колебаний критической плазменной частоты F2-слоя (см. рис. 2).

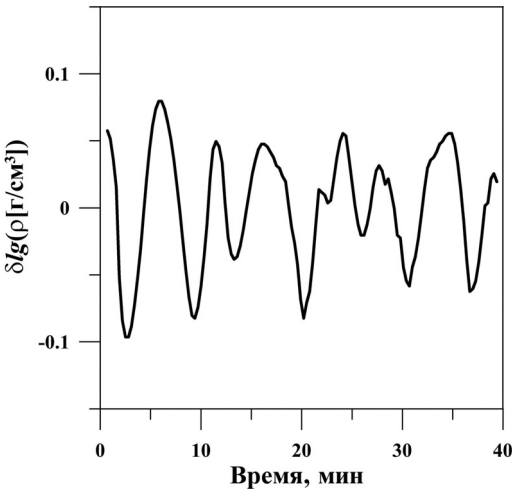


Рис. 7. Временные зависимости осцилляций плотности на высоте 220 км, вызванных падением плюма

Можно предположить, что падение струи спровоцировало ионосферные возмущения стадии II и явилось источником длиннопериодных возмущений (внутренних гравитационных волн) стадии III. Для детального объяснения механизмов их возбуждения необходимы более сложные трехмерные модели явления.

Непохожесть ионосферных эффектов ядерных взрывов и Челябинского события (рис. 2) можно рассматривать как доказательство неправомерности моделирования последствий падения Челябинского метеорита точечным взрывом.

Оценки геомагнитных возмущений

Падение космических тел может вызывать возмущения геомагнитного поля Земли либо из-за нарушения токовой системы ионосферы в E-слое [Иванов, 1967], либо из-за крупномасштабных газодинамических течений в E-слое при движении газа поперек геомагнитного поля [Лосева, Кузьмичева, 2010; Kuzmicheva, Losseva, 2012]. Поэтому при исследовании последствий Челябинского события рассматривались две гипотезы: точечный взрыв и энерговыделение вдоль наклонной траектории. При расчете геомагнитных возмущений, вызванных точечным взрывом с тротиловым эквивалентом 300 кТ на высоте 25 км, в качестве начальных данных были взяты газодинамические параметры в момент времени 10 мин (когда возмущение после взрыва достигает E-слоя ионосферы), полученные из расчета, проведенного В.В. Шуваловым по его программе [Shuvalov, 1999]. Газодинамическая картина течения выглядит типичной: за убегающей вверх ударной волной сформировались центральная струя с радиусом 50–80 км и тор с радиусом 100–200 км. Локальные возмущения относительной энергии и плотности на этих высотах невелики, в первом приближении ими можно пренебречь. Для расчета токов, генерируемых в ионосфере, использовались проводимости, соответствующие фоновым концентрациям и температурам в дневное время. За ударной волной в ионосфере в центральной части струи возникают крупномасштабные колебания поперек *X*-компоненты геомагнитного поля (*Y*-компонента много меньше), при этом генерируемые колебаниями возмущения геомагнитного поля взаимно гасят друг друга. Радиальный разлет газа в торе поперек *Z*-компоненты геомагнитного поля порождает кольцевой ток в ионосфере и приводит к генерации дипольного магнитного поля. Трехмерный расчет токов и магнитных полей при проверке обеих гипотез проводился на основе решения стационарных уравнений Максвелла по методике, описанной в работе [Лосева, Кузьмичева, 2010]. Полученная токовая система (слева) и возмущение *Z*-компоненты магнитного поля на поверхности Земли (справа), которое было наибольшим по величине среди возмущений других компонент, показаны на рис. 8. Возмущения геомагнитного поля могут достигать нескольких нТл, область возмущенных значений имеет радиус порядка 250 км, возмущения могут быть как положительными, так и отрицательными. Полученные значения возмущения геомагнитного поля сравнивались с магнитограммами ближайшей к Челябинску (координаты 55,09 N, 61,24 E) станции ARTI сети INTERMAGNET. Как уже говорилось, падение Челябинского метеорита никак не проявилось на магнитограммах. Эпицентр точечного энерговыделения, приближение которого мы используем, лежит в пределах 35 км от центра координат в расчетах (географические координаты 54,8 N, 61,455 E, по сейсмическим данным 55,12 N, 60,36 E). Для момента времени 10 мин после взрыва на станции ARTI ожидалось бы отрицательное возмущение *Z*-компоненты порядка 1 нТл или нулевое (близко к границе между положи-

тельными и отрицательными значениями). Через полчаса термик расширяется до 1000 км, в точке наблюдения в поведении *Z*-компоненты должен наблюдаться положительный тренд в несколько единиц нТл, которого нет на магнитограмме. Это означает, что приближение точечного взрыва не описывает отсутствие геомагнитного эффекта.

Для проверки второй гипотезы были использованы результаты расчетов газодинамического течения, приведенные на рис. 5. В расчете геомагнитных возмущений, вызываемых струей атмосферного газа. На рис. 9 показаны токовая система (слева) и возмущение *Z*-компоненты геомагнитного поля на поверхности Земли (справа). Точка с координатами (0,0) на правой панели рис. 10 находится на рас-

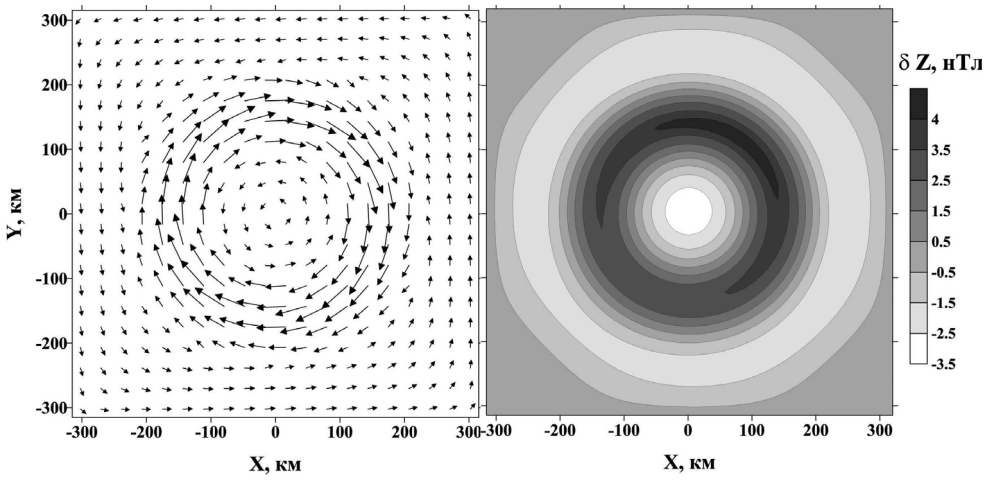


Рис. 8. Токовая система в E-слое ионосферы (слева) и возмущение Z-компоненты геомагнитного поля на Земле (справа) в момент времени 10 мин после точечного взрыва 300 кТ на высоте 25 км

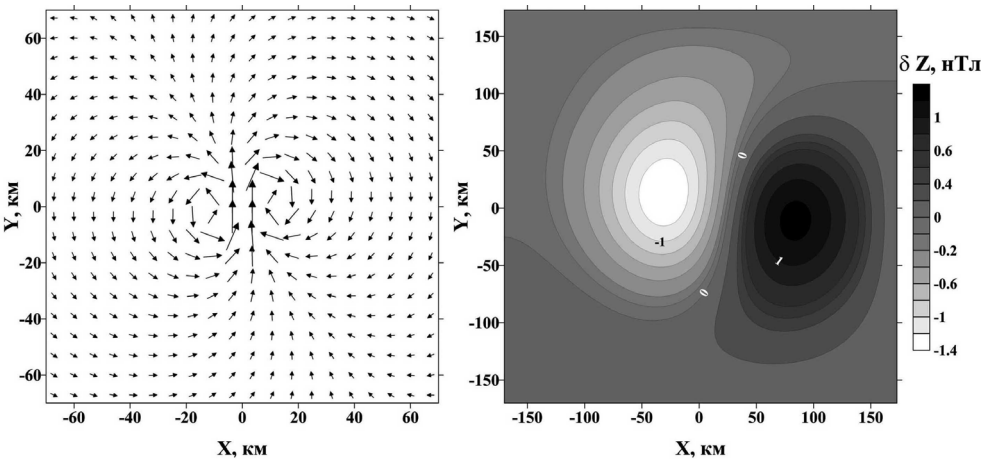


Рис. 9. Токовая система в E-слое ионосферы (слева) и возмущение *Z*-компоненты геомагнитного поля на Земле (справа) в момент времени 2 мин после энерговыделения 300 кТ вдоль наклонной траектории

стоянии 100 км к востоку от г. Челябинска. Соответственно, возмущения в районе станции ARTI, расположенной на северо-западе от г. Челябинска, равны нулю, что согласуется с отсутствием геомагнитных возмущений на этой конкретной станции.

Заключение

Челябинское событие 15.02.2013 вызвало глобальные возмущения ионосферы Земли на высотах F2-слоя, не затронув нижнюю ионосферу. Предложенная модель явления позволяет объяснить как возникновение осцилляций F2-слоя ионосферы, так и отсутствие возмущений в D-слое. Гипотеза атмосферного плюма объясняет наблюдаемую последовательность прихода возмущений F2-слоя: Иркутск, Норильск, Якутск, Москва, Европа. В рамках этой гипотезы удается также объяснить отсутствие геомагнитного эффекта на ближайшей к г. Челябинску геомагнитной обсерватории. Показана неправомерность моделирования последствий падения челябинского метеорита точечным взрывом.

Авторы выражают благодарность А.Н. Ляхову за помощь в получении ионосферных данных, В.В. Шувалову за предоставление результатов численных расчетов точечного взрыва, А.В. Медведеву (ИСЗФ СОРАН) за данные Иркутского дигизонда.

Литература

Атаманюк В.Г., Ширшев Л.Г., Акимов Н.И. Гражданская оборона М.: Высшая школа. 1986. С. 34, 126.

Гивишвили Г.В., Лещенко Л.Н., В.В. Алпатов В.В., Григорьева С.А., Журавлев С.В., Кузнецов В.Д., Кусонский О.А., Лапшин В.Б., Рыбаков М.В. Ионосферные эффекты, стимулированные Челябинским метеоритом // Астрономический Вестник. 2013. Т. 47, № 4. С. 304-311, DOI: 10.7868/S0320930X13040154.

Григорян С.С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космические исследования. 1979. Т. 17. № 6. С. 875–893.

Иванов К.Г. О природе воздействия тунгусского падения на верхнюю атмосферу, геомагнитное поле и свечение ночного неба // Геомагнетизм и аэрономия. 1967. Т. VII. № 6. С. 1031–1035.

Лосева Т.В., Кузьмичева М.Ю. Оценка геомагнитного эффекта при Тунгусском событии 1908 года // Физика межгеосферных взаимодействий / под редакцией академика В.В. Адушкина – М.: ГЕОС, 2010. С. 261–268

Немчинов И.В., Лосева Т.В., Меркин В.Г. Оценка геомагнитного эффекта при падении Тунгусского метеороида // Физические процессы в геосферах: их проявления и взаимодействие (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: 1999. С. 324–339.

Шувалов В.В. Динамические процессы в атмосфере, вызванные сильными импульсными возмущениями: Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. М.: Ин-т динамики геосфер РАН, 1999. С. 228.

Boslough M.B., Crawford D.A. Shoemaker-Levy 9 and plume forming collisions on Earth // Near Earth Objects / Ed. Remo J.L. Annals of New York Acad. Sci. V. 822. New York, 1997. P. 236–282.

Kuzmicheva M.Yu., Losseva T.V. 43rd Lunar and Planetary Science Conference, held March 19–23, 2012 at The Woodlands, Texas. LPI Contribution No. 1659, id.2319. (http://www.lpi.usra.edu/meetings/lpsc2013/eposter/2765.pdf).

Nemtchinov I.V., Loseva T.V. Atmospheric oscillations initiated by the penetration of a comet or an asteroid into gaseous envelope of a planet // LPSC XXY. 1994. Houston. TX. P. 987–988.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to the thermal layer effect // Shock Waves. 1999. 9. P. 381–390.

УДК 533.95.3

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ПРИ ПАДЕНИИ МЕТЕОРОИДА

И.Х. Ковалева, А.Т. Ковалев, С.И. Попель, О.П. Попова

Рассмотрены электромагнитные возмущения различной природы и масштаба, сопровождающие падения метеороидов. Предложен новый механизм генерации электромагнитного сигнала в диапазоне частот от Гц до кГц при таких падениях. Проанализированы особенности падения Челябинского метеороида. Проведены оценки возмущений параметров ионосферной плазмы и характеристики электромагнитных сигналов, которые могут быть зарегистрированы на Земле или спутниками.

Введение

При оценке возмущений, сопровождающих падения метеороидов, как правило, ориентируются на два различных типа экспериментальных данных, к которым относятся: 1 – оптические и радарные наблюдения, 2 – дистанционные измерения акустических возмущений и электромагнитных полей. На основе данных 1-го и 2-го типов проводится оценка возмущений, различающихся по масштабу на несколько порядков величины, представляющих собой по сути локальный и масштабный отклики на данное возмущение. При рассмотрении электромагнитных эффектов, сопровождающих падения метеороидов, традиционно основное внимание уделяется эффектам, которые могут возникнуть вблизи падающего тела или в его следе. Рассматривается локальная область сильного возмущения, регистрируются её параметры, строятся в ней модели генерации электромагнитных возмущений ELF-VLF частотного диапазона [Keay, 1992a; Beech et al., 1995; Price and Blum, 2000; Jenniskens, 1996], и/или электрофонных шумов (сигналов, приходящих к Земле в виде электромагнитного возмущения и возбуждающих у поверхности Земли вторичное звуковое возмущение на частотах электромагнитного шума) [Keay 1980a,b; Kaznev, 1994; Keay, 1994; Keay and Ceplecha, 1994; Vinkovic´ et al., 2000; Zgrablic´ et al., 2002]. Состояние нижней ионосферы, как среды, в которой происходит основное взаимодействие метеороида с веществом, как правило, не анализируется. Наличие или отсутствие регистрации того или иного вида электромагнитного сигнала не связывается с состоянием среды. Работы, посвящённые нелокальным возмущениям ионосферы, сопровождающим падение метеороида, связаны с возмущением ионосферы акусти-

ческой волной, приходящей из точки взрывного распада метеороида. При этом существующие теории не могут объяснить многие свойства низкочастотных электромагнитных сигналов и электрофонных шумов. В качестве объяснения предлагается взаимодействие геомагнитного поля с турбулентной плазмой, образующейся в головной части метеороида (это объяснение подходит только для метеороидов, спускающихся на низкие высоты) [Bronshten 1983] или формированием сигнала в процессе взрыва [Keay, 1992b], разделение зарядов при прохождении ударной волны через ионизованную метеороидом плазму [Beech and Foschini, 1999]. Также предлагается модель зарядки метеороида в процессе абляции [Bronshten, 1991]. Высказывались предположения о возможном наличии нескольких механизмов формирования электромагнитного сигнала от метеороидов. Это связано в частности с тем, что иногда электромагнитный сигнал приходит раньше времени максимального свечения и, следовательно, источник электромагнитного шума возникает в ионосфере во время прохождения метеороида (например, [Price and Blum, 2000; Zgrablic´ et al., 2002]). В данной работе сделана попытка проанализировать возможные ионосферные источники электромагнитных шумов и определить их параметры. Анализируется возможность генерации геофизических возмущений как в локальной области, так и на больших по сравнению с размером метеороида и его следа ионосферных масштабах. В качестве нового механизма формирования возмущения предлагается фотоионизация области высот ионосферы, содержащей легкоионизуемые молекулы NO. Электромагнитный шум в этом случае возникает в результате возбуждения ионно-циклотронных градиентно-дрейфовых волн на градиентах концентрации ионов NO^+ [Ковалева 2012, 2013] и магнитозвуковой волны. Электромагнитные возмущения нижней ионосферы рассматриваются как возмущения среды, находящейся вблизи положения локального равновесия при учете пространственного распределения концентраций ионов, соответствующих данному времени суток. Это распределение определяет направление распространения электромагнитных шумов и, следовательно, области, где возможна их наземная регистрация. Работа построена следующим образом: в первом разделе рассмотрены параметры локального возмущения плазмы в следе метеороида. Во втором разделе – возможные параметры нелокального возмущения, формирующегося по механизму фотоионизации. В третьем разделе рассмотрены возможные нелокальные механизмы возбуждения в ионосфере волн различной природы. Проведены оценки частотных диапазонов формирующихся электромагнитных сигналов.

Формирование локального возмущения. Пылевая плазма

Локальные источники электромагнитных возмущений это: область в головной части движущегося метеороида, формирующийся метеорный след и происходящие в нём плазменные процессы, электромагнитные возмущения, сопровождающие акустическую волну, возникающую в точке взрывного развала метеорного тела. Метеорное вещество поступает в атмосферу в форме свободных атомов и мелкодисперсных пылевых частиц [Rosinski, Snow, 1961; Hunten, Turco, Toon 1980]. Считается, что мелкодисперсные пылевые частицы формируются в следе метеороида в результате конденсации испаренного вещества. По-видимому, абляция метеороидов является единственным источником для формирования слоев свободных металлов (например, Na, Fe, Ca, K), которые существуют в атмосфере [von Zahn, Gerding, Höffner, 1999]. Указанные слои наблюдаются в широких полосах, посто-

янно присутствующих в атмосфере на высотах 80–110 км, а также в так называемых спорадических металлических слоях, представляющих собой узкие нерегулярные слои, расположенные обычно на высотах более 90 км [Clemesha 1995; Gerding, Alpers, Höffner, von Zahn, 2001]. Для быстрых метеороидов, имеющих скорости более 30 км/с, их абляция происходит преимущественно в высотном диапазоне 90–105 км. Однако типичные метеорные следы (хвосты) начинают формироваться на высотах около 130 км. Для более медленных метеороидов, со скоростями меньшими 30 км/с, абляция происходит в высотном диапазоне от 75 до 90 км.

Для больших метеороидов существуют визуальные наблюдения, показывающие, что метеорные пылевые следы появляются сразу же после его прохождения. Возможные механизмы эволюции и распада локального метеорного следа, формирования металлических слоёв находятся в стадии изучения.

Возможное воздействие пыли на диффузию метеорных следов до сих пор не исследовалось. Ряд наблюдений [Spurny, Betlem, Jobse, et al., 2000; Borovicka, Stork, Bocek, 1999] указывают на то, что некоторые метеоры состоят из металлических или силикатных мелкодисперсных частиц, скрепленных материалами, имеющими низкие точки кипения. Анализ неустойчивостей затруднён неопределенностями в отношении распределений частиц по размерам и химическому составу. Результирующие значения концентрации образованных мелкодисперсных пылевых частиц в стационарном состоянии в области мезопаузы оцениваются следующим образом: $n_d >> 10^3$ см$^{-3}$ для частиц с размерами $r_d \sim 1$ нм и $n_d > 10^4$ см^{3} для частиц с размерами $r_d \sim 0{,}5$ нм [Hunten, Turco, Toon, 1980]. Непосредственные наблюдения мелкодисперсных частиц в тропической мезосфере [Gelinas, Lynch, Kelley, 1998] дают концентрации мелкодисперсных частиц, не превосходящие нескольких десятков частиц в см$^{-3}$. Они наблюдаются в слое толщиной около 5 км с положительно заряженными частицами на высотах выше ~90 км и отрицательно заряженными пылинками на высотах ниже ~90 км.

Для Челябинского метеороида, характеризующегося энергетическим эквивалентом 300–500 кт ТНТ, диаметром от 16 до 19 м, скоростью 18–19 км/с, углом входа по отношению к горизонту 15–17° [см. Попова и др., настоящий сборник] можно сделать следующие выводы.

1) При входе Челябинского метеороида в атмосферу абляция начинается на высотах, не превосходящих ~90 км. Основные плазменные процессы вблизи него и в следе происходят в мезосфере (а не в термосфере), то есть фоновая температура электронов в ионосфере $T_e \sim 300$ K, соответствующая тепловая скорость электронов $v_{Te} \sim 50$ км/с. Тепловая скорость электронов превосходит скорость метеороида. Следовательно, метеороид увлекает за собой плазму со скоростью, меньшей v_{Te}. Поскольку область абляции метеороида может пересекаться с областью существования мелкодисперсных пылевых частиц в мезосфере, движение увлекаемой метеороидом плазмы относительно фоновой плазмы может приводить к возникновению неустойчивостей типа ионно-звуковой, приводящих к генерации ионно-звуковых волн. Закон дисперсии ионного звука в присутствии пылевых частиц следующий:

$$\omega_{\mathbf{k}} \approx \frac{|\mathbf{k}| c_s \sqrt{n_i/n_e}}{\sqrt{1+|\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}{}^2}},$$

где $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$, $n_{e(i)}$ – концентрация электронов (ионов), λ_{De} – дебаевский радиус электронов. Что даёт оценку частотного диапазона $5 \cdot 10^4 \div 10^5$ с$^{-1}$.

Сомнительно, что возбуждаются пылевые звуковые волны, поскольку тепловая скорость ионов плазмы $v_{Ti} \sim 1$ км/с вряд ли будет превышать скорость относитель-

ного движения плазмы (имеющей в нулевом приближении порядок скорости движения метеороида, то есть 18–19 км/с). Хотя, возможно, что будут существовать некоторые области, где скорость относительного движения плазмы будет меньше, чем скорость v_{Ti}, но при этом будет превышать тепловую скорость пылевых частиц. В этом случае за счет развития пылевой звуковой неустойчивости возможно возбуждение пылевого звука с законом дисперсии

$$\omega_{\mathbf{k}} \approx \frac{\omega_{pd}|\mathbf{k}|\lambda_D}{\sqrt{1+|\mathbf{k}|^2\lambda_D{}^2}}, \sim 0 \div 50\ \text{с}^{-1},$$

где $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi Z_d^2 e^2 n_d / m_d}$ – пылевая плазменная частота, Z_d – зарядовое число пылевой частицы (для рассматриваемой ситуации пыль из-за малого размера однозарядна, то есть $|Z_d| = 1$), m_d – масса пылевой частицы, n_d – концентрация пылевых частиц, $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$, λ_{Di} – дебаевский радиус ионов [Popel, 1997].

2) В случае Челябинского метеороида метеорная пыль может так или иначе влиять на амбиполярную диффузию (см., например, для лабораторной плазмы [Losseva, Popel, Yu, Ma, 2007], увеличение концентрации пыли приводит к уменьшению диффузионной длины). При входе в атмосферу Челябинского метеороида абляция начинается на высотах, не превосходящих ~90 км. В этом случае из-за интенсивных электрон-нейтральных столкновений диффузия электронов поперек поля равна диффузии ионов поперек поля. Как следствие, нет аномальной диффузии, и основные диффузионные процессы связаны с амбиполярной диффузией.

Крупномасштабное ионизационное возмущение, формирующееся в результате фотоионизации

Необходимо отметить, что кроме прямого воздействия на ионосферу пролетающего метеороида, возникает пятно возмущения за счёт его излучения. Эта область возмущения имеет гораздо меньшую амплитуду, но значительно больший масштаб. При своём движении метеороид проходит слой ионосферы, содержащий легкоионизируемую компоненту нейтральной части среды – молекулы NO. Интерес к этой малой составляющей нейтральной ионосферы возрос в последние годы так как выяснилось, что благодаря низкому порогу фотоионизации эти молекулы играют существенную роль как в процессах ионизации на высотах порядка 100 км, так и в процессах энергообмена [Bailey, Barth, 2002; Barth, Bailey, 2004; Hedin, Rapp, Khap-

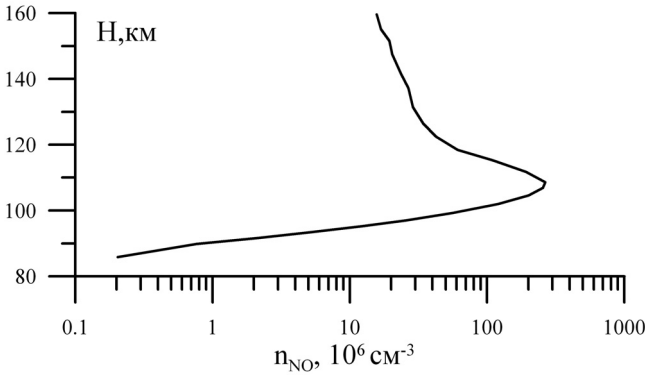


Рис. 1. Высотная зависимость концентрации NO

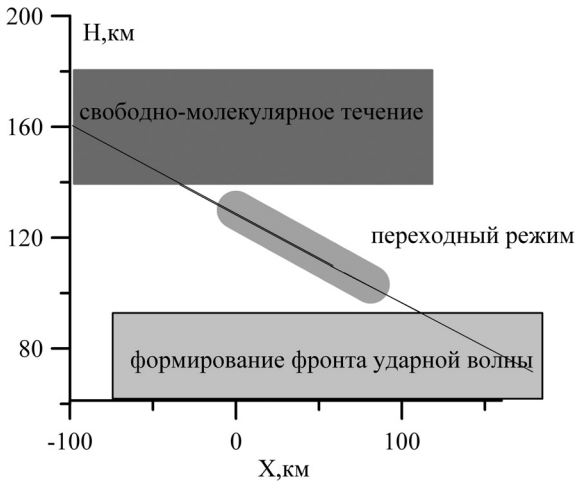


Рис. 2. Распределение режимов течения плазмы вдоль траектории Челябинского метеороида

lanov et al., 2012]. Из-за значительной изменчивости NO (в зависимости от уровня солнечного излучения и ряда других процессов) определить точную концентрацию этого вида молекул в день падения метеорита затруднительно, но можно сказать, что в зимний период в средних широтах эта концентрация достигает максимальных значений. Изменение концентрации NO с высотой (по модели [Bailey, Barth, 2002]) приведено на рис. 1. Именно эта зависимость использовалась при оценке возникающего фотоионизационного следа метеороида. При моделировании фотоионизационного гало вокруг метеороида использовались следующие предположения, полученные на основе наблюдений Челябинского метеороида.

Свечение начинается в переходной области от свободномолекулярного течения к непрерывному потоку с формированием ударной волны (как изображено на рис. 2). На рис. 2 эти области отмечены на траектории Челябинского метеорита (согласно основанным на наблюдениях расчётам см. Попова и др. настоящий сборник]). В переходной области (высоты 140–100 км) осуществляется нагрев поверхности метеороида и окружающей его плазмы. В качестве оценки взята температура 5000 К. В отличие от свечения в области формирования ударной волны ультрафиолетовое излучение в переходной области поглощается нелокально, сечения взаимодействия гораздо слабей, пробеги фотонов достаточно велики и поэтому для оценок производимой этим излучением ионизации окружающей ионосферной плазмы использовался метод Монте-Карло. При моделировании траекторий отдельных фотонов учитывалось релеевское рассеяние (в несколько упрощённом виде) и неупругие процессы фотоионизации на компонентах среды с учётом изменения с высотой состава нейтральных компонент ионосферной плазмы и зависимостей сечений от длины волны. Высотная зависимость мощности, излучаемого метеороидом света, оценивалась на основе высотной зависимости свечения в видимом диапазоне длин волн, приведённом на рис. 3,а [Попова и др. настоящий сборник]. Пороговое значение рассматриваемых длин волн ультрафиолетового излучения и его место на спектре абсолютно чёрного тела с температурой 5000 К приведено на рис. 3,б. Мощность, излучаемая в ультрафиолетовом диапазоне длин волн, оценивалась на основе этого спектра.

В результате моделирования получено следующее распределение дополнительной ионизации в ионосфере. На рис. 4 (см. цв. вкл.) приведено распределение уровней ионизации в $см^{-3}$ в вертикальной плоскости, содержащей траекторию метеороида.

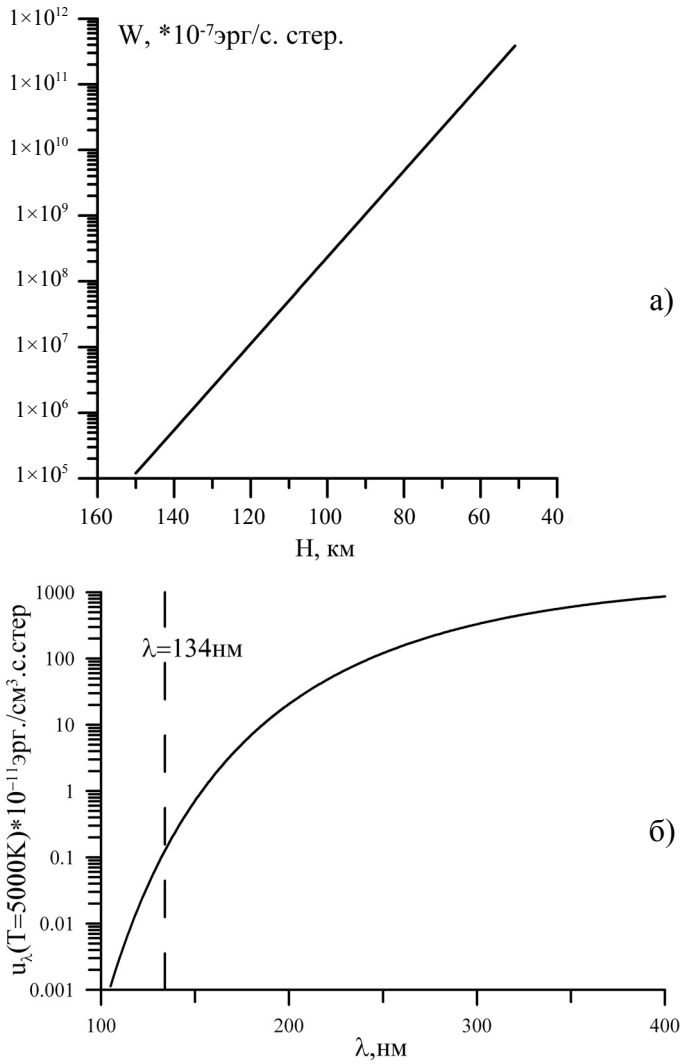


Рис. 3. (а) – зависимость мощности излучения в видимом диапазоне длин волн от высоты при падении Челябинского метеороида; (б) – модельный спектр излучения. Пунктир – пороговое значение длины волны для процесса фотоионизации

Из рисунка видно, что метеороид создаёт за несколько секунд ионизованную область (дополнительную ионизацию) на масштабе ~40 км на высотах 100–120 км. Безусловно, полученная в процессе моделирования оценка уровней ионизации пространственной формы возмущения, является качественной. Слишком много параметров моделирования имеют оценочные значения (форма спектра, мощность излучения и т.д.). Вместе с тем, моделирование демонстрирует наличие процесса образования ионизационного пятна в области вхождения метеороида в плотные слои ионосферы (высоты ~100 км) до формирования ударной волны и взрывного разрушения. Рассмотрим, как это возмущение может возбудить, в частности, дрейфовые волновые структуры. Возмущение ионосферы накладывается на те градиенты концентраций ионов, которые присутствуют в ионосфере в естественных

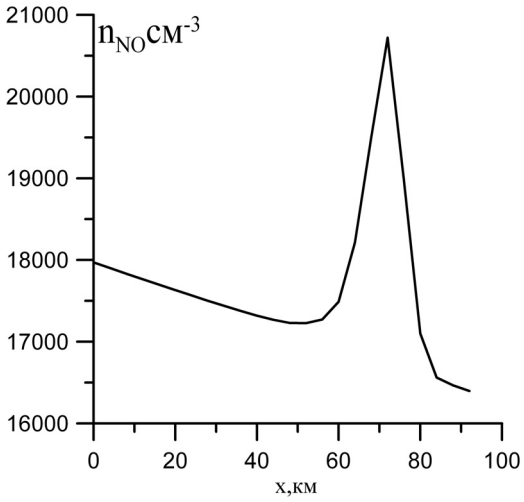


Рис. 5. Изменение уровня ионизации в направлении восток-запад на высоте 105 км, формирующейся при падении Челябинского метеороида.
Ноль по горизонтали – точка прохождения высоты 130 км (начало переходного режима взаимодействия со средой)

условиях. Для примера на рис. 5 приведено изменение концентрации ионов NO^+ на высоте 105 км в долготном направлении (ось направлена на запад) при падении Челябинского метеороида. Общее направление градиента плотности ионов связано с изменением концентрации ионов в утренние часы. Хорошо видно, что в области входа метеороида сформировался резкий пик концентрации NO^+ с наибольшим градиентом в западном направлении.

Нелокальные электромагнитные возмущения

Кроме локального энерговыделения в следе метеороида существует целый ряд каналов передачи энергии метеороида в окружающую среду. Эти вторичные возмущения могут иметь гораздо большие масштабы и тоже могут быть источниками электромагнитных возмущений различной природы.

Рассмотрение формирующегося при распаде метеороида акустического возмущения и сопровождающих его движение возмущений электронной концентрации и высоты F-слоя выходит за рамки настоящей работы. Отметим только, что при рассмотрении движения нелинейной ионосферной АГВ/ВГВ волны необходимо учитывать и модификацию диффузионных свойств среды, описанную выше, и те движения ионизованных компонент плазмы, которые присутствуют в ионосфере и оказывают влияние на движение акустической волны, определяя предпочтительное направление её распространения. Отметим, что акустическое возмущение может конвертироваться в ионно-звуковую моду. Это происходит на высотах 150–200 км. Время, за которое акустическое возмущение от точки взрывного разрушения достигает этих высот составляет $5 \cdot 10^2$ с. Процесс конверсии акустической волны в ионно-звуковую предполагает сохранение частоты ω. Характерная длина акустического импульса ~10^5 cm. Скорость $c = \sqrt{\gamma kT/M_n} \sim 5 \cdot 10^4$ см с$^{-1}$. Для ионного звука $V_{is} = \sqrt{kT_e/M_i} \sim 5 \cdot 10^4$ см с^1 (мы предполагаем $\gamma = 5/3$ $T \sim 600$ K; электронная температура $T_e \sim 800$ K; плазма содержит ионы NO^+ и O_2^+; нейтральные компоненты N_2, O, O_2). Характерная величина волнового вектора акустической волны $k_a \sim 2\pi/\lambda \approx$ $\approx 4 \cdot 10^{-5}$ см$^{-1}$ и частота $\omega = k_a c \sim 1$ с$^{-1}$. Эта частота существенно меньше ионной гирочастоты основных ионосферных ионов. К тому же она много меньше частоты

столкновений электронов $\nu_e \sim \nu_{en} \sim \nu_{in} \sim 10^3$ с$^{-1}$ на высоте 150 км. Акустическое воздействие может породить ионно-звуковые турбулентные слои как вторичные возмущения. Все эти эффекты возникают после распада метеороида в плотных слоях атмосферы.

Рассмотрим эффекты, возникающие до распада метеороида. В результате очень быстрого формирования области повышенной ионизации, рассмотренной в предыдущем разделе, возможно формирование быстрой магнитозвуковой волны. На рис. 6 показан результат расчета магнитозвукового импульса, сгенерированного появлением ионизованного следа с параметрами, близкими к рис. 4: максимальное увеличение ионизации равно 15%, длина следа 60 км, диаметр 20 км. На рисунке показано электрическое поле волны (в относительных единицах) на расстоянии 200 км к западу от центра следа, направление магнитного поля – вертикально вниз. Характерная частота импульса порядка герца. При учёте таких дополнительных факторов, как наличие электрического поля в ионосфере, наклона относительно вертикали магнитного поля, влияния проводящей поверхности Земли, форма импульса несколько изменится. Данный расчёт представляет собой качественную оценку.

Кроме магнитозвукового сигнала на градиенте концентрации ионов NO^+, приведённом на рис. 5 будут возбуждаться диссипативные градиентно-дрейфовые ионно-циклотронные нелинейные волны, перенося плазму в западном направлении [Kovaleva, 2012, 2013]. Дисперсионное соотношение для плазмы, содержащей два вида ионов предполагает два решения:

$$\eta(\omega^2 - \alpha^2)(\omega^2 - \alpha_P^2)(k^2 + 1) = (1 - \delta_P)(\omega^2 - \alpha_P^2) + \delta_P \frac{M_1}{M_2}(\omega^2 - \alpha^2).$$

Здесь $\eta = 1 - \delta_P + \delta_P M_1/M_2$ (в плазме с концентрацией n_0 содержится $(1 - \delta_P)$ ионов с массой M_1 и δ_P ионов примеси с массой M_2) $\alpha = eB_0/cM_1$, $\alpha_P = eB_0/cM_2$. В выражении: ω, k – используются в безразмерном виде (соответственно ω – делённая на ионную плазменную частоту и k – умноженное на дебаевский радиус). Поэтому в возбуждаемом на градиенте плотности спектре будет два максимума один на частоте ~ 40–50 Гц, второй – нескольких сотен Гц.

Распад этих нелинейных структур при потере устойчивости может регистрироваться к западу от места входа метеороида в плотные слои (высота ~ 100 км) как

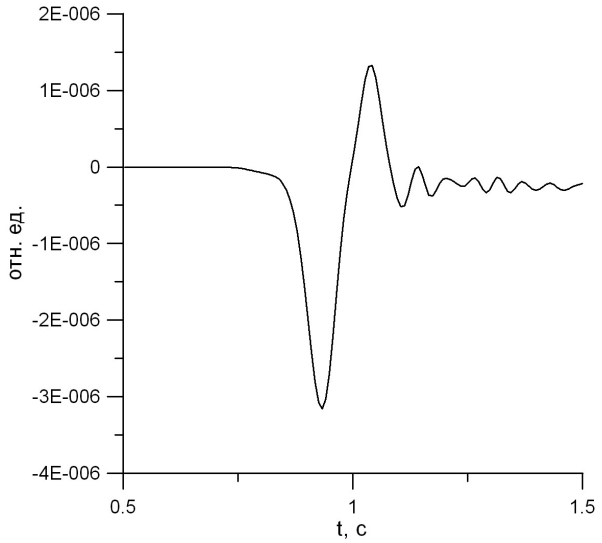


Рис. 6. Волновая форма импульса быстрой магнитозвуковой волны, формируемой ионосферной областью повышенной ионизации

низкочастотный электромагнитный шум в диапазоне частот десятков-сотен Гц до килогерц. Диапазон частот рассмотренных сигналов соответствует частотам, регистрируемых на Земле электромагнитных сигналов, в том числе и ответственных за электрофонный эффект.

Заключение

В работе рассмотрен целый ряд эффектов, возникающих в ионосфере при падении метеороида. Моделирование процессов фотоионизации при пролёте метеороида на ионосферных высотах ~130–100 км позволило получить оценку размера и формы ионизационного возмущения, формируемого на этих высотах до входа метеороида в плотные слои атмосферы. Это ионизационное возмущение может дать начало целому ряду ионосферных волновых процессов. К таким процессам относятся возникновение турбулентного слоя, возбуждение магнитозвуковой волны, формирование потока нелинейных диссипативных градиентно-дрейфовых ионно-циклотронных волновых структур. Эти процессы могут быть источником части электрофонного эффекта, регистрируемого при падениях метеороидов.

Авторы благодарят Ю.И. Зецера, чьё постоянное внимание к этой работе и обсуждения способствовали её написанию.

Литература

Ковалева И.Х. Диссипативные ионно-циклотронные солитоны с чирпом в плазме нижней ионосферы, содержащей несколько видов ионов // Физика плазмы 2013. Т. 39. № 3. С 1–11. (Plasma Phys Reports 39, 3, p. 226–235, 2013).

Попова О.А., Шувалов В.В., Рыбнов Ю.С., Харламов В.А., Глазачев Д.О., Емельяненко В.В., Карташова А.П. Параметры челябинского метеорита: анализ данных // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 4. (настоящий сборник).

Bailey S.M. Barth C.A. A model of nitric oxide in the lower thermosphere // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. N. A8. 1205. doi:10.1029/2001JA000258.

Barth C.A. Bailey S.M. Comparison of a thetmospheric model with Student Nitric Oxide Explorer (SNOE) observations of nitric oxide // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. A03304. doi:10.1029/2003JA010227.

Beech, M., and L. A. Foschini, A space charge model for electrophonic bursters // Astron. Astrophys, 1999. V. 345. P. L27–L31.

Beech, M., and L. Foschini, Leonid electrophonic bursters // Astron. Astrophys.2001. V. 367. P. 1056–1060.

Beech, M., P. Brown, and J. Jones, VLF detection of fireballs // Earth Moon Planets 1995. V. 68. P. 181–188.

Borovicka J., Stork R., Bocek J. First results from video spectroscopy of 1998 Leonid meteors // Meteor. Planet. Sci. 1999. V. 34. P. 987–994.

Bronshten, V.A., A magnetohydrodynamic mechanism for generating radio waves by bright fireballs // Sol. Sys. Res. 1983. V. 17. P. 70–74.

Bronshten, V.A., Electrical and electromagnetic phenomena associated with the meteor flight // Sol. Sys. Res. 1991. V. 25. P. 93–104.

Brown, P., and R. Arlt. Detailed visual observations and modeling of the 1998 Leonid shower // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2000. V. 319. P. 419–428.

Campbell M.D., Brown P.G., LeBlanc A.G., et al. Electro-Optical Results from the 1998 Leonid Shower: I. Atmospheric Trajectories and Physical Structure // Meteor. Planet. Sci. 2000. V. 35. P. 1259–1267.

Clemesha B.R. Sporadic neutral metal layers in the mesosphere and lower thermosphere // J. Atmos. Terr. Phys.1995. V. 57. P. 725–736.

Drobnock, G.J. Meteors Producing VLF Signatures Independent of Producing Electrophonic Sounds // WGN, Journal of the International Meteor Organization 2001. V. 29, N. 1/2. P. 45–50.

Drummond, J.D., C.S. Gardner, and M.C. Kelley, Catching a falling star // Sky Telescope, June 2000. 99. P. 46–49.

Gelinas L.J., Lynch K.A., Kelley M.C. First observation of *meteoric charged* dust in the tropical mesosphere // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 4047–4050.

Gerding M., Alpers M., Höffner J., von Zahn U. Sporadic Ca and Ca^+ layers at mid-latitudes: Simultaneous observations and implications for their formation // Ann. Geophys. 2001. V. 19. P. 47–59.

Hedin J., Rapp M., Khaplanov M., Stegman J., Witt G. Observation of NO in upper mesosphere and lower thermosphere during ECOMA 2010 //Ann. Geophys.2012. V. 30. P. 1611–1621.

Hunten D.M., Turco R.P., Toon O.B. Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere // J. Atmos. Sci. 1980.V. 37. P. 1342.

Jenniskens, P. Meteor stream activity. III: Measurement of the first in a new series of Leonid outburst // Meteorit. Planet. Sci. 1996. V. 31. P. 177–184.

Kaznev, V Y. Observational characteristics of electrophonic bolides: Statistical analysis // Sol. Sys. Res. 1994.V. 28. P. 49–60.

Keay, C.S.L. Anomalous Sounds from the entry of meteor fireballs // Science. 1980a. V. 210. P. 11–15.

Keay, C.S.L. Audible sounds excited by aurorae and meteor fireballs // J. R.Astron. Soc. Canada. 1980b, 74. P. 253–260.

Keay, C.S.L. Meteor fireball sounds identified // Asteroids, Comets, Meteors. 1991, 1992a, p. 297–300.

Keay, C.S.L. Electrophonic sounds from large meteor fireballs // Meteoritics 1992b. V. 27. P. 144–148.

Keay, C.S.L. Electrophonic Sounds Catalog // WGN Obs. Rep. Ser. Int. Meteor. Org. 1994. V. 6. P. 151–172.

Keay, C.S.L., and Z. Ceplecha. Rate of observation of electrophonic meteor fireballs // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 13,163–13,165.

Kovaleva I.Kh. Dissipative ion-cyclotron oscillitons in a form of soliton with chirp in Earth's low-altitude ionosphere // Phys plasmas 2012. 19, 102905, doi: 10.1063/1.4763561.

Losseva T.V., S.I. Popel, M.Y. Yu, and J.X. Ma. Ambipolar Diffusion in Complex Plasma // Physical Review E 2007. V. 75, No. 4. 046403.

Popel S.I. Electromagnetic effects in the Earth's ionosphere and magnetosphere caused by a cosmic body // Planet. Space Sci. 1997. V. 45. N. 7. P. 869–875.

Price, C., and M. Blum, ELF/VLF Radiation Produced by the 1999 Leonid Meteors // Earth Moon Planets. 2000. 82/83. P. 545–554.

Rosinski J., Snow R.H. Secondary particulate matter from *meteor* vapors // J. Meteor. 1961. V. 18. P. 736–745.

von Zahn U., Gerding M., Höffner J. et al. Fe, Ca, and K atom densities in the trails of Leonids and other meteors: Strong evidence for differential ablation // Meteor. Planet. Sci. 1999. V. 34. P. 1017–1027.

Spurny P., Betlem H. Jobse K. et al. New type of radiation of bright Leonid meteors above 130 km // Meteor. Planet. Sci. 2000. V. 35. P. 1109–1115.

Zgrablic G., D. Vinkovic´, S. Gradec˘ak, D. Kovac˘ic´, N. Bilis˘kov, N. Grbac, Z. Andreic´, and S. Garaj. Instrumental recording of electrophonic sounds from Leonid fireballs // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, N. A7, 10.1029/2001JA000310.

ГЛАВА 2
ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕМЛИ И ПЛАНЕТ

УДК 550.311:550.341

ВАРИАЦИИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ВРЕМЕН ПРОБЕГА ВОЛН PKP В ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЗЕМНОГО ЯДРА

В.М. Овчинников, П.Б. Каазик

e-mail: ovtch@idg.chph.ras.ru

Исследованы вариации невязок дифференциальных времен пробега (ДВП) волн PKP_{DF} и PKP_{BC}, зондирующих восточную часть земного ядра на полярных (угол между направлением сейсмического луча во внутреннем ядре и осью вращения Земли $\xi < 35°$) и экваториальных трассах ($\xi > 35°$), относительно ДВП в стандартной модели Земли ак135 на эпицентральных расстояниях 147–155°. Отклонение ДВП от стандартной модели ак135 на экваториальных трассах в среднем составляет 0,4 с для глубины погружения сейсмического луча во внутреннее ядро от 140 до 235 км, затем следует переходная зона толщиной около 40 км, в которой невязки ДВП уменьшаются до 0,2 с, оставаясь на этом уровне до глубины 350 км.

Сравнение невязок на полярных и экваториальных трассах показывает, что на профиле к северу от Австралии по наблюдениям на временной сети наблюдений Lapnet невязки ДВП статистически неразличимы до глубины 190 км, то есть верхняя часть внутреннего ядра изотропна. В интервале от 190 до 300 км происходит относительно быстрый рост невязок, который можно рассматривать как переход от изотропии к анизотропии. На другом профиле по данным станции SYO верхняя часть внутреннего ядра в районе под Австралией до глубины порядка 220–240 км характеризуется изотропией. На большей глубине отмечаются признаки анизотропии. На южном профиле по данным станции SNAA каких-либо проявлений сейсмической анизотропии не установлено – невязки ДВП на экваториальных и полярных трассах неразличимы до глубины 350 км.

Введение

Одним из проявлений динамических процессов, протекающих во внутреннем ядре Земли, является анизотропия сейсмических скоростей. Важным аспектом, определяющим динамику процессов во внутреннем ядре, является характер перехода от изотропии к анизотропии – постепенный или в виде границы 1-го рода, который соответствуют разным физическим процессам. Указанная характеристика представляет также значительный интерес для верификации двух недавно предложенных динамических моделей [Monnereau et al., 2010; Gubbins et al., 2011], в ко-

торых основными процессами, формирующими свойства внутреннего ядра, являются плавление ядра на востоке и кристаллизация на западе.

Полученные ранее для этого региона результаты [Tanaka, Hamaguchi, 1997; Garcia, Souriau, 2000; Garcia, 2002; Isse, Nakanishi, 2002; Niu, Wen, 2001; Овчинников, 2004; Leykam et al., 2010] указывают, что в восточном полушарии верхняя часть внутреннего ядра изотропна. Признаки анизотропии проявляются только на глубине больше 200 км от поверхности внутреннего ядра, величина анизотропии составляет около 0,5%. Эти результаты основаны на небольшом объеме экспериментального материала, особенно для глубин от 200 до 350 км от поверхности внутреннего ядра, и не дают полного представления о структурных особенностях восточной части внутреннего ядра. Например, в работе [Irving, Deuss, 2011] полярные трассы, зондирующие восточную часть внутреннего ядра, представлены только несколькими измерениями. Более того, в большинстве работ новые данные используются совместно с ранее полученными измерениями ДВП, техника измерений которых различна. Вследствие этого ряды измерений не могут считаться однородными. В частности, это относится к работе [Isse, Nakanishi, 2002], в которой использованы измерения ДВП корреляционным методом и методом измерения временного положения максимальной амплитуды в волнах PKP_{DF} и PKP_{BC}, а в работе [Sun, Song, 2008] собраны все доступные измерения ДВП.

В настоящей работе представлены результаты исследования вариаций ДВП волн внутреннего ядра на глубинах 140–350 км от его поверхности на основе ряда измерений ДВП, проведенных по единой методике. Кроме того, существенно расширен ряд измерений для полярных трасс, выполненных на станциях в Фенноскандии, действовавших во время международного эксперимента LAPNET – POLNET в 2007–2008 гг., а также получено небольшое число измерений на сейсмических станциях в Антарктиде по землетрясениям в Восточной Сибири и в Северном Ледовитом океане для $2° < \xi < 10°$.

Общая характеристика данных

Полярные данные были собраны со станций SYO, SNAA, DRV, MAW, P061, LONW в Антарктиде и 60 станций сети LAPNET в Фенноскандии, показанных на рис. 1. Основным условием отбора сейсмограмм служили простота зарегистрированного сигнала, позволяющая легко идентифицировать сейсмические фазы и проводить измерения дифференциальных времен. Сейсмические источники расположены на Алеутских, Курильских островах, в Восточной Сибири, Северном Ледовитом Океане, районе Новой Зеландии и о. Фиджи, на архипелаге Новая Земля. Сейсмические лучи от этих землетрясений и взрывов зондируют область внутреннего ядра под Австралией и Юго-Восточной Азией. На рис. 1 показаны проекции сейсмических лучей во внутреннем ядре на поверхность Земли. Они занимают область между 30 и 160° в.д., которую называют «квазивосточным» полушарием внутреннего ядра Земли [Tanaka, Hamaguchi, 1997; Irving, Deuss, 2011].

Для экваториальных трасс было проведено 133 измерения ($50° < \xi < 65°$) ДВП на сейсмограммах глубокофокусных землетрясений в районе островов Фиджи, зарегистрированных сейсмическими станциями в Европе (рис. 1, *б*).

Примеры типичных сейсмограмм на полярных трассах для некоторых станций сети LAPNET показаны на рис. 2. На нем видны отчетливые вступления трех типов волн, распространяющихся в земном ядре – PKP_{DF}, PKP_{BC}, PKP_{AB}. Из рисунка

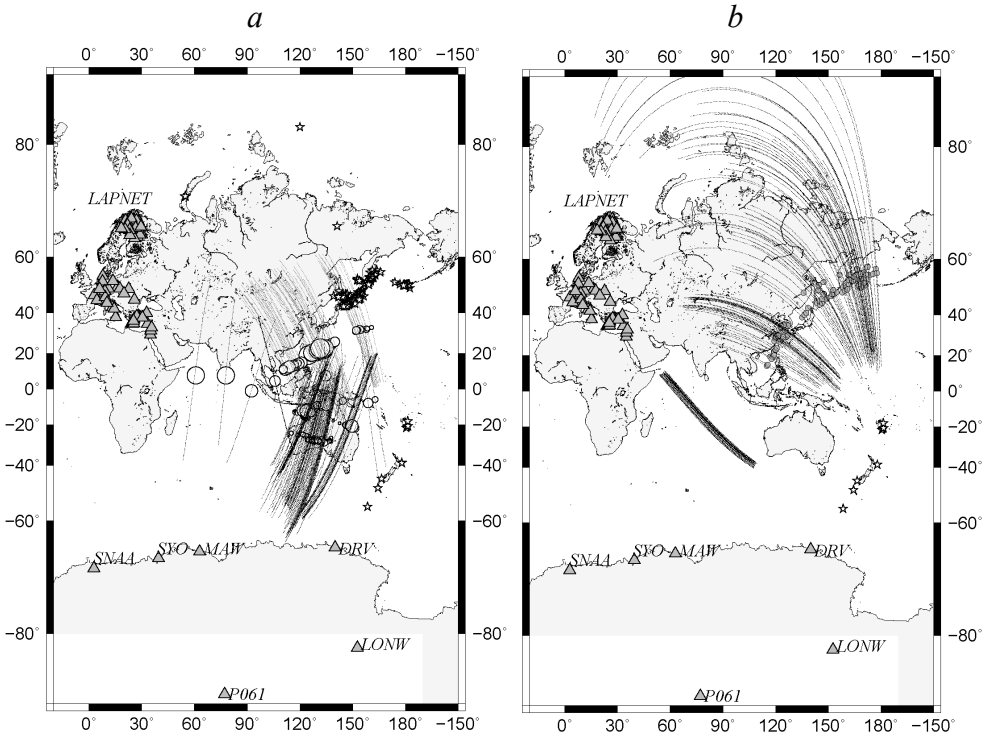


Рис. 1. Расположение сейсмических станций (серые треугольники) и сейсмических источников (звездочки): *a* – полярные трассы, *b* – экваториальные трассы. Светлые кружки на рис. 1, *a* – координаты точек максимального погружения сейсмического луча во внутреннее ядро на полярных трассах; радиус окружности пропорционален величине дифференциальной невязки времени пробега волн PKP_{DF} и PKP_{BC}. Серые кружки на рис. 1, *b* – координаты точек максимального погружения сейсмического луча во внутреннее ядро на экваториальных трассах. Линии на рисунке – проекции пути сейсмической волны во внутреннем ядре на поверхность Земли

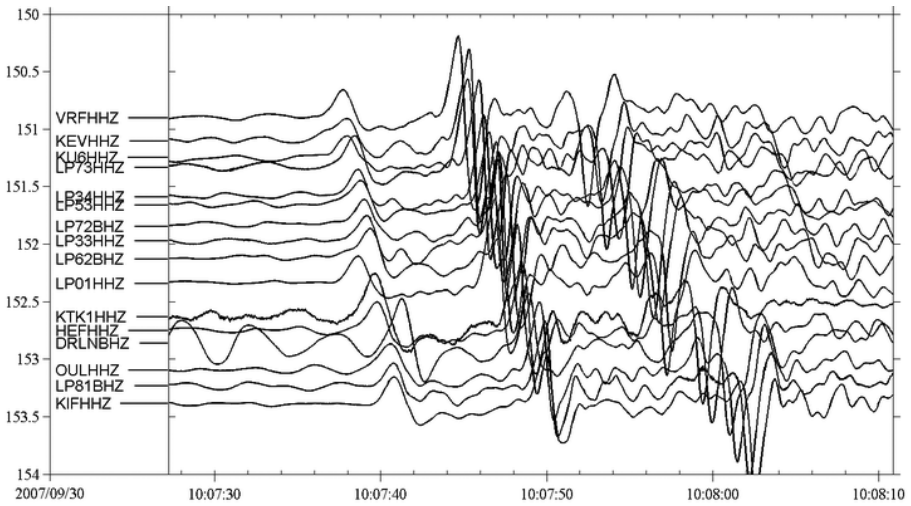


Рис. 2. Монтаж сейсмограмм землетрясения в Новой Зеландии, зарегистрированного станциями сети LAPNET. Идентификация волн PKP_{DF}, PKP_{BC} и PKP_{AB} не представляет каких-либо затруднений

также видно, что использование абсолютных времен пробега волн может приводить к ошибочным результатам из-за некорректной привязки станционного времени к единому мировому времени. Сейсмограммы станций DRLN и LP01 иллюстрируют этот фактор. На первой станции все три волны имеют запаздывание на 2 с, а на второй опережают на 1,5 с.

Общее число измерений ДВП на полярных трассах составило 292, из них основная часть приходится на интервал $26° < \xi < 33°$и $2° < \xi < 15°$. При этом следует отметить, что профиль, отвечающий данным, полученным на сети LAPNET, пересекается с профилем экваториальных данных, то есть имеется небольшая область ($100° < \lambda < 120°$) внутреннего ядра, которая освещается как экваториальными ($\xi \sim$ 40–65°), так и полярными сейсмическими лучами ($\xi \sim$ 26–33°).

Результаты измерений дифференциальных невязок ДВП волн PKP_{DF} и PKP_{BC}

Для каждой сейсмограммы были измерены дифференциальные времена пробега волн PKP_{DF} и PKP_{BC}

$$\tau_m = t_{BC} - t_{DF},$$

где t_{BC} и t_{DF} – временное положение максимальной амплитуды в волнах PKP_{BC} и PKP_{DF} (см. рис. 3), а также невязка дифференциальных времен пробега

$$\tau = \tau_m - \tau_{ak} + \tau_{mantle},$$

где τ_{ak} – дифференциальное время, соответствующее стандартной модели ак135, τ_{mantle} – поправка, учитывающая влияние мантии.

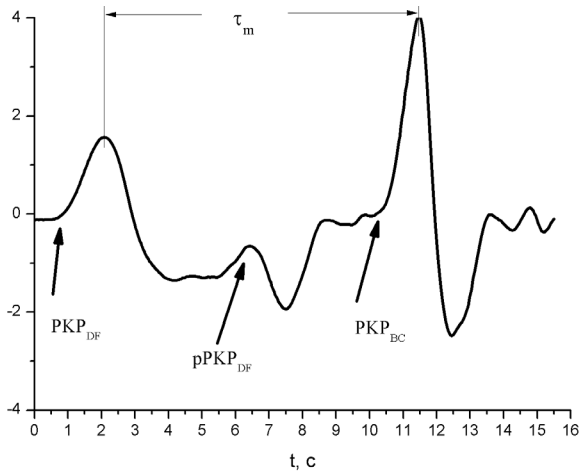


Рис. 3. Фрагмент сейсмограммы с волнами PKP_{DF} и PKP_{BC}. Измеряемый параметр – время между максимумами волн

Дифференциальная невязка τ связана с вариацией скорости некоторой области внутреннего ядра соотношением

$$\tau = t\, \delta v / v,$$

t – время пробега сейсмической волны по возмущенной области земного ядра, δv – абсолютное значение вариации скорости, v – невозмущенное значение скорости.

Полученные экспериментальные невязки ДВП τ показаны на рис. 4. Мантийные поправки рассчитаны с использованием блочной 3D модели мантии MITP08 [Li et al., 2008]. Данные на рис. 4 демонстрируют сложную зависимость от угла ξ. На экваториальных трассах (ξ > 35°) вариации ДВП составляют от 0,2 до 1 с. Среднее значение ДВП на экваториальных трассах, представленных на рис. 4, *a* (35° < ξ < 65°), имеют существенное, около 0,4 с, смещение относительно модели ак135.

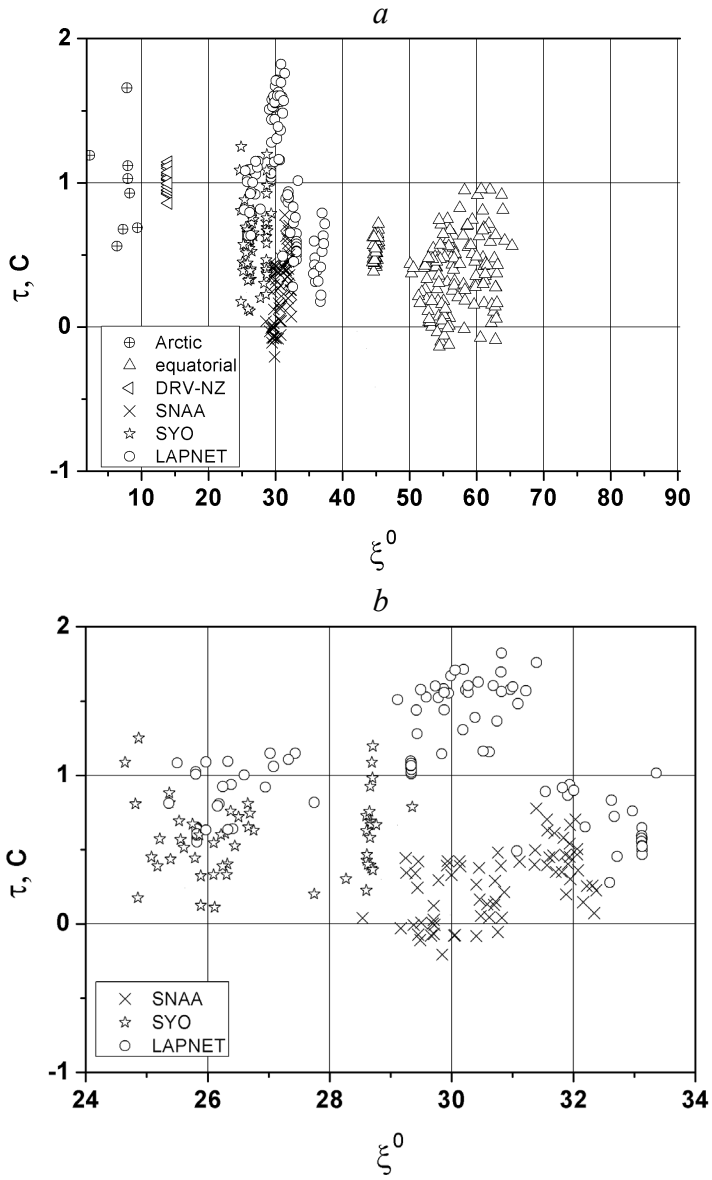


Рис. 4. Дифференциальные невязки времен пробега на полярных и экваториальных трассах в зависимости от угла между направлением сейсмического луча во внутреннем ядре и осью вращения Земли.

a – полный набор данных для 2° < ξ < 66°; *b* – фрагмент с ДВП на полярных трассах для 24° < ξ < 32°

На полярных трассах имеются измерения ДВП с максимальными значениями 1,8 с, превосходящими вариации на экваториальных трассах. Приведенные данные трудно описать, следуя общепринятой модели однородной анизотропии внутреннего ядра. Наиболее отчетливо это видно на рис. 4,b, где наблюдается существенная разность между невязками на станции SNAA (крестики) и станциях сети LAPNET (светлые кружки) при $29° < \xi < 31°$. Кроме того, большие невязки при $\xi \sim 30°$ по сравнению с невязками ДВП при меньших углах ξ указывают, что, если они обусловлены анизотропией внутреннего ядра, то направление оси анизотропии не совпадает с осью вращения Земли.

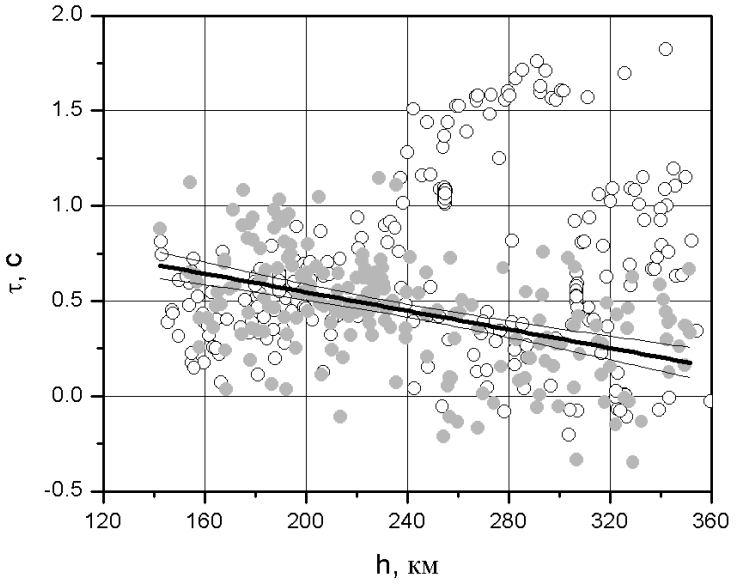


Рис. 5. Зависимость дифференциальных невязок от глубины.
Серые кружки – измерения на экваториальных трассах, светлые – на полярных. Черная линия – линейная регрессия невязок на экваториальных трассах

Рассмотрим зависимость невязки ДВП от другого параметра – глубины погружения сейсмического луча во внутреннее ядро. На рис. 5 показаны невязки ДВП в зависимости от глубины h, отсчитываемой от поверхности внутреннего ядра. Из рис. 5 следует, что экваториальные невязки неотличимы от полярных на глубине от 140 до 190 км, то есть эту часть внутреннего ядра следует считать изотропной. Изменение невязок с глубиной для экваториальных трасс описывается линейной зависимостью

$$\tau = (1.036 \pm 0.775) - (0.0024 \pm 0.003)h.$$

Несмотря на то, что угол наклона в полученной линейной зависимости статистически значим, можно видеть, что экспериментальные точки визуально могут быть разделены на 2 группы по глубине с $h < 250$ км и $h > 250$ км.

Более детальные особенности невязок на экваториальных трассах показаны на рис. 6, где приведены результаты усреднения невязок по 20 км интервалу глубины.

На экваториальных трассах на глубинах от 150 до 235 км невязка имеет практически постоянное значение 0,45 с, то есть на указанной глубине изотропная ско-

рость сейсмических волн больше, чем в модели ак135, и соответствующая вариация скорости на этом интервале уменьшается с глубиной, так как при этом увеличивается время пробега сейсмической волны во внутреннем ядре. Далее величина невязки почти линейно уменьшается до 0,1 с на глубине 315 км и, соответственно, более быстро уменьшается вариация скорости. Затем невязка снова возрастает до 0,4 с на глубине 355 км.

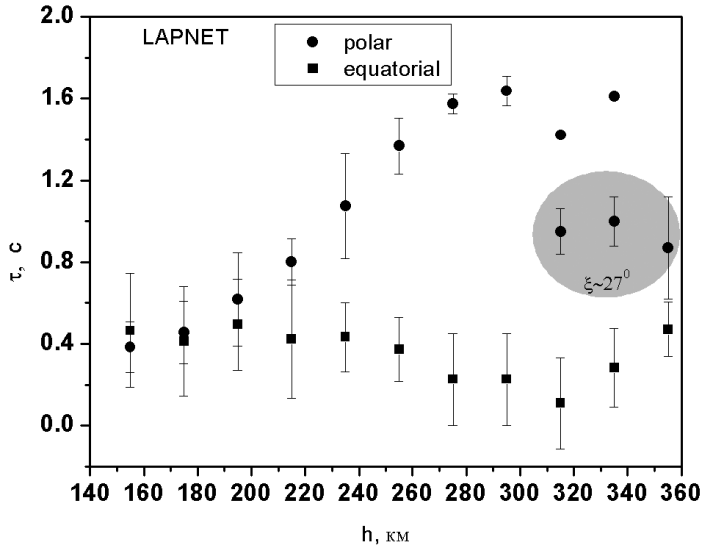


Рис. 6. Усредненные значения ДВП на экваториальных трассах (квадраты) и полярных трассах (кружки). Вертикальными черточками обозначены погрешности среднего значения

На рис. 6 также приведены данные для полярных трасс, полученные на станциях сети LAPNET. На глубинах от 145 до 190 км невязки не отличаются от невязок на экваториальных трассах. Следуя результатам предшествующих работ, в которых ДВП на полярных трассах интерпретируются как проявление анизотропии внутреннего ядра, можно сделать вывод, что верхняя часть внутреннего ядра на глубинах до 190 км является изотропной. На глубинах от 140 до 230 км скорость роста ДВП, измеренных на станциях сети LAPNET, составляет 0,007 с/км. В интервале от 240 до 260 км наблюдается более быстрый рост невязки, составляющий 0,025 с/км. Далее при $h > 260$ км происходит замедление роста невязок до 0,008 с/км. На глубине от 290 до 360 км наблюдается две группы данных – с большой величиной невязок около 1,5 с и несколько меньшей порядка 1 с. Таким образом, данные на рисунках 5 и 6 позволяют сделать два вывода: 1) ДВП на полярных и экваториальных трассах статистически неразличимы на глубинах, не превышающих 190 км, то есть эта область внутреннего ядра характеризуется изотропией скорости распространения сейсмических волн; 2) большой градиент невязки, составляющий 0,025 с/км, позволяет предположить наличие фазового перехода на глубине от 240 до 260 км (возможный вариант – изменение кристаллической структуры железа с гексагональной симметрией на центрированную кубическую [Belonoshko et al., 2008]).

Измерения невязок на станции SNAA, показанные на рис. 7, удивительно хорошо согласуются с измерениями на экваториальных трассах.

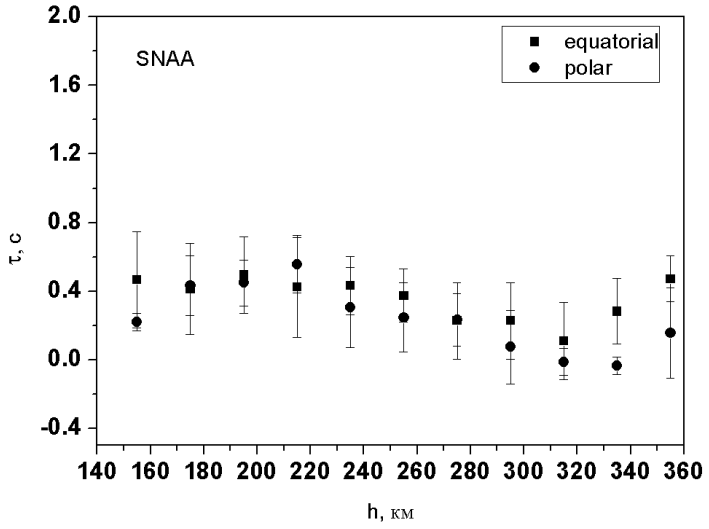


Рис. 7. Усредненные значения ДВП на экваториальных трассах (кружки) и полярных трассах (квадраты). Вертикальными черточками обозначены погрешности среднего значения. Измерения на станции SNAA в Антарктиде

Таким образом, в этой области верхняя часть внутреннего ядра изотропна до глубины, по крайней мере, 315 км. На станции SYO невязки, показанные на рис. 8, статистически неразличимы с данными на экваториальных трассах до глубины 220 км.

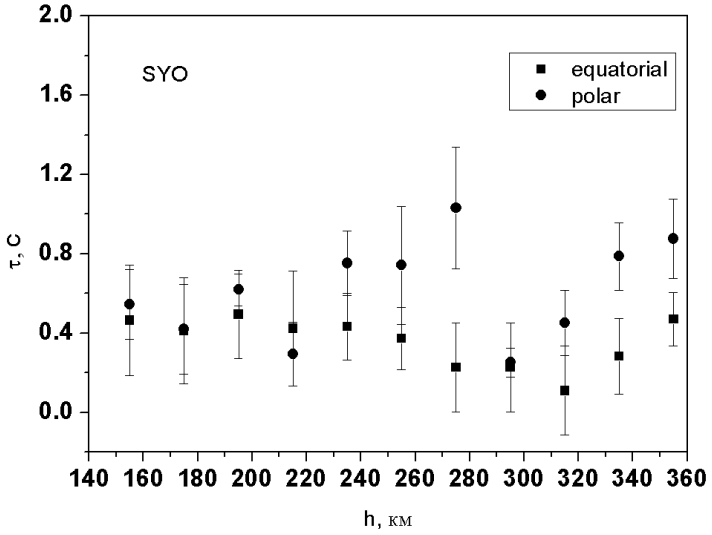


Рис. 8. Усредненные значения ДВП на экваториальных трассах (кружки) и полярных трассах (квадраты). Вертикальными черточками обозначены погрешности среднего значения. Измерения на станции SYO в Антарктиде

На большей глубине различие статистически значимо и увеличивается до 0,8 с на глубине 280 км. Затем на глубине 290–310 км различие становится снова ста-

тистически незначимо, а на глубине от 310 до 360 км значимое различие составляет 0,4 с.

Таким образом, полученные данные ДВП указывают на увеличение глубины изотропного слоя в юго-восточном направлении.

Выводы

1. Неразличимость дифференциальных невязок для полярных и экваториальных трасс на глубинах меньше 190 км указывает на изотропию этой части внутреннего ядра и его химическую однородность.

2. Большой градиент изменения ДВП по глубине, наблюдаемый на станциях сети LAPNET, возможно связан с фазовым переходом на глубине от 240 до 260 км.

3. Глубина изотропного слоя в исследованной области увеличивается в юго-восточном направлении от 190 до 350 км.

Литература

Овчинников В.М. Об анизотропии внутреннего ядра // Сб. научных трудов ИДГ РАН. 2004. С. 123–127.

Belonoshko A.B., Skorodumova N.V., Rosenberg A., Johansson B. Elastic anisotropy of Earth's inner core // Science .2008. V. 319. P. 797–800.

Garcia R., Souriau A. Inner core anisotropy and heterogeneity level // Geophys. Res. Lett. 2000. V 27. P. 3121–3124.

Garcia, R. Constraints on uppermost inner core structure from waveform inversion of core phases // Geophys. J. Int., 2002, V. 150 (3), P. 651–664.

Gubbins D., B. Sreenivasan, J. Mound, S. Rost. Melting of the Earth's inner core. Nature. 2011. V. 473. P. 361-363, doi:10.1038/nature10068.

Irving J., Deuss A. Hemispherical structure in inner core velocity anisotropy // J. Geoph. Res. 2011, V. 116, B04307, P. 1–17. doi:10.1029/2010JB007942.

Isse T., Nakanishi I. Inner core anisotropy beneath Australia and differential rotation // Geophys.J. Int. 2002. V. 151. P. 255–263.

Leykam D., Tkalcic 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.

Li C., van der Hilst R.D., Engdahl E.R., Burdick S. A new global model for P wave speed variations in the Earth's mantle // Geocem. Geophys. Geosyst. 2008. V. 9. № 5, P. 1–21. Q05018, doi:10.1029/2007GC001806.

Monnereau M., Calver M., Margerin L., Souriau A. Lopsided growth of Earth's inner core // Sciencexpress / www/sciencexpress.org/15 april 2010.

Niu, F., L. Wen. Hemispherical variations in seismic velocity at the top of the Earth's inner core // Nature. 2001, V. 410, P. 1081–1084.

Sun X., Song X. Tomographic inversion for three-dimentional anisotropy of the Earth's inner core // Phys. Earth Planet. Inter. 2008, V. 167, P. 53–70.

Tanaka S., Hamaguchi H. Degree one heterogeniety and hemispherical variation of anisotropy in the inner core from PKP(BC)-PKP(DF) times //J. Geophys. Res. 1997, V. 102. № B2, P. 2925–2938.

УДК 523.3-52

ПРИОБРЕТЕНИЕ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА В СТАТИСТИЧЕСКОЙ КОАККРЕЦИОННОЙ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ – ЛУНА

Г.В. Печерникова

В статье дана краткая характеристика обобщенной коаккреционной модели формирования системы Земля – Луна в аспекте приобретения момента количества движения. Приведены аналитические оценки осевого вращения планет, приобретаемого в ходе их роста, в рамках стандартного сценария происхождения Солнечной системы и оценки, полученные при моделировании роста Земли в стохастической модели. Эти оценки не противоречат (и даже скорее подтверждают) возможность образования долунного роя с соответствующим орбитальным моментом.

Введение

Теории происхождения Луны можно подразделить на несколько направлений. Первые два – теории отрыва части вещества Земли [Darwin G., 1908; и др.] и теории захвата спутника [Urey, 1962; и др.] – не могли объяснить соотношение масс Луны и Земли и момент количества движения системы – и «сошли с дистанции». Третье направление – модели коаккреции предлагают формирование долунного околоземного роя в процессе аккумуляции Земли. Впервые такую теорию предложила Е.Л. Рускол [Рускол, 1960; и др.], а позднее – американские планетологи [Harris, Kaula, 1974; и др.]. Однако в рамках и этих моделей появляется дефицит массы и углового момента долунного роя, хотя коаккреционные модели хорошо описывают спутниковые системы планет-гигантов. Четвертое направление – это различные варианты модели мегаимпакта [Benz et al., 1986; и др.], в которых подбираются соотношение масс тела-ударника и растущей Земли, состав ударника, скорость удара и ударный параметр так, чтобы в итоге получилась система Земля – Луна с заданным соотношением масс и моментом количества движения. С соответствующим подбором входных параметров можно объяснить почти всё. Остаются вопрос о вероятности такого «специально подобранного» удара и некоторые тонкости геохимического характера. Пятое направление представляет обобщенная модель коаккреции, учитывающая вклад ударов крупных тел – макроимпакты [Печерникова, 1989; Витязев и др., 1990; Витязев, Печерникова, 1996; Светцов, 2013]. И, наконец, шестое направление (по времени появления) представлено гипотезой Э.М. Галимова – формирование системы Земля – Луна из единого газопылевого сгущения [Галимов и др., 2005]. Вычисления проводились для облака частиц, имеющего массу системы Земля – Луна, и обладающего угловым моментом, характеризующим систему этих тел, то есть так же, как в моделях мегаимпакта, выходные характеристики системы задавались как входные параметры.

В данной статье исследуется обобщенная модель коаккреции в аспекте накопления системой Земля – Луна момента количества движения, тогда как аккумуляция массы вещества в околоземном доспутниковом рое рассматривается в работе [Светцов, 2013].

Осевое вращение планет

Решение задачи об осевом вращении планет, приобретенном в ходе их роста, рассматривается в рамках стандартного сценария происхождения Солнечной системы. Согласно Сафронову [Сафронов, 1969] осевой момент вращения планеты K, направленный под углом ε к оси z, перпендикулярной к плоскости орбиты, можно рассматривать как сумму регулярной составляющей K_1, направленной по оси z, и случайной составляющей K_2, направленной под углом γ к оси z.

Очевидно, что

$$K \sin \varepsilon = K_2 \sin \gamma, \;\; K \cos \varepsilon = K_2 \cos \gamma + K_1. \qquad (1)$$

Регулярная составляющая момента K_1 приносится, в основном, телами с почти касательных компланарных орбит [Витязев и др., 1990]. При выпадении на планету массы $\Delta m = \Sigma m_i$, где $m_0 \le m_i < M_1 < m(t)$, средний прирост момента K_1 есть

$$\Delta K_1 = \overline{\beta}\,\overline{l}\,\overline{v}_\varphi \Delta m, \qquad (2)$$

здесь m_0 и M_1 – нижний и верхний пределы распределения допланетных тел по массам, $m(t)$ – масса растущей планеты, $\overline{\beta}$ – средняя доля тел, приходящих с почти касательных орбит, $\overline{l}$ – среднее прицельное расстояние и $\overline{v}_\varphi$ – трансверсальная компонента средней относительной скорости выпадающих на планету тел до их сближения с планетой.

В работе [Энеев, Козлов, 1981] при численном исследовании задачи трех тел получено, что при сближении двух гравитационно взаимодействующих тел их кинетический момент относительно общего центра масс, меняясь сначала значительно, начиная с некоторого расстояния $\widetilde{R}$ (которое близко к радиусу их сферы Хилла) стабилизируется и остается практически постоянным до максимального сближения обоих тел. Это означает, что при оценке момента вращения, приносимого планете падающими на нее телами, без большой погрешности можно рассматривать сталкивающиеся тела как негравитирующие, но с эффективным гравитационным сечением столкновения.

После оценки предельных значений величин, входящих в (2), их осреднения с соответствующими функциями распределения, подстановки их в (2) и интегрирования полученного выражения по массе с учетом крупных тел была найдена зависимость регулярной составляющей момента осевого вращения от относительной массы растущей планеты $K_1(m(t)/m_p)$, где m_p – современная масса планеты. На рис. 2 приведен $K_1(m(t)/m_p)$ для зоны Земли (R = = 1 а.е., $\overline{\rho}$ = 4,5 г/см^3, параметр Сафронова θ = 2). К концу аккумуляции K_1 для Земли составляет $6{,}5 \cdot 10^{40}$ г см^2/с, что соответствует периоду вращения 21,8 часа.

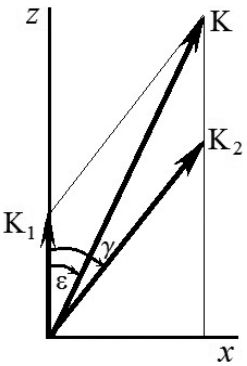


Рис. 1. Диаграмма составляющих момента осевого вращения K; K_1 – регулярная составляющая, K_2 – случайная

Случайная составляющая момента связана с дискретностью процесса роста планеты. При выпадении на планету тело массы m' приносит планете регулярную составляющую K_1, направленную по оси z (рис. 1), и случайную составляющую K_2, направление и величина которой по определению случайные величины.

В планетоцентрической системе координат (ось z перпендикулярна центральной плоскости допланетного роя) предположим изотропное распределение относительных

скоростей тел m'. Тело m', движущееся до сближения с планетой с относительной скоростью V', при выпадении на планету приносит ей момент

$$K'_2 = m'[r_c V'] = m' r_c \Delta V_n, \tag{3}$$

где r_c – радиус-вектор, направленный в точку удара, ΔV_n – составляющая относительной скорости, нормальная к линии удара, соединяющей центр планеты с точкой удара. Рассматривая выпадение тел m' на планету как случайный процесс, мы нашли дисперсию случайной величины K'_2 [Витязев и др., 1990]. Она равна среднему квадрату момента, принесенного планете телом m', то есть приращению среднего квадрата случайной компоненты ΔK_2^2 осевого момента планеты при выпадении на нее тела m'. С учетом распределения допланетных тел по массам и скоростям, осреднив входящие величины с соответствующими функциями распределения, находим выражение для dK_2^2/dm, интегрируя которое находим K_2^2. Зная K_2^2, получаем величину стандартного отклонения $K_\sigma = \pm\sqrt{K_2^2}$, характеризующего точность определения момента осевого вращения планеты K. Для планеты, формирующейся в зоне Земли, величина $K_\sigma(m(t)/m_p)$ показана кривой 2 на рис. 2. На том же рисунке кривая 3 дает среднее значение $\tilde{K} = K_1(m(t)/m_p) + K_\sigma(m(t)/m_p)$ и точками I, II, III показаны соответственно современный момент системы Земля – Луна $K_{\oplus☾} = 3{,}45 \cdot 10^{41}$ г см^2/с, момент Земли с периодом вращения $T = 10$ часов и современный момент Земли, заторможенной приливами.

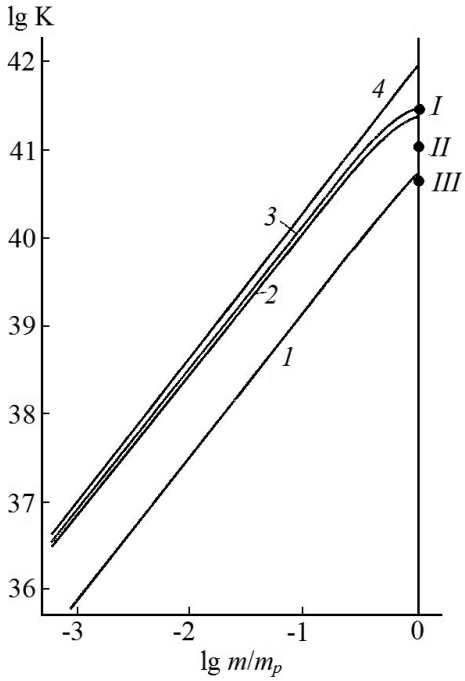


Рис. 2. Момент осевого вращения растущей Земли в зависимости от ее относительной массы: *1* – $K_1(m(t)/m_p)$; *2* – $K_\sigma(m(t)/m_p)$; *3* – $\tilde{K} = K_1(m(t)/m_p) + K_\sigma(m(t)/m_p)$; *4* – K_{cr2}; *I*, *II*, *III* – момент системы Земля – Луна, момент Земли с периодом вращения 10 часов и современный момент Земли, заторможенной приливами

Вопрос о критическом значении осевого момента, соответствующем кеплеровской круговой скорости на поверхности планеты $\omega_{cr} = \sqrt{Gm/r^3}$, рассмотрен в работе [Витязев, Печерникова, 1984]. Для однородного шара $K = 2\omega m r^2/5$. Подставляя сюда ω_{cr}, получаем

$$K_{cr1} = 0{,}315 G^{1/2} \delta^{-1/6} m^{5/3}. \tag{4}$$

При приближении момента растущей планеты к K_{cr1} ее рост должен замедлиться, так как аккумулироваться могут лишь тела с удельным моментом, меньшим критического, и тела, приносящие отрицательный момент. Вещество с избыточным моментом выбрасывается в околопланетный рой. Если же внутренние связи растущей планеты ослаблены (например, разрушением при ударах или вследствие раннего разогрева недр), то фигура растущей планеты принимает равновесную форму, согласно [Weidenschilling, 1981], при $K \le K_{cr2} = 0{,}76\, K_{cr1}$ сфероида Маклорена.

На рис. 2 кривой 4 показан K_{cr2}. Для Земли к концу аккумуляции при $m(t) = m_p$ получены величины (в г см^2/с):

$$K_1(m_p) = 6{,}5 \cdot 10^{40},\ K_\sigma(m_p) = 2{,}9 \cdot 10^{41},\ \widetilde{K} = K_1(m_p) + K_\sigma(m_p) = 3{,}55 \cdot 10^{41}.$$

Момент системы Земля – Луна

Не раз отмечалось подобие планетных и спутниковых систем. И так же как Солнце формировалось одновременно с допланетным диском, так и в коаккреционной модели рассматривается рост планеты с одновременным формированием околопланетного доспутникового роя. Более того, распределения массы и момента количества движения в Солнечной системе и в спутниковых системах, в том числе и в системе Земля – Луна подобны – основная масса системы сосредоточена в центральном теле, тогда как момент – в телах на орбитах.

Следует отметить, что приобретение осевого вращения растущей планетой (без роя) оценивалось в предположении полного объединения сталкивающихся тел, а современный момент системы Земля – Луна без каких-либо дополнительных предположений (см. Введение) попадает в полученный нами для Земли интервал $\widetilde{K}$.

При расчетах макроимпактов малая доля вещества сталкивающихся тел выбрасывается на гео- и гелиоцентрические орбиты [Svetsov et al., 2012], унося с собой и часть момента, приносимого планете макроударами. При реаккумуляции планетой и допланетным роем это вещество возвращает момент системе.

Удары крупнейших тел и приращение момента растущей планеты рассматривались в дискретной стохастической модели роста Земли [Pechernikova et al., 2003]. В этой работе на каждом шаге по времени случайным образом выбиралось тело-ударник из десяти крупнейших после растущей планеты тел, точка удара на поверхности планеты и направление скорости удара. Одновременно вычислялись все необходимые согласно теории роста планеты непрерывные функции массы растущей планеты. Показано, что в процессе роста Земля испытала не единственный гигантский удар (мегаимпакт), а несколько таких столкновений с телами с массами $m' > 10^{26}$ г. На рис. 3 показаны 4 сценария роста массы планеты с выделенными ударами крупнейших тел и соответствующего увеличения модуля случайного момента K_2 осевого вращения в результате ударов крупнейших тел. Можно видеть, что с учетом регулярной составляющей момента K_1 суммарный момент близок к наблюдаемому моменту системы.

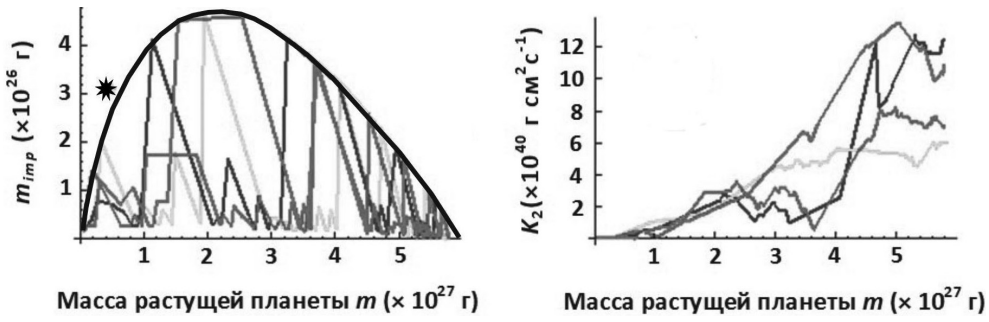


Рис. 3. Слева – массы ударников и выпадение крупных (от 5 до 7 с $m_i > 10^{26}$ г) тел на растущую Землю – четыре сценария; изменение верхнего предела распределения масс $M_1(m)$ показано кривой «*». Справа – увеличение модуля случайного момента K_2 как функция массы растущей планеты

Заключение

Формирование системы Земля – Луна путем твердотельной аккумуляции рассматривалось ранее в двух предельных моделях:

– модель I – коаккреционная модель: формирование долунного роя путем гравитационного захвата тел в сферу Хилла растущей планеты [Рускол, 1960; 1975] и

– модель II – модель мегаимпакта: формирование долунного роя в результате выброса вещества при косом ударе одного очень крупного тела [Benz et al.,1986].

Наша модель – промежуточная:

– модель III – коаккреционная модель плюс макроимпакты: формирование долунного роя путем гравитационного захвата тел из зоны питания планеты и захват вещества, выброшенного при ударах крупных тел, в процессе аккумуляции планеты [Печерникова, 1989; Витязев, Печерникова, 1996].

Приведенные выше «макро»-оценки накопления момента осевого вращения Земли не противоречат (и даже скорее подтверждают) возможность образования долунного роя с соответствующим орбитальным моментом. Необходимо дальнейшее исследование формирования и эволюции долунного околоземного роя с учетом реаккумуляции вещества, выброшенного при макроударах. Как и другие модели, наша модель формирования системы Земля – Луна имеет как свои трудности и проблемы, так и преимущества. Однако самое большое достоинство нашей статистической модели в том, что она не предполагает никакого маловероятного события для объяснения происхождения и эволюции системы Земля – Луна и никаких заранее принятых значений параметров.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 28.

Литература

Витязев А.В., Печерникова Г.В. О регулярной и случайной составляющих момента осевого вращения планет в процессе их формирования // О.Ю. Шмидт и советская геофизика 80-х годов. М.: Наука, 1984. С. 244–249.

Витязев А.В., Печерникова Г.В. Ранняя дифференциация Земли и проблема лунного состава // Физика Земли. 1996. № 6. С. 3–16.

Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.

Галимов Э.М., Кривцов А.М., Забродин А.В., Легкоступов М.С., Энеев Т.М., Сидоров Ю.И. Динамическая модель образования системы Земля – Луна // Геохимия, 2005. № 11, С. 1139–1150.

Печерникова Г.В. К формированию и эволюции околопланетных роев // Планетная космогония и науки о Земле / Под ред. В.А. Магницкого. М.: Наука, 1989. С. 106–139.

Рускол Е.Л. О происхождении Луны. I. Образование околоземного роя тел // Астрон. журн. 1960. Т. 37, вып. 3. С. 690–702.

Рускол Е.Л. Происхождение Луны. М.: Наука, 1975. 185 с.

Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.

Светцов В.В. В развитие статистической модели образования Луны. II // Настоящий сборник, 2013.

Энеев Т.М., Козлов Н.Н. Модель аккумуляционного процесса формирования планетных систем // Астрон. вестник, 1981. Т. 15, № 2. С. 80–94; Т. 15, № 3. С. 131–141.

Benz W., Slattery W.L., Cameron A.G.W. The origin of the Moon and the single-impact hypothesis // Icarus. 1986. V. 66, № 3. P. 515–535.

Darwin G. Tidal friction and cosmogony // Science Paper. V. 2. London, Cambridge Univ. Press, 1908. P. 516.

Harris A.W., Kaula W.M. A coaccretional model of satellite formation // Colloq. IAU 28 «Planetary Satellites», Aug. 1974, Ithaca.

Pechernikova, G.V. Davidenko, I.W., Vityazev, A.V. Estimation of axial moment of the growing Earth // III Internat. Conf. on Large Meteorite Impacts. Nördlingen, 2003. Sess. 1. № 4015.

Svetsov V.V., Pechenikova G.V., Vityazev A.V. Possibility of Moon formation from debris escaped after impacts on the Earth / Formation and Evolution of Moons. 46th ISLAB Symposium, 25–28 June 2012, Noordwijk, The Netherlands. [http://sci.esa.int/eslab46].

Urey H.C. The origin of the Moon // The Moon / Eds. Z. Kopal, Z. Kadla. Acad. Press, 1962.

Weidenschilling S.J. How fast can an asteroid spin? // Icarus, 1981. V. 46, № 1. P. 124–126.

УДК 523.3-52

В РАЗВИТИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ. II

В.В. Светцов

Рассматриваются удары крупных космических тел по ранней растущей Земле. Моделирование, основанное на численном решении уравнений гидродинамики, позволяет определить процессы, происходящие при ударах, и их последствия для обоснования статистической модели образования Луны. Работа является продолжением начатого в прошлом году исследования. Здесь подробно представлена картина ударов дифференцированных планетезималей, диаметр которых составляет 0,1 и 0,3 от диаметра Земли. Делается оценка полной массы частиц, выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты, в процессе роста Земли.

Введение

Согласно стандартной теории образования планет земной группы [Витязев и др., 1990] Земля в процессе своего роста 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]. В статистической модели образования Луны [Печерникова, 1989; Витязев, Печерникова, 1996] предполагается, что околоземный рой (или диск) частиц, образующийся в процессе аккумуляции Земли и имеющий небольшую массу [Витязев и др., 1990], пополняется частицами, выбрасываемыми на гео- и гелиоцентрические орбиты при макроимпактах. При достижении достаточной массы роя из него образуется Луна. В работе [Светцов и др., 2012] для обоснования статистической модели было проведено численное моделирование макроимпактов по растущей Земле. Было получено, что выбрасываемая после ударов крупных тел на гелиоцентрические орбиты масса частиц превышает массу Луны и, следовательно, достаточна для образования Луны. Были вычислены параметры этих орбит. Двигаясь по гелиоцентрическим орбитам, частицы пересекают сферу Хилла Земли с интервалом в несколько сотен лет. По нашим оценкам размеры вы-

брасываемых на гелиоцентрические орбиты частиц лежат в интервале от 10 см до 10 м, поэтому негравитационные эффекты могут изменить их орбиты лишь на значительно больших временах. Таким образом, эти частицы могут пополнять рой, вращающийся вокруг Земли.

Для обоснования статистической модели образования Луны помимо вопроса о росте протолунного роя возникают и другие вопросы, например, о моменте импульса системы Земля–Луна и о составе протолунного роя. Для этого важны детали процессов, происходящих при макроимпактах. В данной статье мы рассматриваем более подробно, что происходит при ударах крупных тел по растущей Земле, продолжая исследование, начатое в [Светцов и др., 2012].

Численное моделирование макроимпактов

В численном моделировании ударов под разными углами мы предполагали, что растущая Земля имеет те же строение и отношение массы ядра к полной массе, что

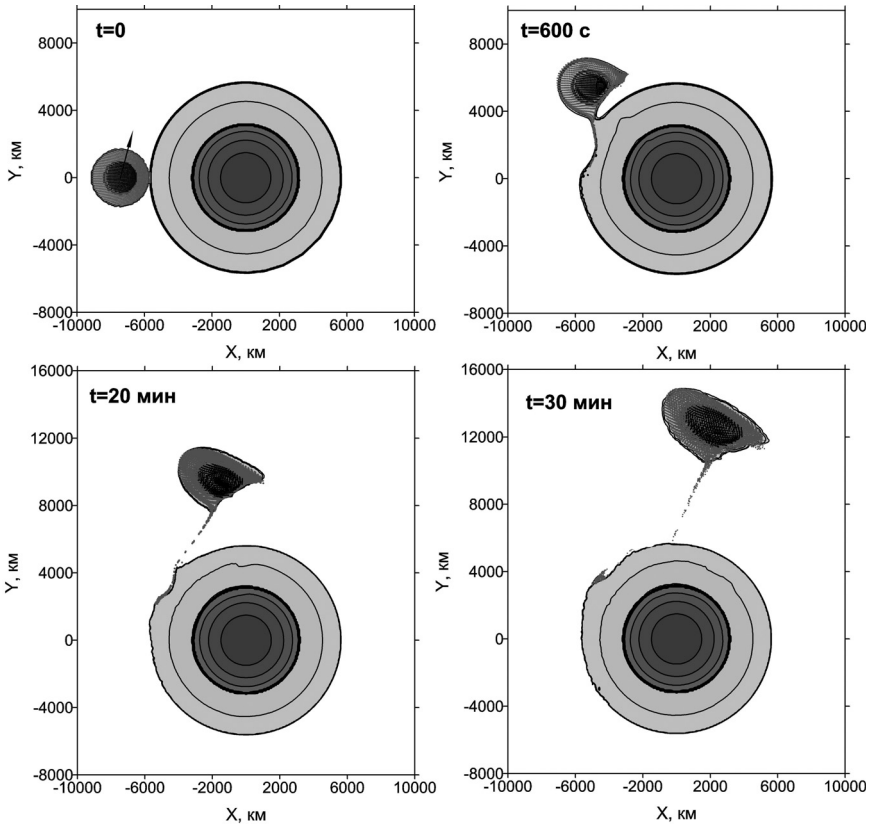


Рис. 1. Удар дифференцированного тела под углом 75° к прямой, соединяющей центры масс Земли и тела. Показаны изолинии плотности в плоскости, проходящей через эту прямую и вектор скорости. Отношение диаметра тела к диаметру Земли $\delta = 0{,}3$. Показаны четыре момента времени после первого контакта тела с Землей. Темным цветом показано ядро Земли, черным – вещество ядра тела. Темно-серым цветом показано вещество каменной оболочки ударяющего тела

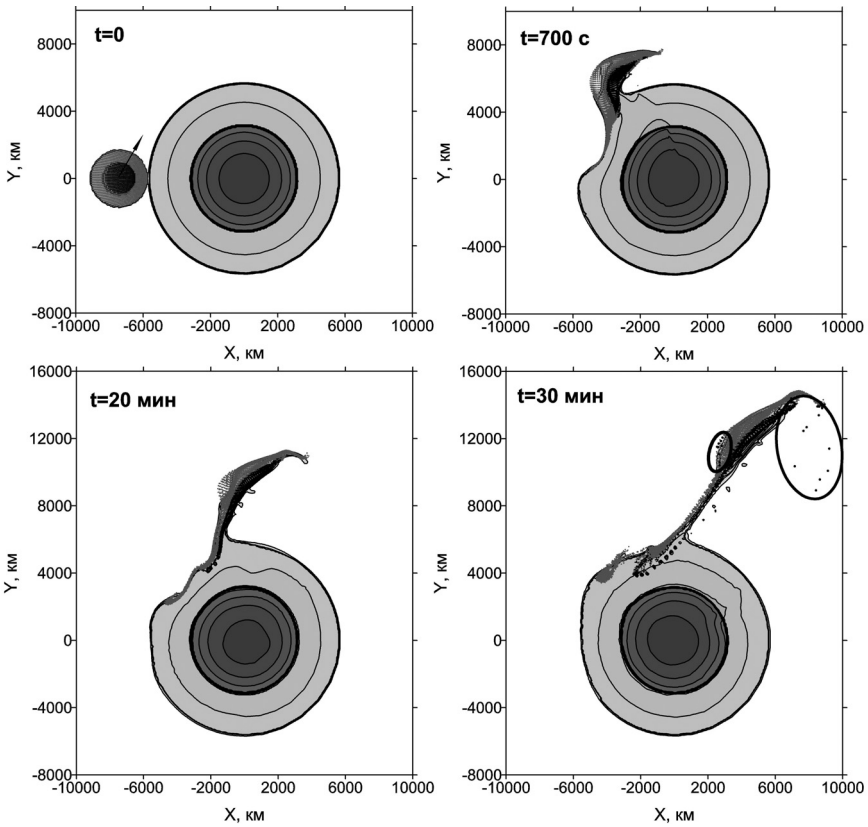


Рис. 2. Удар дифференцированного тела под углом 60°. Отношение диаметра тела к диаметру Земли δ = 0,3. Двумя эллипсами отмечено положение фрагментов, которые в рассеянном виде переходят на гелиоцентрические орбиты

и современная планета. Основная часть вычислений была проведена для Земли массой 0,7 от ее современной массы. Ударяющие тела также считались дифференцированными с соотношением железного ядра и каменной оболочки, аналогичным Земле (~0,3 по массе). Относительные скорости тел до сближения с Землей составляли около 5 км/с. Это приводит к скорости удара очень близкой к скорости убегания планеты.

На рисунках 1–4 проиллюстрирована картина ударов дифференцированных планетезималей, диаметр которых составляет 0,3 от диаметра растущей Земли. Углом удара будем называть угол между вектором скорости тела и линией, соединяющей центры масс тела и Земли. При ударе под углом 75° (рис. 1) тело разрушается, но после контакта с Землей сохраняет связность и продолжает двигаться по орбите как целое. Его форма искажается за счет приливных сил. Удар под таким углом создает относительно небольшой кратер. Масса вещества, которое выбрасывается на гелиоцентрические орбиты в рассеянном виде (не падает на тело за счет его притяжения в процессе всего полета вокруг Солнца) и может пополнить протолунный рой, составляет в этом случае около 1% от массы ударяющего тела. Тело может снова столкнуться с Землей, причем более вероятно, что оно столкнется с Землей

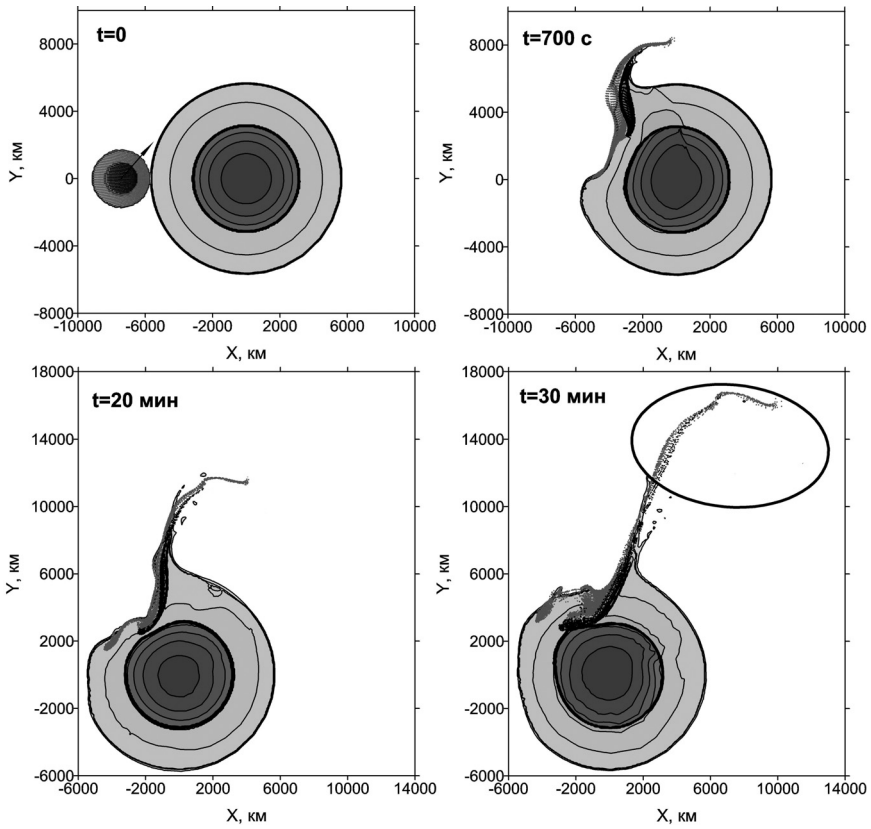


Рис. 3. Удар дифференцированного тела под углом 50°. Отношение диаметра тела к диаметру Земли δ = 0,3. Внутри эллипса находятся осколки, которые в рассеянном виде переходят на гелиоцентрические орбиты

под меньшим углом, так как плотность вероятности удара под углом α равна $\sin 2\alpha$ (и наиболее вероятен угол удара 45°).

На рис. 2 показан удар тела под углом 60°. Ударяющее тело оказывается частично разрушенным, как видно в момент времени 30 минут. Но затем при движении фрагментов по близким гелиоцентрическим орбитам они вновь аккумулируются в тело меньшей массы за счет сил взаимного притяжения. Небольшая часть вещества тела остается на Земле, совсем незначительная часть осколков переходит на геоцентрические орбиты, а масса небольших фрагментов, которые уходят на гелиоцентрические орбиты и не притягиваются вновь аккумулированным телом, составляет 8,5% от первоначальной массы тела.

На рис. 3 показан удар тела под углом 50°, когда относительная масса частиц, выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты, достигает наибольшей величины 15%. На земле образуется большой кратер, а вещество ядра планетезимали достигает ядра Земли.

На рис. 4 показан удар тела под углом 30°. Размер кратера в этом случае превышает радиус Земли. Относительная масса частиц, выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты, составляет около 7%. Таким образом, максимум массы выбрасыва-

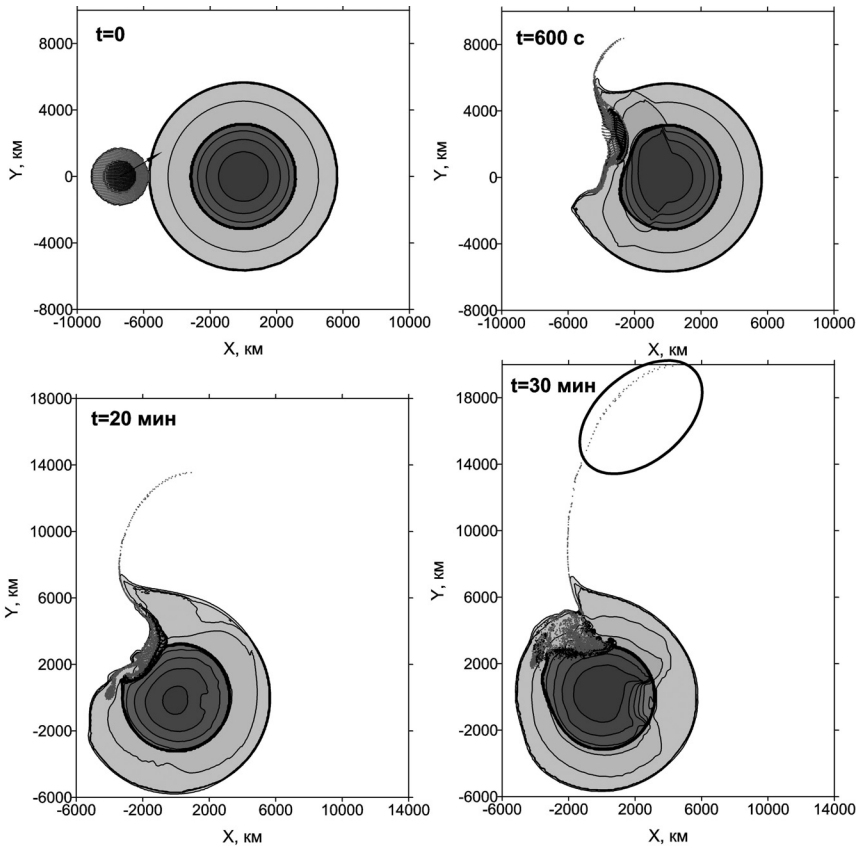


Рис. 4. Удар дифференцированного тела под углом 30°. Отношение диаметра тела к диаметру Земли δ = 0,3. Эллипсом отмечено положение фрагментов, которые в рассеянном виде переходят на гелиоцентрические орбиты

емых частиц достигается при ударе под углом 50°. При лобовом ударе (под углом 0°) на орбиты выбрасывается лишь несущественная масса.

При уменьшении диаметра тела на гелиоцентрические орбиты может быть выброшена большая относительная масса, но максимум массы выброса частиц в рассеяном виде сдвигается в сторону больших углов удара. На рис. 5 проиллюстрирован удар тела с относительным диаметром δ = 0,1. Масса выброшенных частиц составляет при этом около 50% массы тела.

Оценки, полученные в процессе моделирования ударов, показывают, что размеры выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты частиц лежат в интервале от 10 см до 10 м. 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. Так как скорости ударов были небольшими, около второй космической скорости, то температуры выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты частиц невелики. Частицы при выбросе сразу оказываются в твердом или расплавленном состоянии. Время остывания частиц до низких температур определяется теплопроводностью и составляет от нескольких часов при диаметре частицы 10 см до нескольких лет при диаметре 10 м.

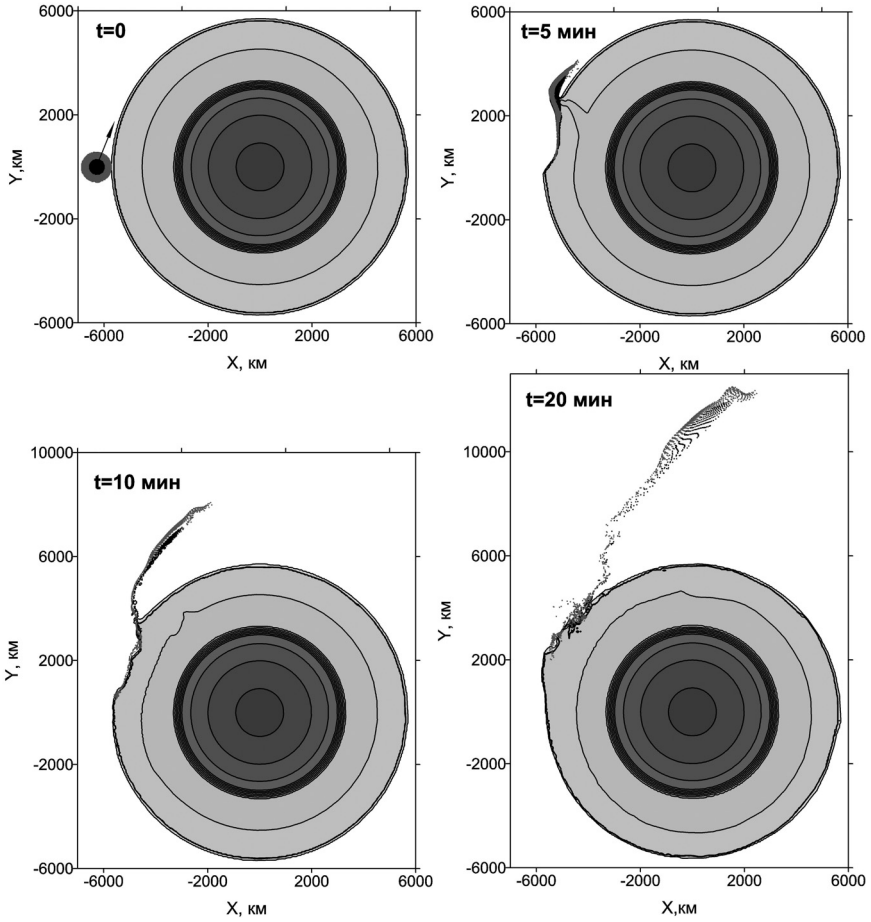


Рис. 5. Удар дифференцированного тела под углом 67° к прямой, соединяющей центры масс Земли и тела. Отношение диаметра тела к диаметру Земли δ = 0,1

Таким образом, протолунный рой оказывается состоящим из вещества планетезималей и каменной оболочки Земли. И так как в статистической модели Земля создается из крупных падающих на нее тел, то состав протолунного слоя должен быть близок к составу Земли, но обеднен железом.

Оценки полной массы выбросов на орбиты

В результате моделирования каждого удара под разными углами мы получили массу выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты частиц, а проинтегрировав результаты по углам с соответствующей плотностью вероятности, мы получили зависимость средней полной массы выбрасываемых частиц от размеров ударяющих тел [Светцов и др., 2012]. Используя эти данные можно оценить сколько всего вещества выбрасывается на гелиоцентрические орбиты в процессе роста Земли.

Для спектра масс используем известное упрощенное степенное выражение [Витязев и др., 1990]

$$\dot{n}(m) = \frac{(2-q)m^{-q}}{m_1^{2-q}}, \tag{1}$$

где $1{,}5 < q < 2$.

Максимальную массу ударников $m_1(t)$ можно приближенно связать с массой, аккумулируемой планетой с момента времени t до времени окончания ее роста [Wetherill, 1975]

$$m_1 = \left(\frac{4-2q}{3-q}\right)(M_{EM} - M_E). \tag{2}$$

Здесь M_{EM} – современная масса Земли, а $M_E(t)$ – масса растущей Земли.

Для массы частиц, выбрасываемых на орбиты, m_e можно записать уравнение

$$\frac{dm_e}{dt} = \dot{M}\int_{m_0}^{m_1} m\,\dot{n}(m)\eta(m, M_E)dm, \tag{3}$$

где $\dot{M}(t)$ – поток массы падающих на планету тел, а $\eta(m, M_E)$ – полученная в результате численного моделирования осредненная по углам доля массы ударников, выбрасываемая на орбиты в виде частиц. Для массы Земли запишем следующее уравнение

$$\frac{dM_e}{dt} = \dot{M} - \frac{dm_e}{dt}. \tag{4}$$

Здесь предполагается, что вещество, выбрасываемое после удара на орбиту в виде крупного тела, не может поглотиться протолунным роем и через какое-то время снова падает на Землю и поглощается ей.

Систему уравнений (1–4) можно решить численно. Взяв в качестве начальной массы Земли половину ее современной массы, нижний предел интерирования в (3) m_0 равный массе тела диаметром 10 км и $q = 1{,}8$, мы получили, что всего за время роста Земли, начиная с половины ее массы, на гелиоцентрические орбиты выбрасывается около 4% современной массы Земли. Масса частиц из ядер ударников составляет около 0,5%, если предположить, что все ударяющие тела дифференцированные, хотя вероятно, определенную долю составляли недифференцированные планетезимали. Следует также отметить, что численное моделирование ударов проводилось лишь в диапазоне размеров планетезималей 0,025–0,3 от массы растущей Земли. В сторону больших и меньших тел производилась экстраполяция величины η. В дальнейшем целесообразно провести моделирование во всем диапазоне размеров ударяющих тел.

Итак, мы ответили на очень важный вопрос о массе спутника Земли в рамках статистической модели. На гелиоцентрические орбиты выбрасывается масса частиц, более чем в три раза превышающая массу Луны. Луна образуется из того же вещества, что и Земля, но оказывается обедненной железом. Тем не менее, проведенные численные расчеты дали соотношение железа в протолунном слое в несколько раз выше, чем у современной Луны (1–3%). Это несоответствие требует дальнейшего изучения.

Автор благодарен А.В. Витязеву и Г.В. Печерниковой за поддержку и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-05-00694-а).

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.

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. Импакты и эволюция ранней Земли // Катастрофические воздействия космических тел. М: ИКЦ «Академкнига», 2005. С. 251–265.

Светцов В.В., Печерникова Г.В., Витязев А.В. В развитие статистической модели образования Луны // Динамические процессы в геосферах. Вып. 3.: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2012 С. 23–29.

Wetherill G.W. Late heavy bombardment of the moon and terrestrial planets // Proc. Lunar Sci. Conf. 6th. 1975. P. 1539–1561.

УДК 523.3-52

К ДИНАМИЧЕСКИМ АСПЕКТАМ КОНЦЕПЦИИ Э.М. ГАЛИМОВА ОБРАЗОВАНИЯ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ – ЛУНА

В.Н. Сергеев

Представлен анализ динамической модели Галимова–Кривцова совместного образования Земли и Луны из протопланетного облака. Показано, что предлагаемый авторами модели механизм частичной компенсации гравитационных сил в протопланетном облаке за счет сил отталкивания, вызванных испарением частиц, введен в модель некорректно и не дает необходимого эффекта фрагментации исходного облака на два объекта, становящихся, впоследствии, Землей и Луной.

Введение

История научных исследований происхождения Луны насчитывает уже более ста лет и подробно изложена в различных изданиях. В настоящей работе рассмотрена только концепция Э.М. Галимова образования системы Земля – Луна, развиваемая им уже второй десяток лет, и то лишь ее динамические аспекты [Галимов и др., 2005; Галимов, 2011; Galimov, Krivtsov, 2012]. В основе концепции Э.М. Галимова лежит представление о том, что планеты и их спутники образуются не путем столкновения твердых тел – пленетезималей, как принято считать [Витязев, Печерникова, Сафронов, 1990], а путем образования газопылевых сгущений, их роста и

объединения в крупные (в пределах радиуса Хилла) газопылевые тела, каждое из которых является родоначальным для соответствующей планеты и ее спутников [Галимов, 2011].

Динамическая модель Галимова–Кривцова

Динамическая модель образования системы Земля – Луна в результате фрагментации протопланетного облака (газопылевого сгущения) рассмотрена в работе [Галимов и др., 2005]. Расчеты проводились на основе метода динамики частиц. Идея метода заключается в замене исходных уравнений динамики частиц протопланетного облака модельной системой уравнений с меньшим (приемлемым для расчетов) числом частиц с соблюдением подобия, последующим прямым вычислением координат и скоростей каждой модельной частицы из уравнений Ньютона для модельной системы. При достаточно большом числе частиц в модельной системе, таким образом, можно проследить основные черты эволюции реальной системы. Критерием достоверности результатов служит совпадение результатов расчета (хотя бы приблизительное) при увеличении числа модельных частиц.

Ключевым моментом в рассматриваемой модели является учет силы отталкивания между твердыми частицами в реальной системе, вызванной испарением вещества частиц с их поверхности [Галимов и др., 2005; Галимов, 2011]. Сила отталкивания призвана частично компенсировать гравитационные силы в газопылевом сгущении и, тем самым, обеспечить разреженность сгущения в течение длительного времени. Эта сила, действующая на частицу со стороны другой частицы равна переданному первой частице импульсу молекулами пара второй частицы в единицу времени и приближенно равна [Галимов и др., 2005]:

$$f_V = \frac{\pi \nu v a^4}{16 r^2}, \tag{1}$$

где ν – масса вещества, испаряющегося с единицы поверхности частицы за единицу времени; v – средняя скорость молекул, отрывающихся от поверхности частицы, a – диаметр частицы, r – расстояния между частицами (между центрами частиц). Сила f_V (1) определяется произведением площади поперечного сечения частицы $\pi a^2/4$ на массу молекул пара второй частицы, достигающих поверхности частицы в единицу времени $\nu a^2/4r^2$ и на их скорость v. Твердые частицы считаются шарами одинакового размера и массы.

Сила отталкивания f_V в [Галимов и др., 2005] объединяется с гравитационной силой взаимодействия:

$$f = f_\gamma - f_V \approx \left(\gamma - \frac{9\nu v}{4\pi a^2 \rho^2}\right)\frac{m^2}{r^2} \approx \gamma' \frac{m^2}{r^2}, \tag{2}$$

где γ – гравитационная постоянная, ρ – плотность вещества частицы. Следует обратить внимание на то, что величина γ' в (2) может принимать отрицательные значения при соответствующих значениях отношения $A = \nu v/a^2\rho^2$.

Вычисления в [Галимов и др., 2005] проводились в двумерной постановке при задании массы и момента сгущения равных массе и моменту системы Земля – Луна. Оказалось, что без учета силы (1) при гравитационном коллапсе сгущения происходит образование одного тела. Для того, чтобы образовалась система двух и бо-

лее тел необходимо уменьшить гравитационную силу f_γ в (2), по крайней мере, в 28 раз [Галимов и др., 2005], то есть γ' должно быть меньше $\gamma/28 \approx 0{,}036\gamma$. С другой стороны γ' не должно быть отрицательно. Это обстоятельство накладывает очень серьезные ограничения на допустимый для фрагментации сгущения диапазон значений отношения A. При A меньших значений из этого интервала образуется одно тело, при больших – силы отталкивания f_V становятся больше гравитационных сил притяжения f_γ. При изменении любой из величин ν, v, a^2, ρ^2 (при фиксированных остальных) более чем приблизительно на 0,036 своей величины происходит выбывание из допустимого для фрагментации облака интервала значений A.

В трехмерной постановке, при тех же предположениях относительно частичной компенсации гравитационных сил, задача решалась в [Ле-Захаров, Кривцов, 2013]. К сожалению, авторы этой работы не указали, насколько было изменено значение гравитационной постоянной для получения приведенных в работе результатов. Однако в любом случае условие $f_V \approx f_\gamma$ ведет к серьезным ограничениям на диапазон значений величины A требуемых для фрагментации сгущения.

Считая величины ν, v, ρ^2 постоянными, можно видеть, что при уменьшении a^2 за счет испарения на небольшую величину (более 0,036 своей величины в двумерном случае) фрагментация сгущения становится невозможна. Однако в работах [Галимов и др., 2005; Галимов, 2011] широко используется 40% уменьшение массы частиц за счет испарения в процессе фрагментации сгущения. Отсюда делаются оценки времени формирования системы Земля – Луна, при испарении приблизительно 40% массы хондритового расплава остаток приобретает химический состав близкий к составу Луны [Галимов и др., 2005].

Причина наложения ограничений на значения величины A для достижения возможности фрагментации протопланетного облака заключается в неучете рассеяния импульса испарившихся частиц в среде газа и пара и распространения зависимости силы (1) от расстояния r как $1/r^2$ на большие расстояния. При давлении газовой среды в газопылевом сгущении ~1 Па длина свободного пробега молекул пара при температуре ~1000 ºK составляет ~0,1 м. На расстояниях существенно больших этой величины влиянием испарения можно пренебречь и гравитационные силы от частиц на таких расстояниях не компенсируются силам отталкивания, вызванными испарением. Учитывая, что число частиц в сфере радиуса R растет с увеличением R как R^3 (для равномерной плотности), а гравитационная сила убывает как R^{-2} вклад локальной силы, связанной с испарением, в уравнение движения частицы может быть относительно мал и введение величины γ' по (2) некорректно.

Заключение

Приведенное рассмотрение показывает внутреннюю противоречивость динамической модели Галимова – Кривцова. Ограничения, накладываемые на $A = \nu v/a^2\rho^2$, не имеют физической основы и выглядят явно искусственными. Отсюда можно сделать вывод, что результаты численных экспериментов работы [Галимов и др., 2005] скорее опровергают, чем подтверждают возможность образования системы Земля – Луна в результате фрагментации протопланетного облака.

Автор выражает благодарность профессору А.В. Витязеву за внимание к работе.

Литература

Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990, 296 с.

Галимов Э.М. и др. Динамическая модель образования системы Земля – Луна // Геохимия, 2005, № 11, С. 1139–1150.

Галимов Э.М. Образование Луны и Земли из общего супрапланетного газо-пылевого сгущения // Геохимия, 2011, № 6, С. 563–580.

Ле-Захаров А.А., Кривцов А.М. Расчет столкновительной динамики гравитирующих частиц для моделирования образования системы «Земля – Луна» в результате гравитационного коллапса пылевого облака / Проблемы зарождения и эволюции биосферы 2. Под ред. Э.М. Галимова. М.: КРАСАНД. 2013. С. 61-81.

Galimov E.M., Krivtsov A.M. Origin of the Moon. New Concept. Geochemistry and Dynamics. De Gruyter. 2012. 168 p.

ГЛАВА 3

ГЕОМЕХАНИКА СЕЙСМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

УДК 550.34

МАСШТАБНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ МОНИТОРИНГЕ СЛАБОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ

А.Н. Беседина, Г.Г. Кочарян, О.А. Пронюк

В статье рассмотрены возможные причины возникновения значительных отклонений от закона подобия при анализе данных сейсмических наблюдений. Показано, что эффекты, связанные с физическими различиями в динамике разрывов разного размера, обусловленные масштабной зависимостью физико-механических свойств горного массива и слагающих его геоматериалов, имеют ограниченный диапазон действия и в реальном диапазоне параметров не приводят к радикальному изменению эффективности сейсмического источника. Иные источники, связанные либо с недостатками измерительной аппаратуры, либо с некорректной интерпретацией результатов измерений, приводят подчас к наблюдаемому сильному росту приведенной сейсмической энергии с увеличением магнитуды слабых сейсмических событий.

Постановка проблемы

Одним из фундаментальных в современной сейсмологии является вопрос о существовании подобия между большими и малыми сейсмическими событиями. Исследование этой проблемы важно как с точки зрения понимания механики процесса, так и для того, чтобы иметь возможность адекватно сопоставлять результаты, полученные на разных масштабных уровнях, что существенно обогащает возможности использования данных при решении инженерных задач.

Масштабные соотношения для землетрясений включают сравнение статических (сейсмический момент M_0, характерный радиус очага r_0, статический скачок напряжений $\Delta\tau$) и динамических (излученная сейсмическая энергия E_s) параметров. В этих целях часто используют приведенную сейсмическую энергию:

$$e = \frac{E_s}{M_0} \tag{1}$$

или, так называемое, кажущееся напряжение:

$$\sigma_a = \mu \cdot e = \mu \frac{E_s}{M_0}, \tag{2}$$

где μ – модуль сдвига массива в окрестности очага.

Через эти параметры, используя такую характеристику, как величина сброшенного в очаге напряжения $\Delta\tau$, легко выражается излучательная эффективность очага землетрясения η_R, введенная Х. Канамори [Kanamori, Brodsky, 2004]:

$$\eta_R = \frac{E_s}{E_s + \Delta E_{sur}}, \tag{3}$$

где ΔE_{sur} – величина энергии, идущей на трещинообразование.

$$\eta_R = \frac{2\mu}{\Delta\tau}\frac{E_s}{M_0} = 2\frac{\sigma_a}{\Delta\tau} = \frac{2\mu}{\Delta\tau}e. \tag{4}$$

Понятно, что η_R превышает величину сейсмической эффективности источника, определяемую как отношение излученной энергии E_s к полному изменению внутренней энергии системы ΔE_e. Если $\eta_R \approx 1$, то участок формирования разрушения не существенен. Если же $\eta_R << 1$, то доминируют динамические процессы разрушения породы. Все параметры, используемые в соотношении (4), могут быть оценены непосредственно из результатов измерений.

В предположении выполнения самоподобия, и сейсмическая энергия и сейсмический момент пропорциональны кубу характерного размера источника [Аки, Ричардс, 1982], что означает независимость величины η_R от масштаба события при постоянстве скачка напряжений $\Delta\tau$.

Связь излучательной эффективности землетрясений с масштабом исследовалась во многих работах. Ряд авторов отметили увеличение величины кажущихся напряжений с масштабом для событий в диапазоне магнитуд $5 > M > 2{,}5$ [например Kanamori et al., 1993; Abercrombie, 1995; Mayeda and Walter, 1996 и др.], объясняя это существованием разницы в динамике разрыва для землетрясений разного масштаба. В работе [Ide, Beroza, 2001] показали, что этот эффект в определенной степени связан с ограниченной частотной полосой сейсмической аппаратуры.

Тем не менее, хорошо известно, что при анализе рядов данных о слабой сейсмичности ($M_0 < 10^{12}$ Н/м), полученных в одном и том же массиве горных пород, чаще всего наблюдается довольно сильная зависимость величины приведенной энергии или излучательной эффективности землетрясения от масштаба события [Gibowicz et al., 2001; Кочарян, 2012; Hua et al., 2013].

В настоящей работе мы проанализировали некоторые опубликованные данные об очаговых параметрах слабых землетрясений и исследовали вероятные причины, приводящие к возникновению масштабного эффекта.

Экспериментальные данные

В нашей более ранней работе мы исследовали ряд данных, в который были включены события с моментными магнитудами от –3,6 до 8,5, произошедшие в различных регионах [Кочарян, 2012]. Было показано, что при изменении сейсмического момента на 19 порядков – в диапазоне от 10^3 Н/м до 10^{22} Н/м, практически все данные лежат в диапазоне $E_s/M_0 \sim 10^{-6}$–10^{-3}.

Этот диапазон значений соответствует теоретической оценке величины приведенной сейсмической энергии. Как показано в [Кочарян, 2012]

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{\mu}{\rho C_s^2}\frac{D}{L}\frac{V_r^3}{C_s^3}, \tag{5}$$

где ρ и C_s – плотность и скорость распространения поперечных волн, L и D – длина сейсмодислокации и соответствующее смещение, а V_r – скорость распространения разрыва.

Отношение D/L есть уровень реализованной в процессе землетрясения сдвиговой деформации; отношения $\mu/\rho C^2 \sim 1$ $(V_r/C_r)_{\max} \leq 1$. Оценивая порядок величины деформации $D/L \approx 10^{-3}$, получаем максимально возможную величину параметра $E_s/M \sim 10^{-3}$. 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» землетрясением.

Таким образом, если рассматривать весь комплекс данных, то явной зависимости этого отношения от масштаба землетрясения не обнаруживается, что соответствует самоподобной среде с линейными характеристиками.

Однако, как отмечалось выше, рассмотрение рядов данных для некоторых регионов приводит к обнаружению зависимости эффективности излучения от масштаба события. Особенно выражен этот эффект для слабых событий с магнитудой $M < 2 \div 2{,}5$.

Примеры зависимостей значения нормализованной энергии от величины сейсмического момента события приведены на рис. 1.

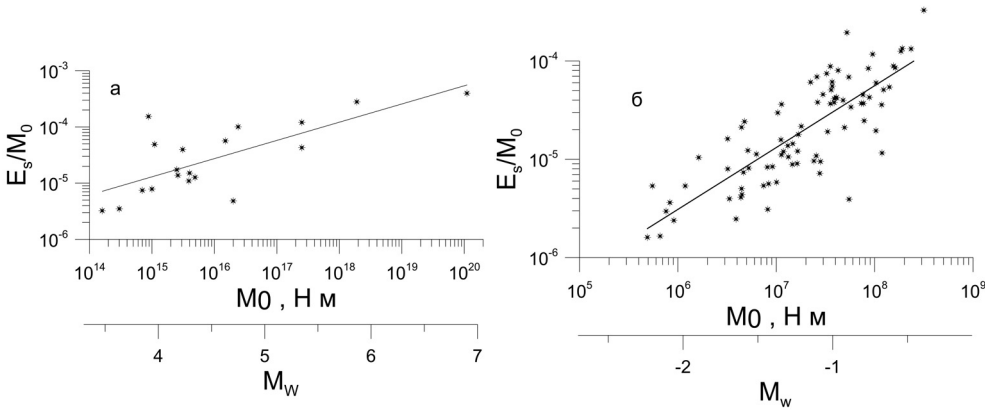


Рис. 1. Зависимость приведенной сейсмической энергии от масштаба события.
а – землетрясения Калифорнии; значки – данные [Kanamori et al., 1993], линия – наилучшее приближение данных зависимостью $e = 1{,}8 \cdot 10^{-10} M_0^{0.32}$ с коэффициентом корреляции $R = 0{,}54$; б – сейсмичность, индуцированная ведением горных работ на медно-никелевом месторождении в Канаде; значки – данные [Urbancic, Young, 1993], линия – наилучшее приближение данных зависимостью $e = 5{,}2 \cdot 10^{-10} M_0^{0.63}$ с коэффициентом корреляции $R = 0{,}65$

Для довольно крупных (моментные магнитуды от 3,5 до 7,2) землетрясений Калифорнии [Kanamori et al., 1993] (рис. 1,а) $E_s/M_0 \sim M_0^{0.32}$, анализ последовательности микроземлетрясений, зарегистрированных в этом же регионе [Ide, Beroza, 2003], демонстрирует зависимость $E_s/M_0 \sim M_0^{0.21}$. В последней работе, впрочем, отмечается, что зависимость может оказаться менее выраженной при использовании более совершенных моделей поглощения. Примененный в этих целях, для четырех регионов Калифорнии, в более поздней работе [Baltay et al., 2010] метод анализа коды показал слабую зависимость: $E_s/M_0 \sim M_0^{0.091}$ для последовательности событий Hector Mine (77 событий с моментными магнитудами от 3 до 7,1) и практически не обнаружил зависимости кажущегося напряжения от масштаба для землетрясений в Паркфилде $E_s/M_0 \sim M_0^{0.001}$ (всего 47 событий, расчеты выполнены для 11 с M_w от 2,8 до 6,0), последовательности афтершоков в Неваде $E_s/M_0 \sim M_0^{0.022}$

(всего 56 событий, расчеты выполнены для 12 с M_w от 3,1 до 6,0) и роя землетрясений в Серро-Прието $E_s/M_0 \sim M_0^{0.016}$ (всего 43 события, расчеты выполнены для 12 с M_w от 2,8 до 5,1).

Использование данных, полученных для Байкальской рифтовой зоны [Добрынина, 2011; seis-bykl. ru] дает зависимость близкую к полученной Канамори $E_s/M_0 \sim M_0^{0.31}$.

Для землетрясений Средней и Центральной Азии также можно обнаружить тенденцию возрастания эффективности с масштабом $E_s/M_0 \sim M_0^{0.25}$ [http://www.kndc.kz; Кочарян, 2012], однако разброс данных здесь довольно велик. Подобного тренда возрастания отношения E_s/M_0 практически не наблюдается для землетрясений Камчатки [www.emsd.ru/; Кочарян, 2012].

Обработка данных по микроземлетрясениям в Японии (M_w от 0,8 до 2,9) [Stork, Ito, 2004] дает регрессионную зависимость $E_s/M_0 \sim M_0^{0.47}$ при значительном разбросе данных.

Выраженные зависимости излучательной эффективности от масштаба наблюдаются для микросейсмичности, регистрируемой при ведении горных работ и заполнении водохранилищ. Так, обработка результатов наблюдений за микросейсмичностью (155 событий M_w, от –3,6 до –1,9), проводившихся в Канаде при проходке участка шахты в граните [Gibowicz et al., 1991], дает соотношение $E_s/M_0 \sim M_0^{0.33}$. Проведенные этими же авторами [Domański, Gibowicz, 2008] измерения параметров более крупных событий на медной шахте в Польше (100 событий с M_w от 1,4 до 3,6) дали близкую зависимость $E_s/M_0 \sim M_0^{0.28}$. Для многочисленных событий, зарегистрированных при разработке рудного месторождения в Финляндии [Oye et al., 2005], масштабный эффект выражен слабее $E_s/M_0 \sim M_0^{0.13}$. Индуцированная ведением горных работ сейсмичность на медно-никелевом месторождении в Канаде (85 событий с магнитудами от –2,2 до –0,4) [Urbancic, Young, 1993] напротив, демонстрирует аномально сильную зависимость от масштаба $E_s/M_0 \sim M_0^{0.63}$ (рис. 1,б). В точности такое же масштабное соотношение $E_s/M_0 \sim M_0^{0.63}$ установили авторы [Hua et al., 2004] для сейсмичности, наведенной заполнением водохранилища в Китае (1616 землетрясений в диапазоне магнитуд M_L 0,1÷4,2).

Возможные причины отклонения от закона подобия

Можно обнаружить несколько факторов, приводящих к возникновению зависимости излучательной эффективности от масштаба события. Рассмотрим их последовательно.

1. Эффект влияния ограниченной частотной характеристики регистрирующей аппаратуры

Как отмечалось выше, этот эффект детально был рассмотрен в работе [Ide, Beroza 2001]. 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

$$R = \frac{E_{reg}}{E_s} = \frac{2}{\pi}\,[\mathrm{arctg}(f_M/f_0) - (f_M/f_0)/(1 + (f_M/f_0))^2], \qquad (6)$$

где f_0 – угловая частота спектра излученного сигнала.

Проведенное нами рассмотрение этого эффекта для различной сейсмической аппаратуры показало, что для событий малых магнитуд этот эффект оказывается весьма значительным [Кочарян, 2012]. Так для использованных Х. Канамори данных регистрации датчиками системы «Terrascope» [Kanamori et al., 1993] величина рассчитанной непосредственно по волновым формам сейсмической энергии E_{sreg} оказывается втрое меньше «истинного» значения E_s для событий с моментными магнитудами менее $M_w \sim 3$. При использовании датчика СМ-3 $E_{sreg}/E_s < 0{,}33$ при $M_w < 2$, а для пьезоакселерометра с ограничением в области высоких частот $f_{гр} \sim$ ~ 5 кГц, такое соотношение достигается для $M_w < -3{,}5$. Этот эффект может быть учтен в расчетах сейсмической энергии при помощи соотношения (6), что и было сделано в рассматриваемом ряду данных либо самими авторами, либо нами [Кочарян, 2012].

2. Зависимость механических параметров нарушений сплошности от масштаба

Рассматривая баланс энергии при землетрясении, можно показать [Кочарян, 2013], что излучательная эффективность землетрясения может быть выражена через сдвиговую жесткость разлома или трещины k_f при помощи выражения:

$$\eta_R = 1 - \frac{(3 \div 4)\mu}{L \cdot k_f}. \qquad (7)$$

При достаточно крупных землетрясениях величину модуля сдвига материала, слагающего блоки горной породы, можно считать не зависящей ни от масштаба, ни от тектонической обстановки. Соответственно, макроскопическими параметрами, определяющими эффективность излучения при землетрясении, являются длина разлома L (иными словами масштаб события) и его жесткость k_f. Подчеркнем, что величина η_R не зависит от скачка напряжений на разломе $\Delta\tau$.

В наиболее простом линейном случае, когда разломная зона представляется в виде слоя толщиной $W_f = \beta \cdot L$ с пониженным эффективным модулем сдвига μ_f, жесткость разлома определяется как отношение

$$k_f \approx \frac{\mu_f}{W_f} \approx \frac{\mu_f}{\beta \cdot L}, \qquad (8)$$

что означает независимость излучательной эффективности от масштаба события, так как при подстановке (8), выражение (7) не зависит от L.

В лаборатории Деформационных процессов в земной коре ИДГ РАН в течение ряда лет сейсмическими методами проводились инструментальные исследования характеристик нарушений сплошности разных иерархических уровней – от мелких трещин до региональных разломов. Результаты измерений жесткости трещин и разломов разных иерархических уровней приведены в нескольких публикациях, например, в работе [Костюченко и др., 2002]. Эти данные мы дополнили значениями, полученными из результатов измерения скорости поперечных волн в нескольких крупных разломных зонах методом каналовых волн [Li et al., 1990; Li et al., 2000; Li et al., 2004; Ben-Zion et al., 2003; Jahnke et al., 2002; Mizuno et al., 2006]. Значения сдвиговой жесткости в последнем случае рассчитывались по соотношению (8), с учетом снижения интегрального значения k_f на 25–30% из-за наличия тонких слоев глинистого материала, которые неизменно встречаются в разломных зонах.

Обобщение этих данных позволяет рекомендовать для оценки жесткости разломов и трещин следующие приближенные соотношения:

$$k_f = (1{,}93)\cdot 10^9 \cdot L^{-0.32}\ \text{Па/м},\ \ L \geq 500\ \text{м},\ R = 0{,}88, \tag{9а}$$

$$k_f = (1{,}5)\cdot 10^{11} \cdot L^{-1}\ \text{Па/м},\ \ L < 500\ \text{м},\ R = 0{,}90. \tag{9б}$$

В выражениях (9) R – коэффициенты корреляции.

Подставляя (9) в (7), получаем соотношение:

$$\eta_R = \begin{cases} 1 - (1{,}5\div 2)\cdot 10^{-9}\cdot \mu \cdot L^{-0.68},\ \ L \geq 500\ \text{м} \\ 1 - (2\div 2{,}7)\cdot 10^{-11}\cdot \mu,\ \ L < 500\ \text{м} \end{cases}, \tag{10}$$

которое описывает зависимость излучательной эффективности сейсмического источника от масштаба.

Поскольку на сейсмогенных глубинах значения скоростей распространения P и S волн близки к соответствующим величинам, измеренным в образцах [Moos, Zoback, 1993], можно считать, что эффективная величина модуля сдвига G и для слабых событий будет оставаться примерно постоянной, что в соответствии с (10) приводит к постоянству значения η_R землетрясений малых магнитуд.

Расчет по соотношению (10) показан сплошными линиями на рис. 2. Параллельно оси абсцисс для ориентира приведена ось моментных магнитуд M_w, соответствующих длине очага L. Таким образом, для событий с $M_w > 3{,}5$ эффективность излучения постепенно возрастает с масштабом. При этом в диапазоне больших магнитуд $M_w > 6{,}5$ этот процесс становится малозаметным.

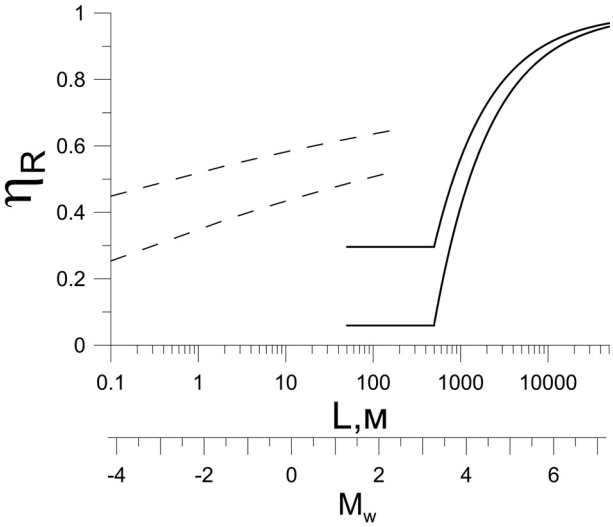


Рис. 2. Зависимость излучательной эффективности землетрясения от характерного размера очага. Ниже, для ориентира, приведена ось соответствующих значений магнитуд. Сплошные линии – расчет по соотношению (10), пунктир – по соотношению (13)

Для малых событий с $M_w < 1$ ($L < 50$ м) понятие сдвиговой жесткости разлома становится, в контексте рассматриваемой задачи, не столь определенным. Многие мелкие события происходят на одних и тех же ограниченных участках более крупных разломов [8], так, что величина сдвиговой жесткости слабо зависит от магнитуды события.

Часть мелких событий связана, вероятно, с образованием новых трещин. В этом случае можно считать справедливым приближение Кейлиса-Борока – Эшелби [Keilis-Borok, 1959], согласно которому скачок напряжений $\Delta\sigma$ при смещении

по круговой трещине пропорционален амплитуде смещения Δu и обратно пропорционален радиусу r трещины:

$$\Delta\sigma \sim \Delta u/r, \tag{11}$$

то есть $k_f = \partial\sigma/\partial u \sim 1/r$, что, как и в случае (8), означает независимость излучательной эффективности от масштаба события.

3. Зависимость упругих характеристик горной породы от масштаба

Несколько иная ситуация имеет место для слабых событий, расположенных на небольших глубинах до 1–2 км, например, в случае шахтной сейсмичности. В этом случае начинает играть роль эффект снижения значения модуля сдвига породы при увеличении характерного размера задачи. Для оценки этого эффекта мы использовали результаты измерений скорости распространения поперечных волн в массиве кварцита, проведенные на разных базах – от образцов до сейсмических профилей, на глубине около 1000 м. Анализ данных продемонстрировал устойчивое снижение этого параметра от значения характерного для измерений на образцах $C_s \approx 3300$ м/с, до величины $C_s \approx 2600$ м/с, полученной при измерениях на базах 100–500 м. Соответствующий пересчет позволяет построить зависимость для эффективного значения модуля сдвига:

$$\mu = 2.4 \cdot 10^{10} \cdot L^{-0.06} \text{ Па/м}^2 \text{ при } 0{,}1 \text{ м} < L < 200 \text{ м}, \tag{12}$$

которая описывает экспериментальные данные с коэффициентом корреляции $R = 0{,}96$. Понятно, что соотношение (12) не следует экстраполировать за пределы диапазона имеющихся измерений.

Подстановка (12) в (8) дает соотношение:

$$\eta_R = 1 - (0{,}48 \div 0{,}65) \cdot L^{-0.06} \cdot \mu, \;\; 0{,}1 \text{ м} < L < 200 \text{ м}, \tag{13}$$

которое показано на рис. 2 пунктиром.

4. Поглощение и рассеяние высоких частот при распространении колебаний

При распространении импульса в среде с поглощением закономерности снижения амплитуды колебаний с расстоянием зависят от спектрального состава сигнала и добротности среды. Из-за интенсивного поглощения высоких частот спектр сигнала, регистрируемого на некотором удалении от слабых сейсмических событий, целиком лежит в области низких, по сравнению с угловой частотой f_0 излучаемого сигнала, частот. Соотношение между угловой частотой f_0 и величиной сейсмического момента можно получить, используя, например, известную модель Брюна [Brune, 1970]:

$$f_0 = 67{,}33 \cdot C_s M_0^{-0.33} \text{ Гц}, \tag{14}$$

Так угловая частота модельного спектра для события с $M = 1$ составляет величину более 25 Гц, а с $M = -1$ – более 200 Гц.

На больших расстояниях высокочастотная часть спектра затухает настолько, что становится неразличимой на фоне шума и не может быть восстановлена путем применения обычных процедур. Это может привести к существенной недооценке величины E_s и, соответственно, кажущегося напряжения σ_a или излучательной эффективности источника.

Этот эффект хорошо виден при анализе рассчитанных значений нормализованной сейсмической энергии E_s/M_0 на различных эпицентральных расстояниях. Пример такого расчета приведен на рис. 3 в виде зависимостей величины E_s/M_0 от магнитуды события и расстояния. Здесь при расчете сейсмической энергии мы использовали выражение

$$E_s \approx \Theta \cdot r^2[r_0 q(r_0)/rq(r)]^2 \int \sum v_s^2 dt, \qquad (15)$$

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.

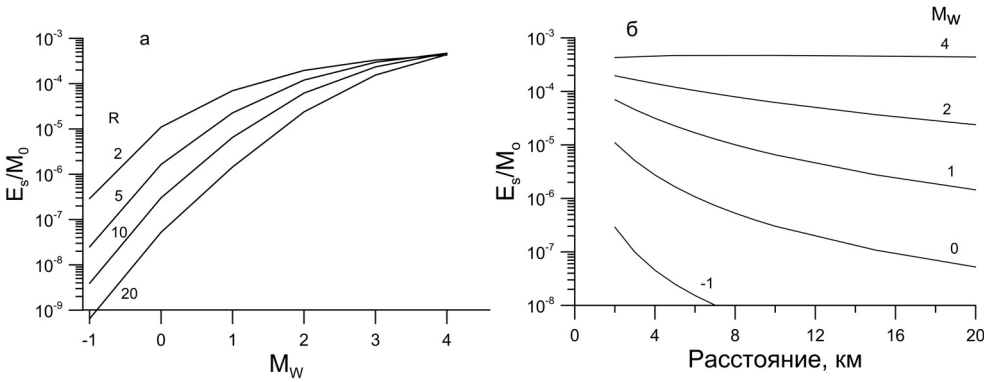


Рис. 3. Зависимость величины приведенной сейсмической энергии от масштаба события (а) и расстояния до источника (б).
Цифры около кривых на рис. а – расстояние в км, на рис. б – моментная магнитуда

Использовалась функция поглощения, предложенная в работе [Jennings, Kanamori, 1983], а параметры колебаний рассчитывались по модели Брюна [Brune, 1970] в среде с добротностью $Q = 200$.

Как видно из графиков на рис. 3, если в ближней зоне землетрясений с магнитудой больше 2 отношение E_s/M_0 практически не зависит от расстояния, то для слабых событий налицо радикальная недооценка рассчитанной величины сейсмической энергии, быстро увеличивающаяся с ростом расстояния.

Сильные зависимости излучательной эффективности от масштаба, отмечаемые в ряде публикаций для слабой сейсмичности, например, [Urbancic, Young, 1993; Hua et al., 2013 и др.] могут быть связаны с тем обстоятельством, что при ведении горных работ индуцированная сейсмичность часто концентрируется на определенных участках, например, в окрестности забоя. Соответственно, регистрация колебаний от событий разной магнитуды производится примерно на одном и том же расстоянии от источника, что приводит к серьезной недооценке сейсмической энергии слабых событий, по сравнению с более сильными.

Заключение

Мы рассмотрели возможные причины возникновения значительных отклонений от закона подобия при анализе данных сейсмических наблюдений. Две из них

связаны с объективно существующей зависимостью физико-механических свойств горного массива и слагающих его геоматериалов от масштаба задачи. Каждая из этих зависимостей имеет ограниченный диапазон действия и в реальном диапазоне параметров не приводит к фатальному изменению эффективности сейсмического источника на несколько порядков величины.

Зависимость упругих модулей горной породы от масштаба, по-видимому, играет роль главным образом для слабых событий, расположенных на небольших глубинах, то есть для сейсмичности, индуцированной ведением горных работ, заполнением водохранилищ и т.д. Излучательная эффективность может увеличиться в несколько раз при переходе от микрособытий сантиметрового масштаба к землетрясениям с $M_w \sim 1$–2. Вариации излучательной эффективности малых событий, расположенных на сейсмогенных глубинах в разломных зонах, едва ли могут быть существенными.

Более медленное, по сравнению со случаем самоподобной среды, снижение эффективной жесткости разломных зон с масштабом приводит к тенденции постепенного возрастания в 5–10 раз излучательной эффективности землетрясений средних магнитуд ($M_w \sim 3 \div 7$), происходящих в близких тектонических условиях. При этом скорость нарастания излучательной эффективности с масштабом постепенно замедляется. Подобного тренда практически не наблюдается для «межплитных» землетрясений. Более того, можно видеть тенденцию к снижению эффективности для крупнейших событий с $M > 8$. Возможно, это связано с тем, что на этих участках события происходят на крупнейших разломах, что обуславливает примерно одинаковую величину параметра k_f для разных событий.

Другие рассмотренные источники возникновения зависимости эффективности излучения от масштаба являются артефактами и связаны либо с недостатками измерительной аппаратуры, либо с некорректной интерпретацией результатов измерений. Следует подчеркнуть, что именно эти эффекты, не связанные с физическими различиями в динамике разрыва, приводят подчас к наблюдаемому сильному росту параметра E_s/M_0 с увеличением магнитуды слабых сейсмических событий.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 13-05-00780-а, 13-05-00950-а) и ОНЗ РАН (Программа № 6).

Литература

Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология, т. 1, 2. М.: Мир, 1982.

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. Об излучательной эффективности землетрясений (пример геомеханической интерпретации результатов сейсмологических наблюдений) // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 3: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2012. С. 36–48.

Кочарян Г.Г. Жесткость разломной зоны как геомеханический фактор, контролирующий излучательную эффективность землетрясений в континентальной коре // ДАН, 2013, в печати.

Abercrombie, R.E. Earthquake source scaling relationships from _1 to 5 ML using seismograms recorded at 2.5 km depth // J. Geophys. Res. 1995. 100. P. 24,015–24,036.

Baltay A., Prieto G., Beroza G.C. Radiated seismic energy from coda measurements and no scalingin apparent stress with seismic moment // J. Geophys. Res., 2010115, B08314, doi:10.1029/2009JB006736.

Ben-Zion Y., Peng Z., Okaya D., Seeber L., Armbruster J.G., Ozer N., Michael A.J., Baris S., Aktar M. A shallow fault-zone structure illuminated by trapped waves in the Karadere-Duzce branch of the North Anatolian Fault, western Turkey // Geophys. J. Int. 2003. 152. P. 699–717.

Brune J. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. P. 4997–5009.

Domański, 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.

http://www.kndc.kz Казахстанский национальный центр данных ИГИ НЯЦ РК

Hus W., Chen Z., Zheng S. Source Parameters and Scaling Relations for Reservoir Induced Seismicity in the Longtan Reservoir Area // PAGEOPH. 2013.170. P 767–783.

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

Jahnke G., Igel H., Ben-Zion Y. Three-dimensional calculations of fault zone guided waves in various irregular structures // Geophys. J. Int. 2002. 161. P. 416–426.

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

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

Keilis-Borok V.I. On the estimation of the displacement in an Earthquake Source and Source Dimensions // Ann. Geophys. 1959. V. 12. P. 205–214.

Li Y.-G., Leary P., Aki K., Malin P. Seismic trapped modes in the Oroville and San Andreas fault zones // Science. 1990. 249. P. 763–766.

Li Y.G., Vidale J.E., Aki K., Fei. X. Depth dependent structure of the Landers fault zone from trapped waves generated by aftershocks // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. N B3. P. 6237–6254. doi:10.1029/1999JB900449.

Li Y.G., Vidale J.E., Cochran E.S. Low-velocity damaged structure of the San Andreas Fault at Parkfield from fault zone trapped waves // Geophysical Research Letters. 2004. V. 31. L12S06, doi:10.1029/2003GL019044.

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.

Mizuno T., Nishigami K. Deep structure of the Nojima Fault, southwest Japan, estimated from borehole observations of fault-zone trapped waves // Tectonophysics. 2006. 417 (3-4). P. 231–247.

Moos D., Zoback M.D. In situ studies of velocity in fractured crystalline rocks // Journal Geoph. Res. 1983. V. 88. P. 2345–2358.

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. N. 3. P. 1011–1026.

Stork A.L., Ito H. Source Parameter Scaling for Small Earthquakes Observed at the Western Nagano 800-m-Deep Borehole, Central Japan // BSSA. 2004. V. 94. N. 5. P. 1781–1794.

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.

УДК 550.3

ВЛИЯНИЕ СЕЙСМОГЕННОЙ ШИРИНЫ РАЗЛОМА НА УРОВЕНЬ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

А.А. Остапчук

Проведен анализ распределения сейсмичности вдоль крупной разломной зоны Северной Калифорнии. Установлено, что линейная плотность распределения очагов сейсмических событий уменьшается с ростом сейсмогенной ширины разлома, и скорость уменьшения сейсмической активности определяется углом наклона графика повторяемости Гуттенберга-Рихтера. Показано, что наиболее активный современный деформационный процесс наблюдается в областях разлома с минимальной сейсмогенной шириной.

Введение

Многочисленные наблюдения на сейсмоактивных территориях позволяют заключить, что размеры зон активных разломов весьма ограничены. Как правило, размеры этих зон сопоставимы с размерами структурных блоков. Анализ закономерностей расположения очагов землетрясений, приуроченных к крупной разломной зоне, показывает высокую степень пространственной локализации сейсмичности [Кочарян и др., 2011].

При деформировании блочной структуры разломной зоны отдельные блоки разных иерархических уровней оказываются в различном напряженно-деформированном состоянии. При этом образуются разные подобласти – нагруженные блоки консолидации и относительно разгруженные свободные блоки [Садовский, Кочарян, Родионов, 1988]. Следует подчеркнуть, что напряженное состояние массива горных пород характеризуется существенной изменчивостью в пространстве; наблюдается кластеризация аномально напряженных зон, а распределение напряжений внутри отдельных структурных форм может иметь кусочно-однородный характер [Соболев, Завьялов, 1980; Grunthal, Stromever, 1992]. При этом большая часть деформации локализуется в области нарушения сплошности, а процесс деформирования контролируется фрикционным взаимодействием между бортами разрыва. Магистральный разрыв, как правило, заполнен перетертым гранулированным материалом [Chester, Chester, 1998] и имеет широкий грансостав [Кочарян и др., 2011a]. Структура и свойства материала заполнителя значительно влияют на механическую прочность разрыва, характер фрикционного взаимодействия между его бортами и вероятность возникновения динамической неустойчивости.

Лабораторное моделирование процесса прерывистого скольжения показывает, что возникновение динамических срывов связано с возможностью формирования структур, расположенных поперек плоскости простирания – нагруженных силовых «цепочек». [Sammis et al., 1987; Кочарян, Спивак, 2003]. В природе роль таких несущих элементов могут выполнять, например, «контактные области», определяющие закономерности концентрации напряжений в окрестности поверхности раздела. Их характерные размеры образуют иерархический ряд подобно размерам

блоков земной коры [Кочарян, Спивак, 2003]. Одновременное разрушение нескольких таких силовых цепочек приводит к резкому снижению сопротивления сдвигу и возникновению динамической неустойчивости. Тем самым структурированность силовых цепочек в среде будет непосредственно влиять на реализуемый режим деформирования. В зависимости от напряженно-деформированного состояния, структурированности и состава материала-заполнителя может происходить не полное, а частичное разрушение силовых цепочек, что приводит к реализации накопленной упругой деформации в виде подвижек с малыми и средними скоростями.

В настоящей работе исследуются особенности распределения сейсмичности вдоль отдельных участков разломной зоны Сан Андреас (SAF) и закономерности распределения современных сейсмических деформаций вдоль активного участка разломной зоны.

Оценка современной сейсмической активности областей разломов

Рассмотрим области активного разлома с сейсмогенной шириной W и длиной L. Многочисленные разрывные нарушения в области разломной зоны формируют ряд отдельностей разного размера. Размер этих отдельностей в несколько раз меньше размеров блоков, которые разделяет межблоковая зона. Пусть эволюция контактных областей (силовых цепочек), которые образуются и разрушаются в процессе сдвигового деформирования в межблоковой зоне, их протяженность и количество полностью определяют тип деформирования. Разрушение этих образований приводит к релаксации локальных концентраций напряжений в форме землетрясения. При этом зона разрыва силовой цепочки будет определяться как очаг землетрясения.

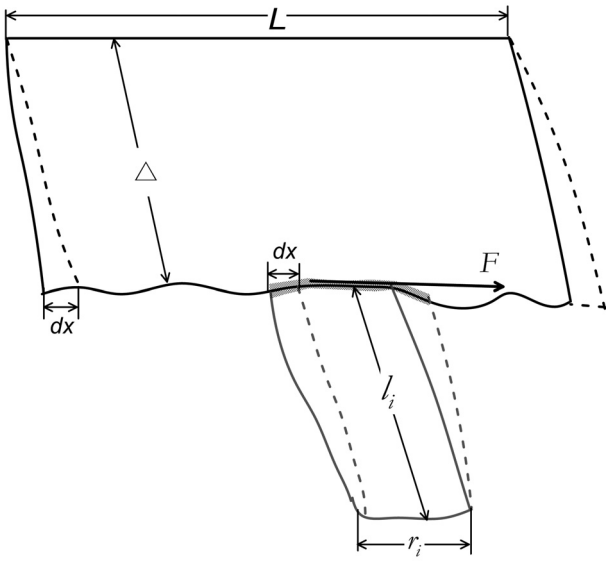


Рис. 1. Предсейсмическое деформирование геоблока и «силовой цепочки». Пунктирные линии – изменение формы деформируемых объектов. L и Δ – структурные размеры геоблока, r_i и l_i – структурные размеры «силовой цепочки». dx – абсолютная деформация тел, F – действующее усилие на контакте

На стадии подготовки сейсмического события деформирование силовых цепочек согласовано с деформированием примыкающих геоблоков, тем самым сдвиговые деформации цепочек и примыкающих блоков в окрестности контакта будут одинаковы и равны dx (рис. 1). Таким образом, силы, возникающие вследствие деформирования цепочки и геоблока, можно записать следующим образом:

$$\begin{cases} F = G_f\left(\dfrac{dx}{l_i}\right)\cdot r_i^2 \\ F = G\left(\dfrac{dx}{\Delta}\right)\cdot Lr_i, \end{cases} \tag{1}$$

где G и G_f – соответственно модули сдвига геоблока и материала-заполнителя разлома, dx – величина деформации, r_i и l_i – размер сечения и протяженность «силовой цепочки», L и Δ – структурные параметры геоблока: длина геоблока L соответствует длине разлома, а Δ соответствует расстоянию до нарушения такого же ранга. Согласно [Шерман, 1983] для крупных разломов $\Delta \cong (0.25\div0.33)\cdot L$. Для мелких трещин параметр Δ может изменяться в более широких пределах.

В силу непрерывности поля напряжений в окрестности контакта «силовая цепочка – геоблок», соотношение между параметрами «силовой структуры» принимает вид:

$$\frac{G}{G_f}\frac{L}{\Delta} = \frac{r_i}{l_i}. \tag{2}$$

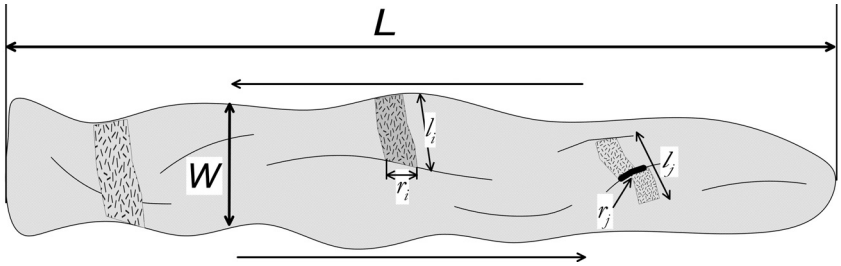


Рис. 2. Зона активного разлома с расположенными внутри «силовыми цепочками». Сечение разрыва «силовой цепочки» j соответствует очагу землетрясения размером r_j в проекции на плоскость смещения берегов разлома

Каждое разрушение «силовой цепочки» приводит к сейсмическому событию, а так как область разрыва цепочки определяется как очаг землетрясения, то параметры цепочки (области разрыва) должны быть согласованы с размером очага землетрясения (рис. 2). Тем самым, общее число возможных очагов землетрясений протяженностью r_i внутри активной разломной области $W\times L$ будет определяться количеством «силовых структур» длиной l_i, которые могут сформироваться внутри разлома шириной W, и с учетом формулы (2) будет равно:

$$N(r_i) = \frac{W}{l_i} = \frac{GL}{G_f\Delta}\cdot\frac{W}{r_i}. \tag{3}$$

Поскольку распределение напряжений и прочностных характеристик около разлома неоднородное, то и смещение берегов Δu и скачок напряжений $\Delta\sigma$ во время землетрясения являются, вообще говоря, сложными функциями пространства

и времени. В простейшем случае будем считать, что значение напряжений изменяется скачком от начальной величины σ_0 до конечной σ_1. В таком приближении из статической модели трещины можно получить выражение для среднего скачка статических напряжений:

$$\overline{\Delta\sigma} = CG\frac{\overline{\Delta u}}{\Lambda}, \tag{4}$$

где Λ – характерный размер разрыва, C – константа, зависящая от геометрии разрыва.

Учитывая связь между магнитудой M_w и сейсмическим моментом $M_0 = G \cdot \Delta u \cdot \Lambda^2$ (Н·м) [Hanks, Kanamori, 1979]:

$$M_w = \frac{2}{3}(\lg M_0 - 9.1), \tag{5}$$

и, предполагая равенство размера очага r_i и разрыва Λ, оценим размер очага землетрясения с магнитудой M_w:

$$\lg r_i^2 = M_w + \lg\left(\frac{C \cdot 10^{9.1}}{\Delta\sigma}\right)^{2/3}. \tag{6}$$

С учетом закона повторяемости Гуттенберга-Рихтера:

$$\lg N = a - b \cdot M \tag{7}$$

число вероятностных событий с размером очага r_i, происходящих в единицу времени, можно оценить следующим образом:

$$N_i = C_0 \cdot r_i^{-2b}, \tag{8}$$

где C_0 – константа, зависящая от геометрии разрыва и скачка напряжений во время землетрясения.

Тем самым, из формул (3) и (8) получаем, что линейная плотность распределения очагов землетрясений, происходящих в единицу времени, связана с сейсмогенной шириной активного разлома соотношением:

$$\rho_L = \frac{1}{L}\int\limits_{l_i < W} N(r_i)N_i dr = \frac{C_0}{W^{2b-1}}. \tag{9}$$

Полученная выше зависимость демонстрирует, что современная сейсмическая активность разломов зависит не только от напряженного состояния зон деструкции, но также зависит и от геометрии рассматриваемой зоны. При этом с увеличением сейсмогенной ширины зоны современных активных деформаций уменьшение сейсмической активности будет определяться углом наклона повторяемости закона повторяемости Гуттенберга – Рихтера (*b-значением*). А значит, чем выше *b-значение*, тем сильнее дифференциация в уровнях сейсмической активности областей разломов.

Анализ распределения сейсмичности вдоль участка разломной зоны Сан-Андреас

Каталог землетрясений, используемый для анализа особенностей распределения сейсмичности Северной Калифорнии, составлен по базе данных Сейсмологической

системы Северной Калифорнии (NCSS), которая включает в себя более 1000 цифровых каналов. Уровень ошибки определения эпицентра события оценивается авторами [Waldhouser, Schaff, 2008] как первые метры в горизонтальной плоскости и не хуже 100 м по глубине. Использованы данные более 300 тысяч событий, которые произошли в районе, ограниченном интервалом от 35 до 43° с.ш., в период с января 1984 по май 2003 гг. В основной массе это события, происходящие в зоне ответственности одного из самых протяженных и активных геологических образований – системы разломов Сан Андреас (SAF), располагающейся между Тихоокеанской и Северо-Американской плитами вдоль побережья, в основном на территории штата Калифорния (США).

На рис. 3 приведено распределение событий, содержащихся в Каталоге. В координатной плоскости: хорошо видны протяженные структуры разной ширины, в которых сконцентрировано наибольшее число точек-очагов. Для детального анализа распределения очагов в области динамического влияния были выбраны области, содержащие разломные зоны длиной от 5 до 70 км, которые идентифицируются как самостоятельные активные разломы.

Основную массу событий рассматриваемого каталога составляют землетрясения с магнитудами 1–1.5; начиная с магнитуд $M \approx 1$, график повторяемости представляет собой логарифмически-линейную зависимость:

$$\lg N = 2.32 - 0.937M, \qquad (10)$$

где сумма количества событий нормирована на один год и на площадь 1000 км^2.

Пространственное распределение эпицентров событий демонстрирует их приуроченность к разломам, участкам их пересечения, ветвления и т.д. Для анализа

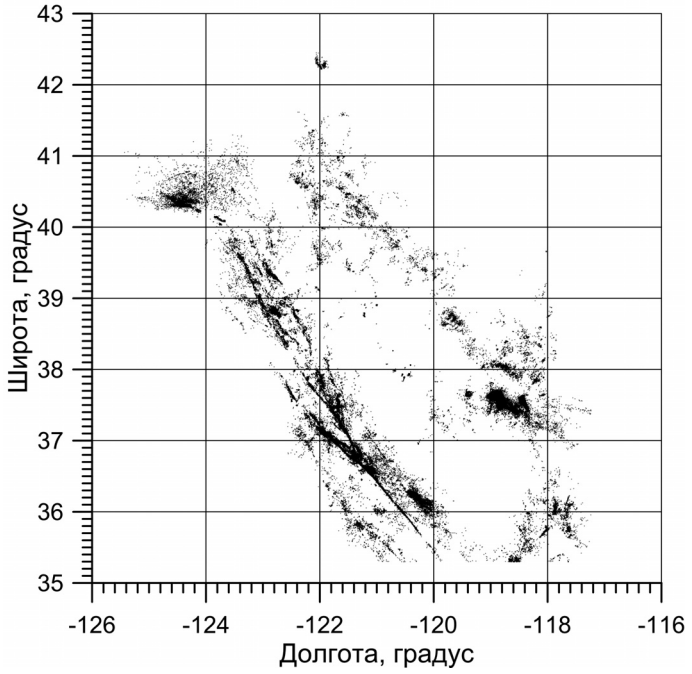


Рис. 3. Распределение событий, содержащихся в Каталоге, в координатной плоскости

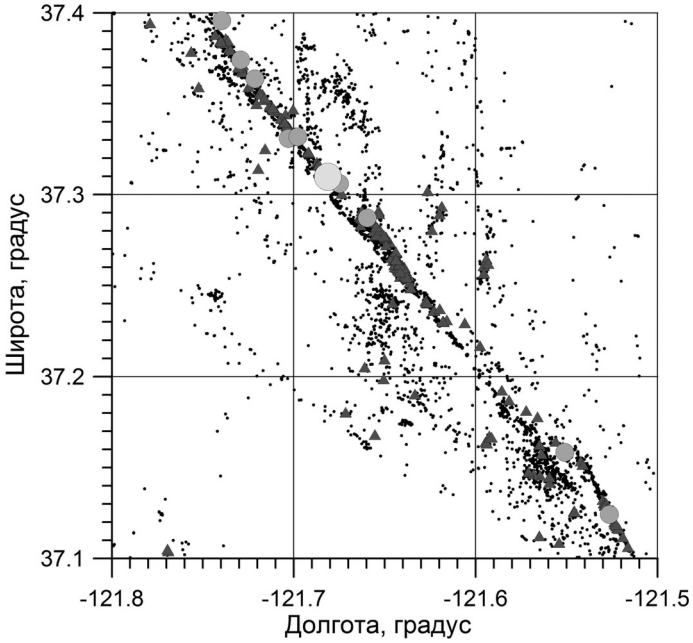


Рис. 4. Месторасположение очагов землетрясений, попавших в область, ограниченную координатами (37.4N, 121.8E) и (37.1N, 121.5E). Большой кружок – эпицентр события «Морган Хилл» (24.04.1984; 37,30986N, 121,68126E; $M = 6{,}2$; $h = 8{,}04$ км). Треугольники – события с магнитудами от 2,5 до 4, кружки – больше 4

были отобраны области, в которых очаги концентрируются вдоль протяженных структур, геометрически близких к прямой.

Рассмотрим область, ограниченную координатами (37.4N, 121.8E) и (37.1N, 121.5E). В нее попадает 11634 события (рис. 4). Расположение линии наибольшей концентрации эпицентров в выбранной области «отслеживает» местоположение разлома Калаверас и его ответвления: «оперяющие» области, напоминающие полосы Риделя [Riedel, 1929] и области расщепления вблизи концов разлома. Отметим, что именно очаги самых слабых событий – с магнитудами меньше, чем 2–2,5 – составляют основную массу рассеянных точек, не попадающих на ось разлома. При $M > 3$ практически все точки-эпицентра локализуются в узкой зоне условной оси разлома.

Среднее значение сейсмогенной ширины области, в которой расположены гипоцентры 75% событий, $W = 130 \pm 30$ м. Методика определения сейсмогенной ширины подробно описана в работе [Кочарян и др., 2010]. Анализ остальных областей активных разломов показал, что сейсмогенная ширина варьируется от 0,5 до 8 % длины.

Для определения областей наибольших современных сейсмических деформаций разлома рассмотрено распределение количества очагов землетрясений вдоль разлома с пространственным интервалом 4 км (рис. 5). Наблюдается существенная пространственная вариация количества очагов землетрясений за весь рассмотренный период времени: для наиболее активных областей количество очагов в 3 раза больше, чем для наименее активных областей на периферии. Отметим, что в центральной зоне разлома количество сейсмических событий не максимально, а в 1,2–1,5 раз меньше количества событий, происходящих в наиболее сейсмоактив-

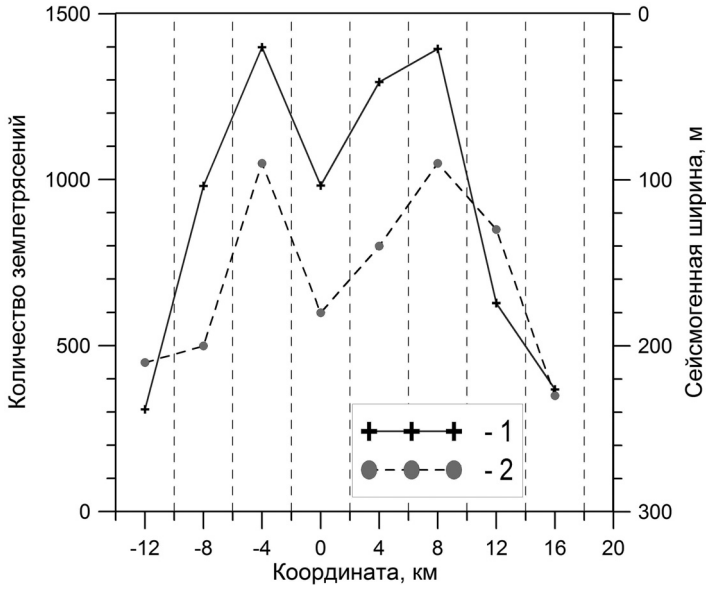


Рис. 5. Распределение количества очагов землетрясений вдоль разлома. Начало координат – эпицентр события «Морган Хилл» (24.04.1984 г.; 37.30986N, 121.68126E; M = 6,2; h = 8,04 км). Положительное направление оси соответствует юго-восточному направлению простирания разлома. Количество событий определено в полосе 4 км.
Линия 1 – количество очагов землетрясений за весь период наблюдений на участках с пространственным интервалом 4 км, Линия 2 – сейсмогенная ширина соответствующего участка

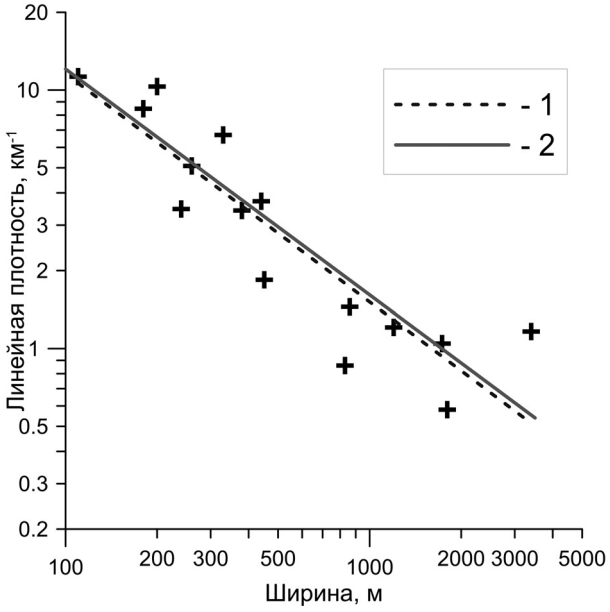


Рис. 6. Зависимость линейной плотности распределения событий от сейсмогенной ширины разлома. Линейная плотность нормирована на одни год. Линия 1 – аппроксимация данных каталогов (формула (11)), линия 2 – зависимости $\rho_L = 675 \cdot W^{-0.87}$ (соответствует b = 0,937)

ных областях, при этом участки разлома с максимальной сейсмической активностью характеризуются наибольшей степенью локализации сейсмичности, то есть меньшей сейсмогенной шириной.

Для выявления современных разломов, входящих в разломную зону SAF, с наибольшим уровнем сейсмических деформаций, рассмотрим закономерности распределения сейсмичности на разных участках разломной зоны Сан-Андреас. Напомним, что рассматривались только структуры, геометрически близкие к прямым, при этом сейсмогенная ширина и линейная плотность распределения очагов определялись как средние значения для всего активного участка разлома SAF, нормированные на 1 год. На рис. 6 представлен график зависимости линейной плотности распределения очагов землетрясений от сейсмогенной ширины разломов. Можно видеть, что с увеличением ширины плотность событий уменьшается по степенному закону. Пунктирной линией представлена зависимость:

$$\rho_L = \frac{675}{W^{0.89}}, \qquad (11)$$

которая наилучшим образом ($R^2 = 0{,}8$) описывает экспериментальные данные и соответствует значению $b = 0{,}95$.

Полученные результаты хорошо согласуются с теоретической оценкой распределения сейсмической активности, проведенной выше. А значит, наиболее активный современный деформационный процесс происходит в зонах с наименьшей сейсмогенной шириной. При этом относительное изменение величины сейсмических деформаций при переходе к зонам с большей сейсмогенной шириной будет определяться *b-значением* закона повторяемости Гуттенберга-Рихтера.

Выводы

Проведенный анализ закономерностей распределения очагов землетрясений, приуроченных к крупным разломным зонам, позволяет выявить современные разломы, входящие в разломную зону SAF, с наибольшим уровнем сейсмических деформаций. Показано, что на величину сейсмических деформаций области влияет не только напряженное состояние разломной зоны, но также и пространственная локализованность сейсмичности в данной области, при этом относительный уровень современных активных деформаций определяется *b-значением* закона повторяемости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-05-00780) и гранта НШ-231.2012.5 по поддержке ведущих научных школ РФ.

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., Кишкина С.Б., Остапчук А.А. Сейсмогенная ширина разломной зоны // ДАН. 2011. Т. 437. № 2. С. 254–257.

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

Кочарян Г.Г., Спивак А.А. Динамика деформирования блочных массивов горных пород. М.:ИКЦ «Академкнига». 2003. 423 с.

Садовский М.А., Кочарян Г.Г., Родионов В.Н. О механике блочного горного массива // Докл. АН СССР. 1988. Т. 302. № 2. С. 306–307.

Соболев Г.А., Завьялов А.Д. О концентрационном критерии сейсмогенных разрывов // Докл. АН СССР. 1980. Т. 252. № 1. С. 69–71.

Шерман С.И., Борняков С.А., Буддо В.Ю. Области динамического влияния разломов (результаты моделирования). Новосибирск: Наука, СО АН СССР. 1983. 110 с.

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

Grunthal G., Stromever D. The recent crustal stress field in Central Europe: Trajectories and finite element modeling // J.Geoph. Res. 1996. Vol. 80. №8. P. 11805–11820.

Hanks T.C., Kanamori H. A moment magnitude scale // J. Geophys Res. 1979. V. 84. P. 2348–2350.

Riedel W. Zur Mechanik Geologischer Brucherscheinungen. Zentral-blatt fur Mineralogie, Geologie und Paleontologie. Abhandlung B. 1929. P. 354–368.

Sammis C.; King G.; Biegel R. The kinematics of gouge deformation // Pure and Applied Geophysics PAGEOPH. 1987. Vol. 125. Issue 5. P. 777–812.

Waldhauser F., Schaff D.P. Large-scale relocation of two decades of Northern California seismicity using cross–correlation and double–difference methods // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. B08311, doi: 10.1029/2007JB005479.

УДК 550.334

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СЕЙСМОГЕННОГО РАЗРЫВА. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

А.М. Будков, Г.Г. Кочарян

В работе приведены результаты численного эксперимента, направленного на анализ закономерностей формирования и эволюции поверхности скольжения в ходе косейсмической подвижки. Показано, что макроскопические межблоковые перемещения оказываются не распределенными по толщине материала, разрушенного в процессе сдвига, а локализуются вдоль тонких поверхностей скольжения, поперечный размер которых на порядки меньше, чем мощность участков дробления. Результаты расчетов качественно соответствуют данным геологических наблюдений последних лет.

Введение

Рассматривая процесс постепенного накопления деформации в окрестности магистральной части разломной зоны, следует учитывать эффекты взаимодействия между разломами разных иерархических уровней [Ребецкий, 2007], особенности напряженного состояния внутри гетерогенных зон [Спивак, Цветков, 2009], изме-

нение свойств породы из-за температуры и давления [Noda, Lapusta, 2010], локальную «неплоскость» разломных зон, их переменную толщину [Sagy, Brodsky, 2009]. Важнейшую роль на стадии накопления деформации играют эффекты изменения напряженного состояния, обусловленные дилатансией [Николаевский, 1982; Гольдин, 2004], упрочнения-разупрочнения областей массива в результате изменения пористости, перетоков флюида, вариаций порового давления [Scholz, 2002], залечивания трещин [Ружич и др., 1990] и т.д. Характерное время продолжительности этого этапа сейсмического цикла составляет ~10^8–10^{10} с.

На заключительной стадии подготовки землетрясения (10^5–10^6 с до события) происходит локализация процесса разрушения в зоне магистрального сместителя. При этом, согласно некоторым данным, постепенно возрастает скорость смещения по разлому до величин порядка 0,01 мкм/с за час до события и порядка 1 мкм/с непосредственно перед началом динамического срыва [Kaneko et al., 2011].

Индивидуальные зоны магистрального сместителя редко могут быть прослежены более, чем на несколько сотен метров, хотя предполагается, что их протяженность может достигать многих километров [Sibson, 2003]. Вполне вероятно, что на определенных этапах деформирования может иметь место «взаимодействие» магистральных сместителей через зоны распределенных катакластических деформаций без ясных следов единого разрыва в последних. Такие сублинейные конгломераты отдельных магистральных сместителей и участков гетерогенной трещиноватости формируют единую магистральную зону разлома.

Как ни удивительно на первый взгляд, но новейшие геологические исследования демонстрируют исключительно высокую степень локализации косейсмических смещений в зонах сейсмогенных разломов. Так, исследование сейсмогенных сдвигов в Калифорнии продемонстрировало, что толщина магистрального сместителя составляет не более чем 1–10 см. При этом кумулятивное смещение вдоль этих разломов составляет первые десятки километров. Косейсмические перемещения бортов крупных разломов локализуются именно в зоне магистрального сместителя. Например, на одном из участков разлома Punchbowl fault из 10 км сдвига лишь 100 м локализовано в зоне трещиноватости толщиной около 100 м, а все остальное смещение произошло внутри узкого ультракатаклазитового ядра [Evans and Chester, 1995, Chester and Chester, 1998 и др.]. Косейсмические разрывы часто происходят вдоль одной и той же поверхности, сформированной на предыдущих стадиях деформирования [Sibson, 2003]. Перемещения по вторичным, вновь образованным нарушениям сплошности, невелики и не вносят существенного вклада в кумулятивную амплитуду перемещения бортов разлома.

В настоящей работе мы поставили простейший численный эксперимент с целью оценки возможности реализации сценария, изложенного выше в кратком обзоре литературных данных. Эти расчеты являются началом цикла исследований закономерностей формирования сейсмогенных разрывов на заключительной стадии сейсмического цикла.

Постановка расчетов

В двумерных расчетах рассматривался блок скальной породы размером $H \times H$ с узкой плоской зоной слегка ослабленной породы посередине (рис. 1). В некоторых вариантах расчета центральная зона оконтурена трещинами, пример расположения которых в одном из вариантов также показан на рис. 1. На верхнюю четверть

левой боковой грани блока воздействует давление P_0, моделирующее сдвигающее усилие. На нижней грани блока и нижней части правой грани (на ¼ высоты блока) задавалось граничное условие абсолютно жесткой стенки (рис. 1), что обеспечило неподвижность блока. На остальных участках границы блока задавалось условие свободной поверхности.

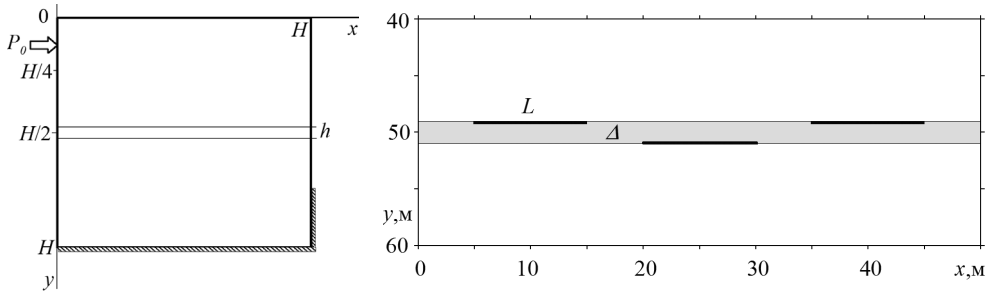


Рис. 1. Постановка задачи.
Слева – расчетная область. Справа – схема расположения трещин в одном из вариантов (Δ = 5 м, L = 10 м). Серым тоном выделена ослабленная зона. Черные линии – трещины. На правом рисунке показана центральная часть блока

Размеры блока в расчетах H = 100 м, ширина зоны ослабленной породы h = 2 м, длина трещин L = 10 м, толщина – 0,1 м, Рассмотрены два варианта расположения трещин с разным расстоянием между ними – Δ = 5 м и Δ = 10 м. В статье приведены результаты расчетов с величиной смещающего усилия P_0 = 40 МПа.

Предложенная модель была реализована в рамках двумерного вычислительного кода [Архипов и др., 2002], разработанного на основе лагранжева численного метода «Тензор» [Майнчен и др., 1967].

Уравнения, описывающие движение и напряженное состояние твердого деформируемого материала в декартовой системе координат, имеют вид:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0,\ v_x = \frac{dx}{dt},\ v_y = \frac{dy}{dt},$$

$$\rho \frac{dv_x}{dt} - \frac{\partial s_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial s_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0,$$

$$\rho \frac{dv_y}{dt} - \frac{\partial s_{yy}}{\partial y} - \frac{\partial s_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y} = g,$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} - s_{xx}\dot{e}_{xx} - s_{yy}\dot{e}_{yy} - s_{zz}\dot{e}_{zz} - 2s_{xy}\dot{e}_{xy} - \frac{P}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = 0, \qquad (1)$$

где t – время; x, y, z – координаты (оси x и y лежат в плоскости симметрии задачи, ось z – перпендикулярна этой плоскости); ρ – плотность; v_x, v_y – компоненты вектора скорости $\mathbf{v}$; g – ускорение свободного падения; P – давление; s_{ij} – девиатор тензора напряжений; $\dot{e}_{ij}$ – девиатор тензора скоростей деформаций; ε – удельная внутренняя энергия; d/dt – лагранжева производная по времени:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) f.$$

Система уравнений движения замыкается соотношениями, определяющими связь между напряжениями и деформациями материала. Для описания поведения скальной породы использовалась обобщенная квазиупругопластическая модель

(ОКУП) [Замышляев и др., 1990]. В качестве критерия пластичности в ОКУП модели используется обобщенное условие Мизеса:

$$J_2 = Y(P)/3, \tag{2}$$

где $J_2 = s_{ij}\, s_{ij}/2$ – второй инвариант девиатора тензора напряжений, s_{ij} – компоненты девиатора тензора напряжений, Y – сдвиговая прочность. Зависимость сдвиговой прочности неразрушенной породы от давления $Y(P)$ задается в виде:

$$Y(P) = Y_0 + \mu P/(1 + \mu P/(Y_{PL} - Y_0)). \tag{3}$$

В расчетах использовались следующие основные характеристики породы: в блоке – начальная плотность $\rho_0 = 2{,}65$ г/см^3, скорость продольных волн $a_0 = 5{,}45$ км/с, коэффициент Пуассона $\nu = 0{,}25$, $Y_0 = 40$ МПа, $Y_{PL} = 465$ МПа, $\mu = 0{,}6$; в зоне ослабленной породы – $\rho_0 = 2{,}65$ г/см^3, $a_0 = 4$ км/с, $\nu = 0{,}25$, $Y_0 = 30$ МПа, $Y_{PL} = 374$ МПа, $\mu = 1$. Процесс деформирования материала-заполнителя в трещинах ($\rho_0 = 2$ г/см^3, $a_0 = 1$ км/с, $\nu = 0{,}4$, $Y_0 = 0{,}3$ МПа, $Y_{PL} = 20$ МПа, $\mu = 0{,}4$) рассчитывался с помощью упругопластической модели мягкого и полускального грунта [Замышляев и др., 1990].

Обсуждение результатов

Рассмотрим вначале результаты разрушения однородного блока и блока содержащего зону ослабления, но не содержащую трещин. Соответствующие результаты приведены на рис. 2,а и б. На рисунках показана только нижняя часть блока, так как по результатам расчетов в верхней части блока разрушение скальной породы практически отсутствует. В обоих случаях вначале формируется протяженная горизонтальная трещина вблизи нижней грани блока и, как и следовало ожидать,

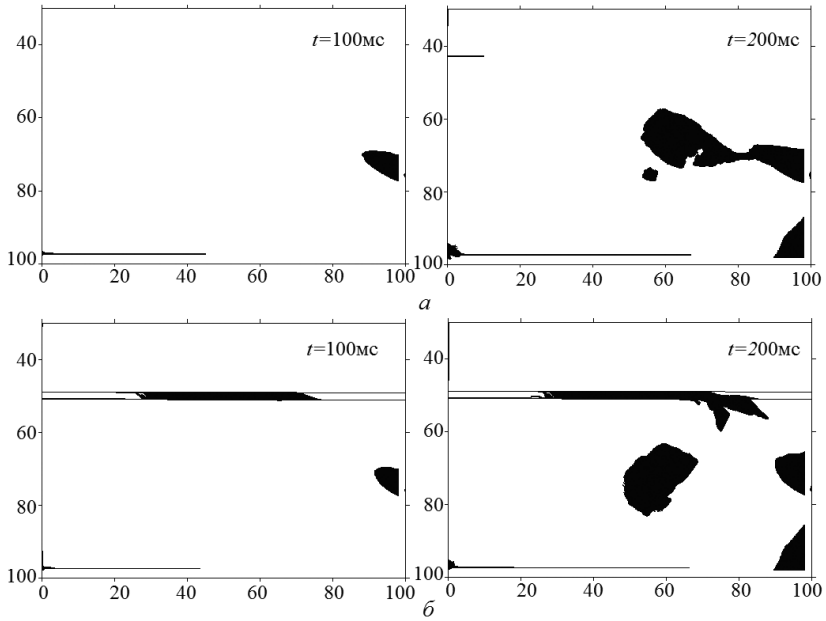


Рис. 2. Конфигурации зон разрушения однородного блока (а) и блока с зоной ослабления (б) в моменты времени 100 и 200 мс
Черным цветом показаны участки разрушенного материала

происходит разрушение породы у правой грани блока возле границы «упора». Однако в случае наличия зоны ослабления (рис. 2, б) происходит также интенсивное разрушение скальной породы в зоне ослабления. При этом необходимо обратить внимание, что прочностные свойства скальной породы в блоке и в зоне ослабления отличаются не сильно. Анализ полей смещений показывает, что, в конечном итоге, все подвижки в однородном блоке локализованы на нижней горизонтальной трещине. При наличии зоны ослабления максимальные подвижки также происходят вдоль нижней горизонтальной трещины, однако заметный скачок величины градиента вдоль оси у горизонтальной составляющей смещения $\partial W_x/\partial y$ имеет место и на нижней границе зоны ослабления.

В случае наличия трещин на границах зоны ослабления разрушение блока сдвигающим усилием происходит несколько иначе. Разрушение породы начинается от кончиков имеющихся трещин (рис. 3). Формируются «перемычки» из разрушенной породы, соединяющие близлежащие трещины на противоположных сторонах зоны ослабления. Возникшая непрерывная цепочка из имевшихся и вновь появившихся трещин формирует поверхность скольжения, вдоль которой начинается горизонтальная подвижка верхней половины блока. Это движение сопровождается интенсивным дроблением породы в зоне ослабления. Начинается прорастание трещин от зоны ослабления в тело блока и образование очагов разрушения скальной породы вблизи правой боковой грани в нижней части блока. Последний процесс обусловлен влиянием свободной поверхности на напряженно-деформированное состояние материала блока.

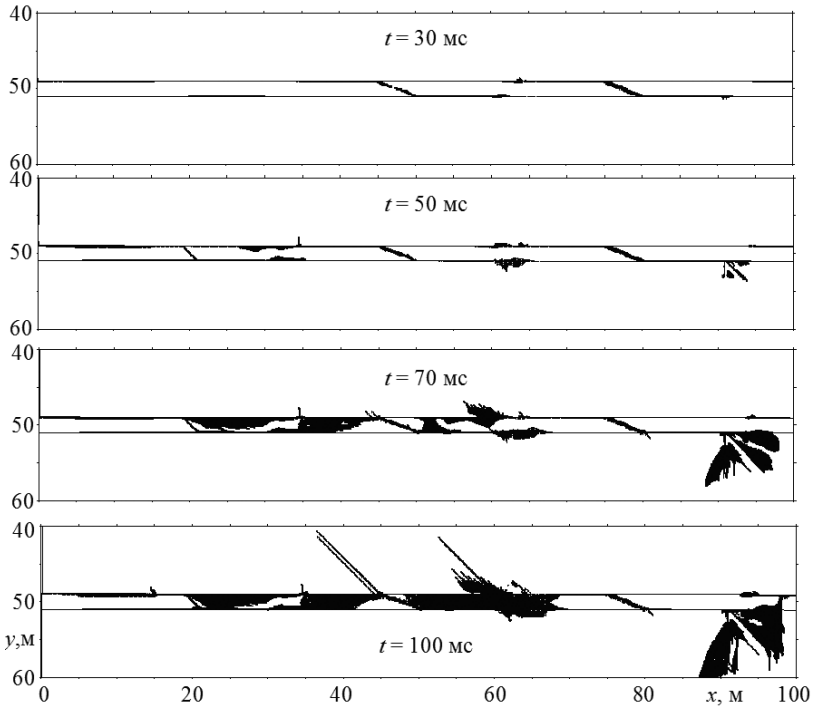


Рис. 3. Конфигурации зон разрушения скальной породы в окрестности зоны ослабления в различные моменты времени (Δ = 5 м).

Серые прямые y = 49 и 51 м – границы ослабленной зоны. Более темные отрезки вдоль серых линий – расположение изначальных трещин

Судя по кинематическим параметрам движения породы в различных точках верхней половины блока, в рассматриваемой модели поверхность скольжения в основном формируется в течение ~100 мс, после чего начинается монотонное увеличение горизонтальной составляющей скорости движения всех точек верхней половины блока. Это, фактически, свидетельствует о потере устойчивости системой и начале динамического срыва. Столь малое время развития этого процесса обусловлено заданными динамическими параметрами нагружения, которые выбирались с учетом ограниченных возможностей используемого численного метода.

На рис. 4 сопоставлены конфигурации зон разрушения скальной породы в относительно поздние моменты времени (t = 200 мс) в блоках с разной начальной частотой трещин – Δ = 5 и 10 м. Можно видеть, что при Δ = 10 м имеет место заметное увеличение повреждений блока вне границ разломной зоны. Полученный результат представляется вполне логичным, так как увеличение зазора Δ между трещинами приводит к увеличению эффективной прочности разломной зоны и, как следствие, увеличению уровня сдвиговых напряжений в нижней части блока.

Локализация межблоковой деформации хорошо видна на рис. 5, где показано пространственное распределение параметра $\partial W_x/\partial y$ (градиента вдоль оси y горизонтальной составляющей смещения) на момент времени t = 300 мс. Области резкого

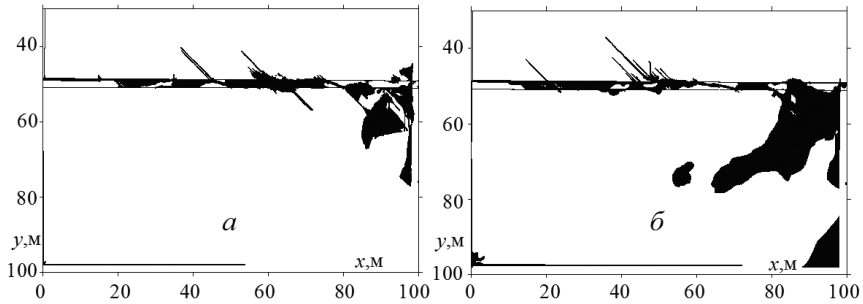


Рис. 4. Конфигурации зон разрушения блоков с различной начальной частотой трещин: *а* – Δ = 5 м, *б* – Δ = 10 м (t = 200 мс)

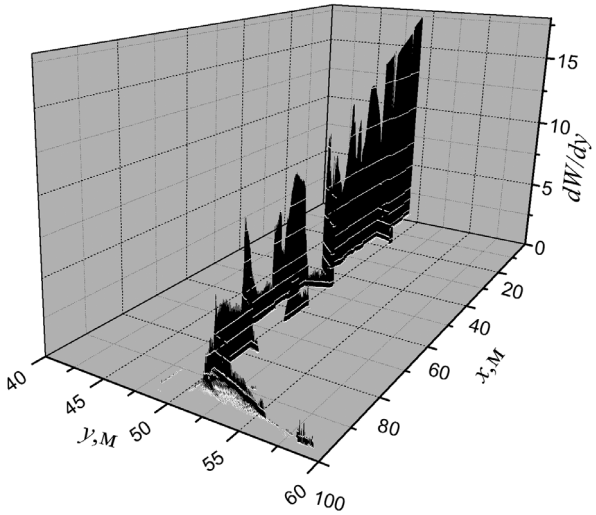


Рис. 5. Распределение на плоскости (x,y) величины $\partial W_x/\partial y$ для варианта расчета Δ = 5 м).
Зона ослабления изначально расположена между прямыми y = 49 и 51 м

увеличения этого параметра соответствуют участкам локализации межблокового перемещения. Можно видеть, что сдвиг между верхней и нижней частями блока происходит вдоль поверхности, образовавшейся в результате разрушения породы в ослабленной зоне и объединения отдельных трещин в единую систему.

Детализация фрагмента расчетного профиля приведена на рис. 6, где показан небольшой фрагмент расчетной области и выделены все ячейки, в которых величина градиента $\partial W_x/\partial y \geq 1$. Выбран наиболее интересный участок вблизи середины блока, где поверхность скольжения имеет изгиб. Можно видеть, что область локализации интенсивных деформаций очень узкая. На участках поверхности скольжения субпараллельных границам зоны ослабления подвижки реализуются в 1–2 слоях ячеек расчетной сетки. Это говорит о том, что для определения ширины зоны подвижки используемая расчетная сетка не достаточно подробна. Следует ожидать, что при более мелком разбиении расчетной области значения ширины зоны скольжения окажутся заметно меньшие, чем 10–20 см, полученные в проведенных расчетах.

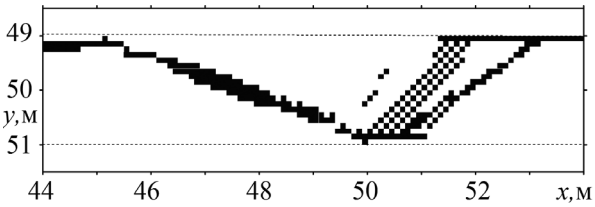


Рис. 6. Фрагмент расчетного профиля поверхности скольжения. Пунктир – границы зоны ослабления. Координаты (x, y) изначальных трещин на этом участке (35-45; 49) и (50-55; 51)

На участке изгиба область подвижек составляет 1–4 ячейки или распадается на несколько цепочек отдельных трещин, каждая шириной в 1 ячейку. Интересно, что на рассматриваемом участке при $x > 51$ м поверхность скольжения стала развиваться не вдоль изначальной трещины, а вдоль границы ослабленной зоны, оставаясь при этом столь же локализованной в пространстве. Таким образом, ширина участка локализации межблоковых перемещений на порядки меньше, чем мощность участков дробления.

Выводы

Важнейшим выводом проведенной серии расчетов является заключение о возможности исключительно высокой степени локализации косейсмических перемещений, что соответствует результатам геологических наблюдений последних лет. Макроскопические межблоковые перемещения оказываются не распределенными по толщине зоны материала, разрушенного в процессе сдвига, а локализованными вдоль узкой поверхности скольжения. Вероятным механизмом формирования такой поверхности может служить процесс прорастания имеющихся трещин под действием сдвиговых напряжений и их объединение в единую систему. Дальнейшая эволюция образовавшейся поверхности скольжения связана с нарастающими деформациями сдвига, приводящими к дроблению скальной породы в зоне разлома.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-05-00780-а) и ОНЗ РАН (Программа № 6).

Литература

Архипов В.Н., Борисов В.А., Будков А.М. и др. Механическое действие ядерного взрыва. М.: Физматлит, 2002. С. 50–58.

Гольдин С.В. Дилатансия, переупаковка и землетрясения // Физика Земли. 2004. № 10. С. 37–54.

Замышляев Б.В., Евтерев Л.С. Модели динамического деформирования и разрушения грунтовых сред. М.: Наука, 1990. 198 с.

Майнчен Дж., Сак Е. Метод расчета «ТЕНЗОР» // Сб. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185–211.

Ребецкий Ю.Л. Тектонические напряжения и прочность природных массивов. М.: ИКЦ «Академкнига». 2007. 406 с.

Ружич В.В., Медведев В.Я., Иванова Л.А. Залечивание сейсмогенных разрывов и повторяемость землетрясений // Сейсмичность Байкальского рифта. Прогностические аспекты: Сб. научных трудов. Новосибирск: Наука. 1990. С. 44–50.

Спивак А.А., Цветков В.М. Новая модель зональной структуры разломов // ДАН. 2009. Т. 424. № 3. С. 813–815.

Chester F.M., Chester J.S. Ultracataclasite structure and friction processes of thePunchbowl fault, San Andreas system, California // Tectonophysics. 1998. Vol. 295. P. 199–221.

Evans J.P., Chester F.M. Fluid-rock interaction in faults of the San Andreas system: inferences from San Gabriel fault rock geochemistry and microstructures // J. Geophys. Res. 1995. Vol. 100. № 13. P. 007–020.

Kaneko Y., Ampuero J.-P., Lapusta N. Spectral-element simulations of long-term fault slip: Effect of low-rigidity layers on earthquake-cycle dynamics // J. Geophys. Res. 2011. Vol. 116. B10313. doi:10.1029/2011JB008395.

Noda H., Lapusta N. Three-dimensional earthquake sequence simulations with evolving temperature and pore pressure due to shear heating: Effect of heterogeneous hydraulic diffusivity // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115. B12314. doi:10.1029/2010JB007780.

Sagy A., Brodsky E.E. Geometric and rheological asperities in an exposed fault zone // J.Geophys. Res. 2009. Vol. 114. B02301. doi:10.1029/2008JB005701.

Scholz C.H. The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge, New York: Cambridge University Press. 2002. 496 p.

Sibson R.S. Thickness of the Seismic Slip Zone // BSSA. 2003. Vol. 93. № 3. P. 1169–1178.

УДК 550.34

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПРЕРЫВИСТОГО СКОЛЬЖЕНИЯ

А.М. Будков, А.А. Остапчук

Рассмотрено влияние параметров закона прерывистого скольжения («Rate and State») на характер изменения трения при изменении скорости движения и обусловленный этим процесс возникновения неустойчивости в «слайдер»–модели. При незначительном изменении фрикционного параметра (b-a) происходит резкий переход от прерывистого скольжения к стабильному. Показано, что наибольшее влияние на амплитуду скорости и периодичность динамических срывов играет именно фрикционный параметр, а влияние коэффициента трения μ_0 не существенно.

Введение

Литосфера состоит из тектонических плит, которые под действием конвективных потоков в верхней мантии медленно движутся друг относительно друга. На интервалах времени в миллионы лет эти движения определяют структуру земной поверхности, на малых временных отрезках – служат одной из причин тектонических землетрясений. В соответствии с современными представлениями, землетрясения, в подавляющем большинстве случаев, происходят не в результате зарождения и распространения новых трещин в земной коре, а в результате проскальзывания по уже существующим разломам.

Если в процессе скольжения наблюдается вариация фрикционного сопротивления, то может возникнуть динамическая неустойчивость в виде очень резкого проскальзывания со значительным сбросом напряжения. Этот процесс часто происходит повторно: нестабильность сменяется периодом покоя, на протяжении которого происходит накопление напряжений. Затем вновь происходит динамический срыв. Подобный вид фрикционного поведения называется регулярно-прерывистое скольжение.

Природа прерывистого скольжения заключена в зависимости силы трения от скорости движения и времени, в течение которого контакт находился в стационарном состоянии. Эксперименты показывают, что в случае, когда поверхности находятся в стационарном контакте, коэффициент трения покоя возрастает пропорционально логарифму времени [Rabinowich, 1958]. В условиях движения берегов контакта с постоянной скоростью, эксперименты демонстрируют зависимость коэффициента трения от скорости скольжения [Deiterich, 1978]. Детальное изучение изменения силы сопротивления сдвигу при резком изменении скорости показывает, что вначале сила трения резко возрастает, а затем постепенно снижается до величины коэффициента трения скольжения, соответствующего новой скорости движения. При этом, если кратковременное увеличение трения происходит почти сразу после приложения нагрузки, то стационарный эффект развивается на протяжении конечного смещения D_c [Marone, 1998].

Связать статистические и динамические наблюдения позволил закон трения Дитериха (так называемый «Rate and State» – закон прерывистого скольжения). В настоящей работе детально рассмотрено влияние параметров «Rate and State» закона на характер изменения коэффициента трения при изменении скорости движения и обусловленный этими изменениями процесс возникновения неустойчивости в «слайдер»-модели (рис. 2).

Основные свойства закона трения Дитериха

Экспериментальные исследования Дж. Дитериха [Deiterich, 1979], подытоженные Э. Руиной [Ruina, 1983] в концепции трения, зависящего от скорости и от состояния контакта, показали, что между этими эффектами имеется тесная взаимосвязь. В соответствии с законом Дитериха коэффициент трения задается в виде:

$$\mu = \mu_0 + a \ln\left(\frac{|\dot{x}|}{u^*}\right) + b \ln\left(\frac{u^*\theta}{D_c}\right), \qquad (1)$$

где μ_0 – коэффициент трения, соответствующий стабильному скольжению со скоростью u^*; a, b, D_c – эмпирические константы, θ – переменная состояния, $\dot{x}$ – скорость перемещения. θ определяется из кинетического уравнения:

$$\theta = 1 - \left(\frac{|\dot{x}|\theta}{D_c} \right). \qquad (2)$$

В состоянии стабильного скольжения с некоторой скоростью $\dot{x} = u_0$ переменная состояния θ принимает значение $\theta = D_c/u_0$. Это значение в дальнейшем будем использовать в качестве начального условия при решении уравнения (2). В соответствии с законом Дитериха коэффициент трения зависит от скорости скольжения и при стабильном скольжении со скоростью u_0 равен:

$$\mu = \mu_0 + (a - b)\ln(u_0/u^*). \qquad (3)$$

Можно видеть, что «критическим» для характера изменения фрикционного сопротивления является значение разности параметров $(a - b)$. При $a > b$ коэффициент трения при перемещениях больше критического остается больше исходного значения, то есть наблюдается скоростное упрочнение, а при $a < b$, коэффициент трения при перемещениях больше критического становится меньше исходного значения, то есть наблюдается скоростное разупрочнение. Понятно, что при $a > b$, то есть при

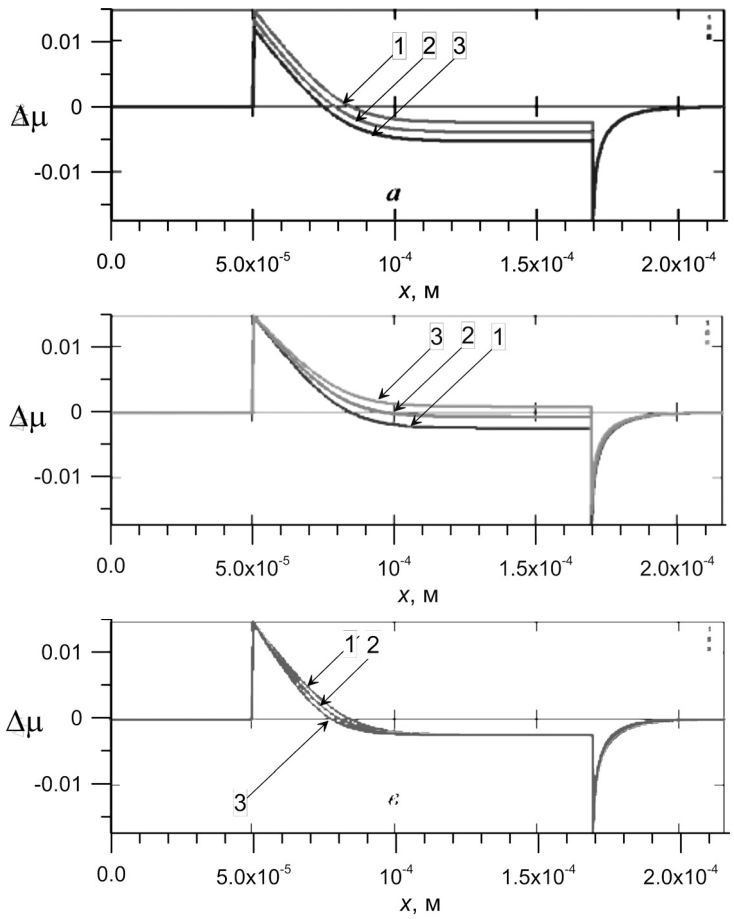


Рис. 1. Расчетная реакция контакта на скачкообразное изменение скорости скольжения блока при последовательном уменьшении на 20% (соответственно линия 1, 2 и 3) параметров *a, b* и D_c. а – изменение параметра *a*; б – изменение параметра *b*; в – изменение параметра D_c

скоростном упрочнении, система будет оставаться стабильной. Условие $a < b$, то есть скоростное разупрочнение, обеспечивает условия для возникновения прерывистого скольжения. Зависимость приращения коэффициента трения $\Delta\mu = \mu - \mu_0$ от смещения при скачкообразном изменении скорости скольжения от величины u_0 до u_1 и обратно в случае выполнения условия $a < b$ иллюстрирует рис. 1. Изменения скорости происходят в моменты достижения смещений $5{,}0 \cdot 10^{-5}$ м и $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ м. Для каждого из параметров модели a, b, D_c проведено по три расчета изменения коэффициента трения с последовательным уменьшением значения параметра на 20%. В расчетах использовались следующие начальные значения констант модели: $\mu_0 = 0{,}4$, $a = 0{,}004$, $b = 0{,}005$, $D_c = 10$ мкм.

Как следует из приведенных данных, а также из анализа уравнения (2), параметр a определяет величину скачка коэффициента трения в момент резкого изменения скорости скольжения: $\Delta\mu \sim a$. Параметр b определяет степень «разупрочнения» контакта в фазе релаксации. Параметр D_c влияет на динамику процесса «разупрочнения» и характеризуется как критическое смещение, при котором коэффициент трения переходит к новому значению.

«Слайдер»-модель

Более подробно рассмотрим, как изменение параметров «Rate and State»-модели может повлиять на развитие численно моделируемого процесса трибологической неустойчивости в «слайдер»-модели (рис. 2).

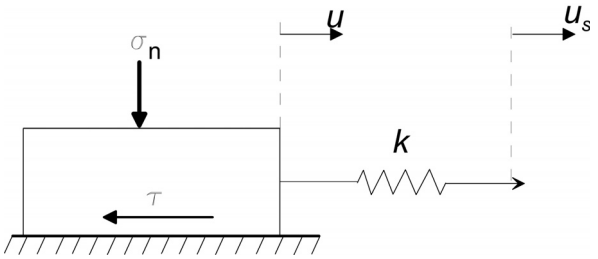


Рис. 2. «Слайдер»-модель

Для ответа на этот вопрос численно решалось уравнение:

$$m\ddot{x} = k(u_s t - x) - \tau, \qquad (4)$$

где m – масса блока, k – жесткость пружины, u_s – скорость протяжки пружины, τ – сила трения: $\tau = \mu\sigma_n$. Коэффициент трения μ задается в соответствии с уравнением (1). В расчетах использовались следующие параметры «слайдер»-модели: $m = 1$ кг, $k = 40\,000$ Н/м, $\sigma_n = 500$ Н. Скорость протяжки пружины $u_s = 200$ мкм/с. Варьировались все параметры «Rate and State»-модели: a, b, D_c, μ_0. Для каждого параметра проведено по три расчета с последовательным уменьшением значения параметра на 10%. Полученные в расчетах временные эпюры скорости скольжения блока сопоставлены на рис. 3.

Наименее заметное влияние на параметры движения блока оказывает изменение параметра μ_0. Графики на рис. 3,г отражают достаточно очевидный вывод, что уменьшение коэффициента трения на стадии медленного крипа ведет к более раннему динамическому срыву и наоборот. Согласно результатам расчетов на амплитуду скорости и интервал времени между динамическими срывами параметр μ_0 не влияет.

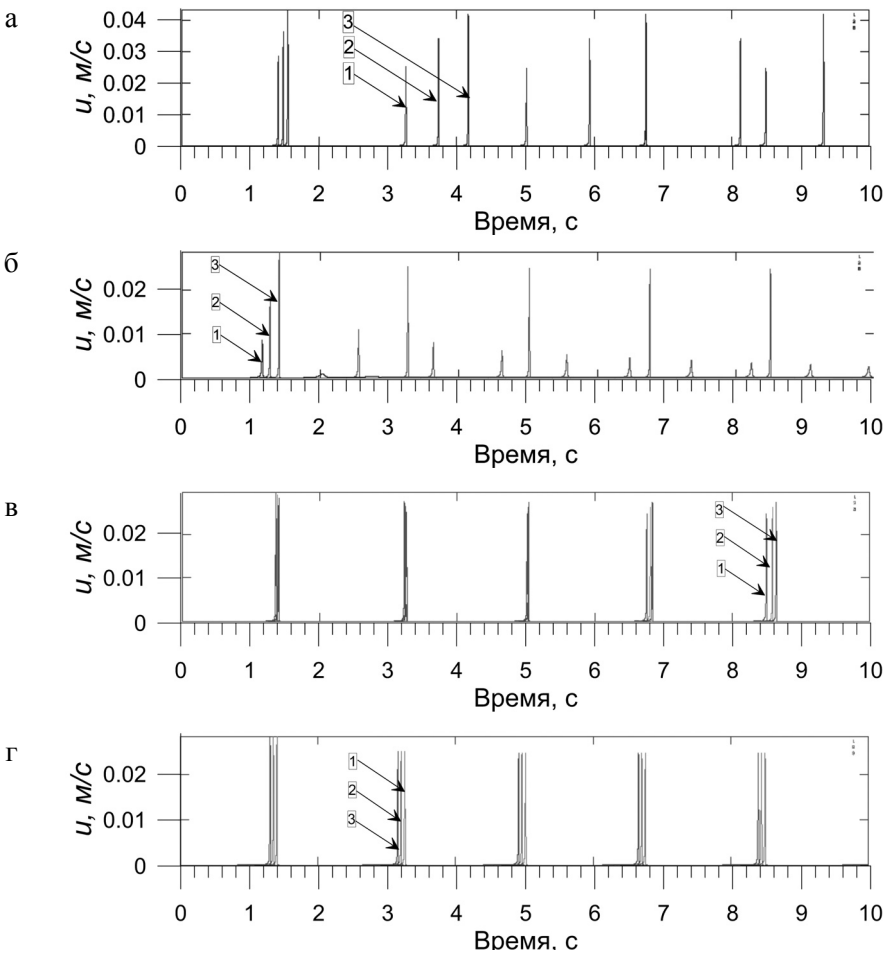


Рис. 3. Эпюры скорости скольжения блока при изменении параметров. Начальные значения параметров: $a = 4 \cdot 10^{-3}$, $b = 5{,}3 \cdot 10^{-3}$, $D_c = 10^{-5}$ м, $\mu = 0{,}4$.
а – последовательное уменьшении на 10% (соответственно линии 1, 2 и 3) параметра a; б – последовательное уменьшении на 10% (соответственно линии 1, 2 и 3) параметра b; в – последовательное уменьшении на 10% (соответственно линии 1, 2 и 3) параметра D_c; г – последовательное уменьшении на 10% (соответственно линии 1, 2 и 3) параметра μ_0

Изменение параметров a и b оказывает наибольшее влияние на характеристики движения блока в «слайдер»-модели. При этом решающее значение имеет не только знак, но и величина разности $\Delta = b - a$. Так, в серии расчетов, результаты которых представлены на рис. 3,а, уменьшение параметра a приводит к увеличению Δ. Следствием является существенный рост амплитуды скорости при динамических срывах. Соответственно (в силу постоянства скорости протяжки пружины, то есть средней скорости движения блока), увеличиваются интервалы времени между последовательными срывами. Необходимо отметить, что совершенно такой же эффект дает увеличение в тех же пределах параметра b. Напротив, уменьшение параметра b (рис. 3,б) приводит к уменьшению Δ. При этом наблюдается противоположный эффект: амплитуда срывов уменьшается, они становятся чаще. Скорость движения блока в фазе медленного крипа увеличивается и постепенно происходит переход

от прерывистого к стабильному скольжению. На рис. 4 показаны области стабильного и прерывистого скольжений в плоскости параметров *a* и *b*.

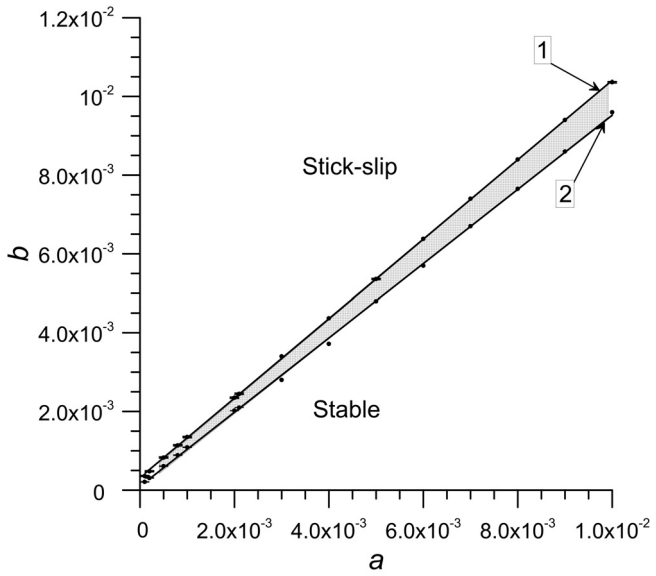


Рис. 4. Изменение режима скольжения «слайдер» – модели.
Критическое смещение D_c = 4 мкм. Область между линиями 1 и 2 соответствует переходу от прерывистого скольжения к стабильному. Линия 1 задается уравнением: $b = 1{,}009a + 32{,}1\cdot10^{-5}$; линия 2: $b = 0{,}943a + 9{,}7\cdot10^{-5}$

Таким образом, даже при положительных значениях разности $\Delta = b - a$ процесс прерывистого скольжения может постепенно затухать и переходить в стабильное скольжение. Причем, минимальная величина Δ ($\Delta_{кр}$), обеспечивающая регулярное прерывистое скольжение, зависит от силы прижима σ_n и стремится к нулю при $\sigma_n \to \infty$. Действительно, помимо наличия эффекта динамического «разупрочнения» контакта, необходимым условием устойчивого прерывистого скольжения является достаточно большая сдвиговая жесткость контакта в фазе разгрузки, превышающая жесткость нагружающей системы, или в данном случае [Scholz, 2002]:

$$\sigma_n |d\mu/dx| > k. \tag{5}$$

Условие (5) отвечает за «эффективность» работы нагружающей системы на этапе динамического срыва. Уменьшение Δ приводит к уменьшению жесткости контакта в фазе разгрузки, которое, в соответствии с (5), может быть скомпенсировано увеличением силы прижима σ_n.

Также критическое значение $\Delta_{кр}$ зависит от параметра D_c, который связан с возможностью возникновения условно стабильного скольжения. При малых положительных значениях Δ, изменение параметра D_c может привести к появлению условно стабильного скольжения, связанного с бифуркацией Хопфа, при этом критические значения параметров в точке бифуркации задается соотношением [Scholz, 1998]:

$$\sigma\cdot\Delta_{кр} = D_c\cdot k, \tag{6}$$

Влияние параметра D_c на изменение режима скольжения представлено на рис. 5. Область выше линии, соответствующая определенному параметру D_c, характеризу-

ется как область прерывистого скольжения, ниже линии – область условно стабильного и стабильного скольжения. При этом наиболее существенно влияние параметра D_c проявляется в области малых значений параметров a, b (a, $b < 10^{-3}$), и согласно соотношению (6) с ростом D_c происходит увеличение критического значения $\Delta_{кр}$.

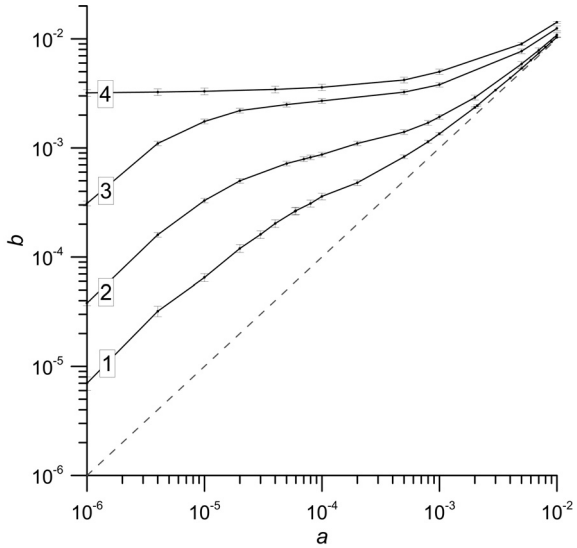


Рис. 5. Влияние параметра D_c на реализацию режима прерывистого скольжения. Линиями показано критическое соотношение между параметрами a и b, при котором реализуется режим прерывистого скольжения. Область выше линии – область прерывистого скольжения, ниже линии – стабильного скольжения.
Линия 1 соответствует D_c = 4 мкм, линия 2 – 10 мкм, линия 3 – 30 мкм, линия 4 – 40 мкм. Пунктирная линия соответствует $a = b$

Однако в области прерывистого скольжения параметр D_c не оказывает столь значительного влияния на амплитуду скорости (рис. 3,в). В соответствии с данными рис. 1 уменьшение параметра D_c ускоряет процесс «разупрочнения», что приводит к некоторому увеличению амплитуды скорости скольжения блока при динамических срывах (рис. 3,в). Заметим, что эффект, связанный с изменением параметра D_c, гораздо слабее эффекта, связанного с изменением фрикционного параметра Δ.

Заключение

Проведенные численные эксперименты показали, что при незначительном изменении фрикционного параметра стабильное скольжение может смениться динамической неустойчивостью. Важно подчеркнуть, что определяющую роль на величину скорости срыва играет именно изменение параметров a и b, влияние нормальной нагрузки и параметра D_c второстепенно. Коэффициент трения μ_0 влияет только на время наступления динамической неустойчивости и не влияет на максимальную скорость срыва.

Установлено, что при изменении скорости скольжения параметр a определяет величину скачка коэффициента трения в момент резкого изменения скорости скольжения: $\Delta\mu \sim a$, параметр b определяет степень «разупрочнения» контакта в фазе

релаксации. Параметр D_c влияет на динамику процесса «разупрочнения», и характеризуется как критическое смещение, при котором коэффициент трения переходит к новому значению.

Эффект перехода от прерывистого скольжения к стабильному можно наглядно объяснить следующим образом. При уменьшении разности $\Delta = b - a$ временной интервал между последовательными динамическими срывами уменьшается. Критическим является значение $\Delta_{кр}$, при котором пики скорости начинают частично перекрываться. Это как раз и означает, что скорость движения блока в фазе медленного крипа увеличивается. Вследствие этого с каждым срывом уменьшается разность между скоростью протяжки пружины и скоростью движения блока в фазе медленного крипа, то есть уменьшается амплитуда срывов. Скорость скольжения блока постепенно выходит на скорость протяжки пружины и колебательный процесс прекращается. При этом критические значения фрикционного параметра $\Delta_{кр}$ определяется внешними параметрами, и критическим смещением D_c.

Литература

Dieterich J.H. Time dependent friction and the mechanics of stick slip // Pure Appl. Geophys. 1978. Vol. 116. P. 790–806.

Deiterich J.H. Modeling of rock friction. 1. Experimental results and constitutive equations // J. Gophys. Res. 1979. Vol. 84. № B5. P. 2161–2168.

Marone C. Laboratory derived friction laws and their application to seismic faulting // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 1998. V. 26. P. 643–696.

Rabinowicz E. The intrinsic variables affecting the stick-slip process // Proc. Phys. Soc. London. 1958. Vol. 71. P. 668–675.

Ruina A. Slip instability and state variable friction laws // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. № 6. P. 1172–1175.

Scholz C.H. Earthquakes and friction laws // Nature. 1998. Vol. 391. P. 37–42 doi:10.1038/34097.

Scholz C.H. The mechanics of Earthquake and Faulting // Cambridge University Press. Cambridge. 2002. 496 p.

УДК 550.34.016

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЖЕСТКОСТИ МЕЖБЛОКОВОГО КОНТАКТА ПРИ ЕГО СДВИГОВОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ

Д.В. Павлов, В.К. Марков, И.С. Свинцов

В лабораторных экспериментах с помощью зондирующих импульсов проведены прямые измерения сдвиговой жесткости межблокового контакта на разных этапах его сдвигового деформирования. Проведено сопоставление результатов, полученных на разных стадиях прерывистого скольжения с ранее полученными экспериментальными данными.

Введение

Характеристикой, чрезвычайно чувствительной к изменениям механических свойств разломной зоны является её жесткость, нормальная k_n и сдвиговая k_s:

$$k_n = \frac{d\sigma}{dW_n},\ k_s = \frac{d\tau}{dW_s}, \qquad (1)$$

где σ и τ – нормальное и сдвиговое напряжения, действующие в окрестности разлома, W_n и W_s – относительное нормальное и сдвиговое смещения его берегов.

Как уже было экспериментально показано [Кочарян, Остапчук, 2011; Кочарян, Остапчук, Марков, 2011], сдвиговая жесткость межблокового контакта меняется на разных стадиях прерывистого скольжения, её значение снижается по мере приближения контакта к динамическому срыву.

Задачей настоящей работы было в лабораторных экспериментах провести прямые измерения сдвиговой жесткости на разных этапах сдвигового деформирования межблокового контакта – во время стабильного скольжения (крипа), при переходе к прерывистому скольжению (стик-слипу) и на разных стадиях прерывистого скольжения. В отличие от вышеупомянутых работ, где квазистатическое значение жесткости межблокового промежутка оценивалось по наклону реологической кривой, в данной работе использовался зондирующий импульс, и определялась динамическая жесткость контакта.

Эксперимент и его результаты

Эксперименты проводились по традиционной для моделирования прерывистого скольжения схеме (рис. 1). Жесткий блок лежит на жестком основании, на прослойке из сыпучего геоматериала. Блок прижимается к основанию нормальной нагрузкой *N*. Сдвиговое усилие *T* передается блоку через пружину с жесткостью *k*. В ходе эксперимента измеряются перемещение блока относительно основания и сдвиговая сила.

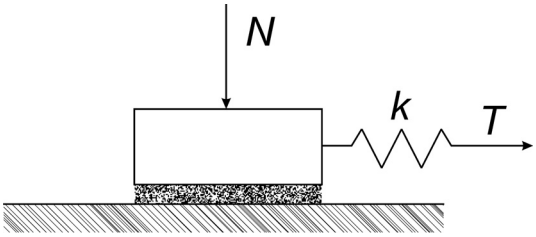


Рис. 1. Схема эксперимента по моделированию прерывистого скольжения

Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 2. На неподвижном гранитном блоке 1 (размер блока 20×10×3 см) на слое песка 3 толщиной 2,5 мм (кварцевый песок, фракция 0,3 мм, увлажненный глицерином в соотношении 1:0,0025 по весу) был помещен подвижный мраморный блок 2 (размер блока 8×8×3 см, масса 552 г), соединенный пружиной 5 с мотором 6, редуктор которого задавал скорость растяжения пружины 20 мкм/с. На касающиеся слоя песка поверхности блоков была нанесена искусственная шероховатость. Сдвиговое усилие, действовавшее на блок 2, измерялось пьезодатчиком силы 4 (CFT/5kN, HBM,

Германия). Относительное смещение блоков регистрировалось лазерным датчиком перемещения 7 (LD1627-4, Micro-Epsilon, Германия). Молоток 10 (стальной шарик ∅ 4,5 мм, припаянный к стальной спице, общий вес 2 г) с электромеханическим приводом и таймером, производил удары в торец блока 1 с частотой около 1 Гц. Акселерометры 11 (Bruel & Kjaer 8309) и 12 (Bruel & Kjaer 4344) регистрировали ускорения блоков. Показания датчиков смещения и силы, а также акселерометров записывались двумя цифровыми регистраторами с частотой кодирования 5 МГц/канал. Во время экспериментов нормальная нагрузка составляла N = 30 кг. Между штоком нагружающего устройства 8 и подвижным блоком 2 ставился стальной шарик, исключавший передачу тангенциальных усилий.

Эксперимент проводился следующим образом. Включался мотор 6, растягивающий пружину 5, на верхний блок 2 начинало действовать нарастающее сдвиговое усилие, которое регистрировалось датчиком силы 4. Практически сразу начиналось стабильное скольжение блока 2 по прослойке из песка, скорость которого увеличивалась с увеличением сдвигового усилия. Перемещение блока 2 регистрировалось лазерным датчиком 7. После начала перемещения включался молоток, производивший удары в торец блока 1. Эксперимент заканчивался, когда лазерный датчик LD1627-4 выходил за границу рабочего диапазона (4 мм).

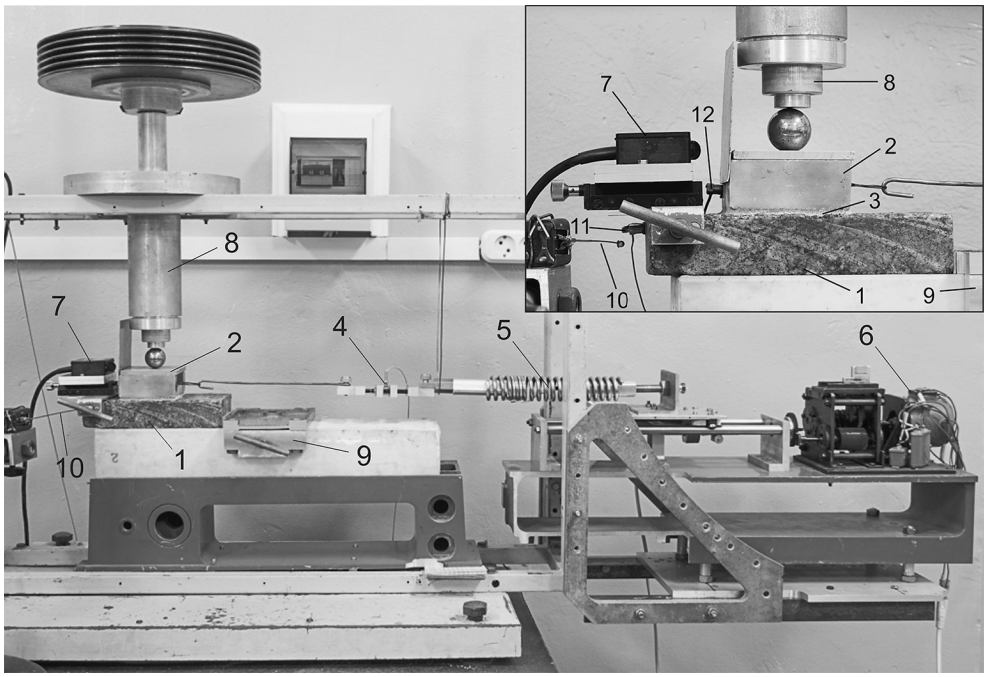


Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки: 1 – неподвижный гранитный блок; 2 – подвижный мраморный блок; 4 – пьезодатчик сдвигающей силы; 5 – пружина; 6 – мотор с редуктором; 7 – лазерный датчик перемещения; 8 – устройство для нормального нагружения подвижного блока; 9 – упор; 10 – молоток; 11 и 12 – акселерометры

На рис. 3 показаны записи перемещения и сдвиговой силы во время одного из экспериментов. В данном случае – это переход от стабильного скольжения к преры-

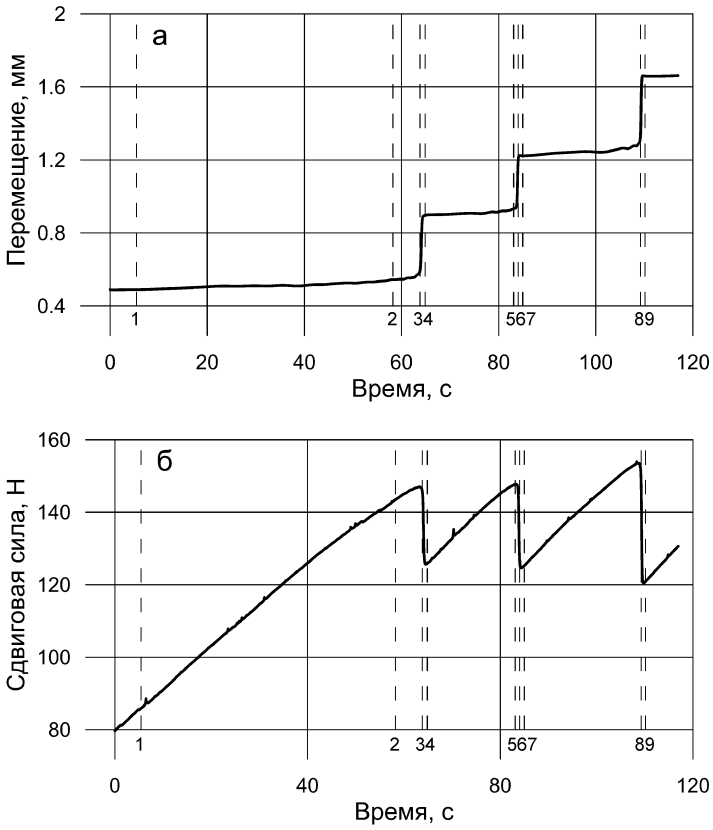


Рис. 3. Полные записи перемещения (а) и сдвиговой силы (б), сделанные во время эксперимента. Пунктирными линиями показаны моменты ударов, которые были выбраны для оценки сдвиговой жесткости контакта

вистому. Начальная часть процесса деформирования межблокового контакта здесь отсутствует (эпюры перемещения и сдвиговой силы начинаются не с нуля, а с 0,5 мм и 80 Н, соответственно). Вертикальными пунктирными линиями показаны моменты ударов, которые были выбраны для оценки сдвиговой жесткости контакта. Удары выбирались таким образом, чтобы один из них был до срыва, второй – после (рис. 4). Кроме того, были выбраны два удара в начале и в конце участка постоянного скольжения. При выборе ударов в районе второй ступеньки оказалось, что удар, случившийся после срыва (удар 6 на рис. 4,б), произошел в момент, когда движение верхнего блока после срыва еще не закончилось. Поэтому для обработки был выбран еще один удар – 7.

Формы эпюр ускорения блоков от всех ударов визуально практически неотличимы. Незначительно отличаются только амплитуды. В качестве примера на рис. 5 показаны эпюры ускорения блоков, зарегистрированные после удара 3. Заметим, что размеры блоков таковы, что здесь не идет речи о волновом движении – каждый блок движется как одно целое, песчаная прослойка деформируется квазистатически. Также подчеркнем, что интенсивность ударов молотка в торец нижнего блока была выбрана таким образом, что ни один удар не спровоцировал срыва верхнего блока – на записях перемещения и силы нет ступенек в моменты ударов.

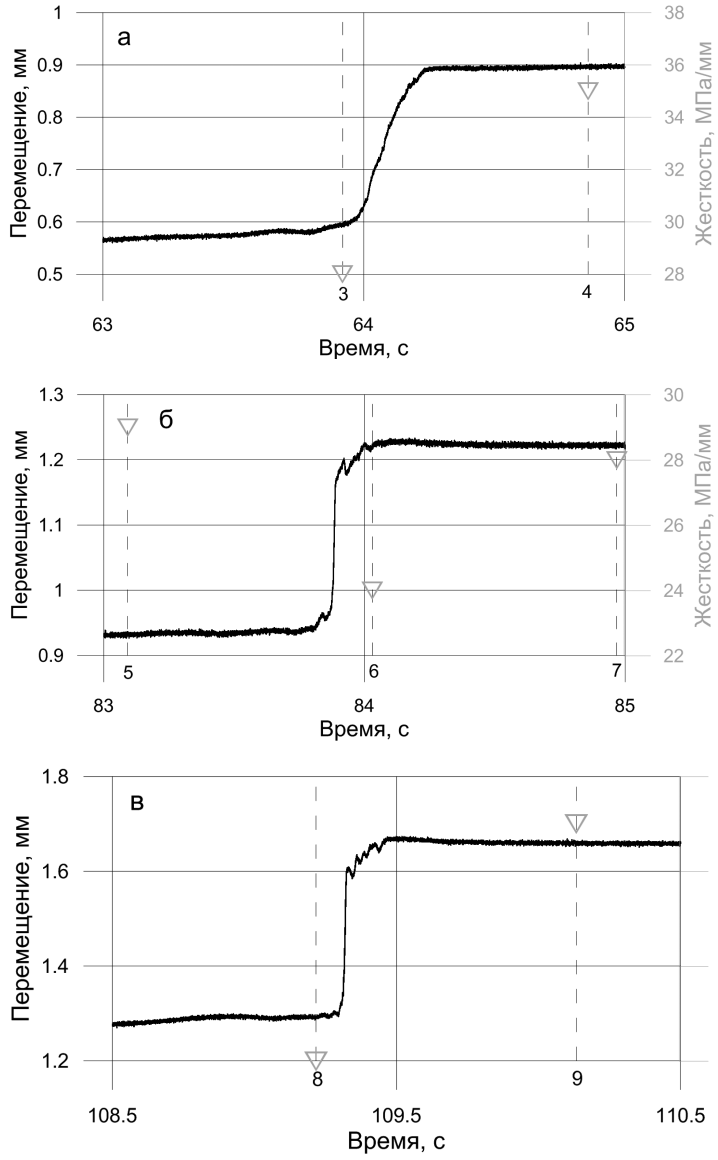


Рис. 4. Три ступеньки перемещения, зарегистрированные после начала стик-слипа. Пунктирные линии показывают моменты ударов в торец нижнего блока. Время и номера ударов соответствуют рис. 3. Удар 6 на рис. 4,б пришелся на момент, когда движение верхнего блока после срыва еще не закончилось. Серыми треугольниками показаны значения жесткости межблокового контакта, соответствующие каждому удару (ось *Y* серого цвета – справа)

По записям ускорения двух блоков строились эпюры их относительного смещения. Ускорение верхнего блока использовалось для расчета эпюры сдвигового напряжения, действующего на межблоковый контакт. Поясним последнее утверждение. С одной стороны, как уже было отмечено выше, в моменты ударов отсутствует относительное проскальзывание блоков. С другой стороны, в слое песка отсутствует волновое движение. Следовательно, слой деформируется квазистати-

чески – напряжение на верхней и нижней границах слоя песка в каждый момент времени одинаково. Умножив горизонтальное ускорение подвижного блока на его массу, получим сдвигающую силу, действующую на блок. Разделив значение силы на площадь грани блока, касающейся песчаной прослойки, получим сдвиговое напряжение на верхней и нижней границах слоя песка.

Из полученных эпюр относительного смещения и сдвигового напряжения строились диаграммы «сдвиговое напряжение – деформация» межблокового контакта. Пример одной из таких диаграмм, соответствующей записям на рис. 5, показан на рис. 6. Жесткость межблокового контакта оценивалась по наклону пунктирной

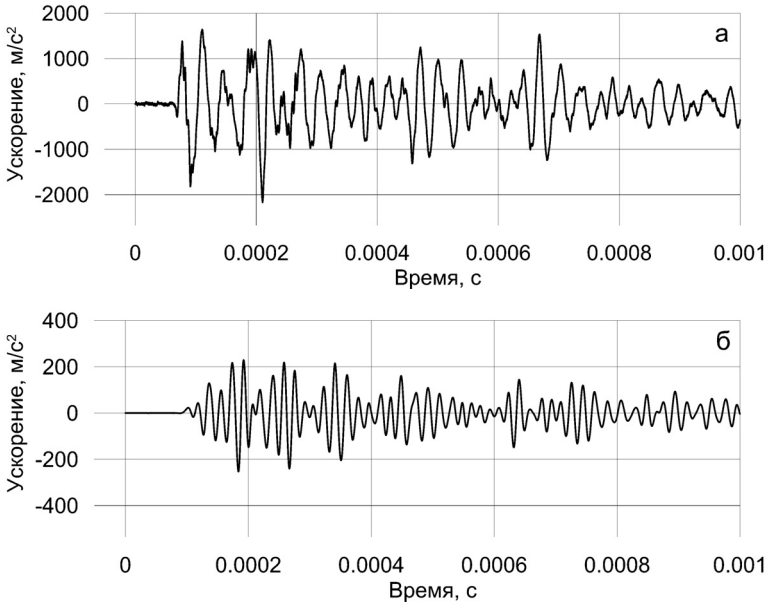


Рис. 5. Эпюры ускорения, зарегистрированные после удара 3 (см. рис. 4 и 5,а): а – нижний блок, в торец которого производился удар; б – верхний блок

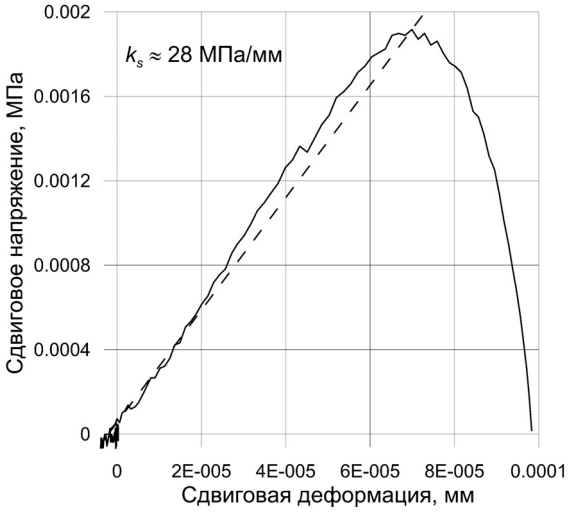


Рис. 6. Диаграмма сдвигового нагружения межблокового контакта, соответствующая удару 3 (см. рис. 4 и 5,а)

прямой, аппроксимирующей ветвь нагружения. В данном случае значение жесткости составило $k \approx 28$ МПа/мм.

Таблица

Жесткость межблокового контакта на разных этапах сдвигового нагружения

№ удара	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Время удара, с	5,44	58,24	63,92	64,86	83,09	84,03	84,97	109,22	110,13
Жесткость, МПа/мм	48	32	28	35	29	24	28	26	31

В таблице приведены значения жесткости межблокового контакта, рассчитанные по диаграммам нагружения. На рис. 7 значения жесткости расставлены по номерам ударов. Во-первых, обращает на себя внимание то, что максимальное значение жесткости зарегистрировано в самом начале эксперимента (удар 1), во время постоянного скольжения, примерно за минуту до начала стик-слипа. Жесткость контакта, полученная в конце участка постоянного скольжения (удар 2), примерно за 6 с до первой ступеньки стик-слипа, уже попадает в диапазон значений, характерных для разных стадий стик-слипа. Далее, хорошо видно, что в случае 1-ой и 3-ей ступенек стик-слипа (удары 3-4 и 8-9) значение жесткости межблокового контакта до срыва заметно ниже, чем соответствующее значение после срыва, что соответствует результатам работ [Кочарян, Остапчук, 2011; Кочарян, Остапчук, Марков, 2011]. В случае же второй ступеньки (удары 5-6-7) это не так. Жесткости до и после удара (удары 5 и 7) примерно равны, а жесткость сразу после удара (удар 6) заметно ниже.

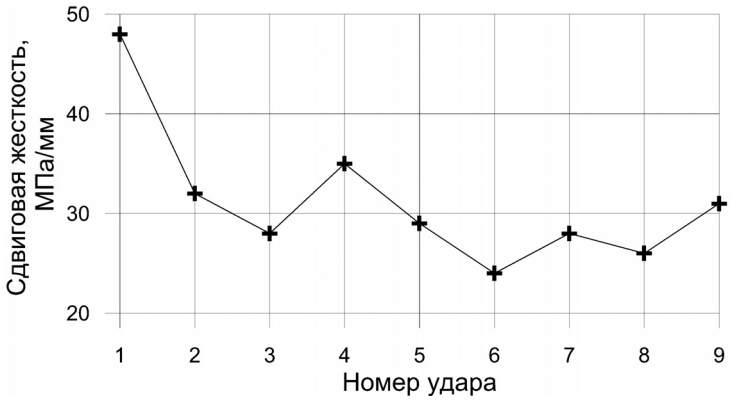


Рис. 7. Значение жесткости межблокового контакта в зависимости от номера удара

Рассмотрим подробнее моменты всех трех срывов. На рис. 4, кроме трех ступенек смещения, показаны моменты ударов и соответствующие им значения жесткости. Хорошо видно, что в случае ступенек 1 и 3 (рис. 4,а и 4,в, соответственно) удары «до» и «после» срыва по времени попали примерно одинаково по отношению к моменту самого срыва. Удары «до» произошли примерно за 0,1 с до начала срыва, в тот момент, когда уже начались заметные подвижки, предшествующие

срыву, то есть, началась разупаковка песчинок в песчаной прослойке. Удары же «после» произошли спустя примерно 0,7 с после окончания движения, вызванного срывом, когда закончилось формирование новой упаковки песчинок. В случае ступеньки 2 (рис. 4,б) удары по времени по отношению к моменту срыва попали по-другому. Удар «до» (удар 5) случился примерно за 0,8 с до срыва, когда «старая» упаковка еще держалась, удар «после» (удар 7) произошел спустя, примерно, 1,1 с после срыва, когда уже сформировалась «новая» упаковка песчинок. Соответственно, для ударов 5 и 7 получились близкие значения жесткости контакта. Удар же 6, хотя формально и случился после срыва, произошел в момент, когда еще продолжалось движение, вызванное срывом, то есть песчинки еще не успели окончательно упаковаться. Поэтому и не удивительно, что удару 6 соответствует самое низкое значение жесткости.

Выводы

Полученные экспериментальные результаты подтвердили, что сдвиговая жесткость меняется на разных стадиях прерывистого скольжения – её значение снижается по мере приближения контакта к динамическому срыву. Однако в отличие от квазистатической жесткости, рассчитанной по наклону зависимости «сдвиговое напряжение – деформация», когда происходит более чем 30-кратное снижение сдвиговой жесткости [Кочарян, Остапчук, 2011; Кочарян, Остапчук, Марков, 2011], динамическая жесткость, оцененная по реакции на зондирующий импульс, снижается на 15–20%.

К сожалению, в настоящей постановке невозможно отследить изменение свойств контакта более детально по времени – электромеханический привод молотка может задавать частоту ударов не более 1 Гц. Для решения этой проблемы необходима модернизация экспериментальной установки.

В заключение подчеркнем, что использование зондирующего возмущения для диагностики свойств межблокового контакта важно еще и с той точки зрения, что именно такой метод применим в натурных условиях, причем в качестве зондирующего возмущения можно использовать как импульсы от специального источника, так и микросейсмический фон.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 13-05-00780-а, 13-05-00950-а и НШ.341.2008.2005) и ОНЗ РАН (программа № 6).

Литература

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Изменение жесткости разломной зоны в ходе сейсмического цикла // ДАН. Т. 441. № 3. С. 384–387.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Марков В.К. Изменение жесткости контакта между блоками горной породы в ходе прерывистого скольжения // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. Вып. 2. М.: ГЕОС. 2011. С. 40–49.

УДК 550.3; 550.4

ВЛИЯНИЕ ТРАССЫ НА ЗАТУХАНИЕ СЕЙСМИЧЕСКОГО СИГНАЛА ОТ КОРОТКОЗАМЕДЛЕННЫХ КАРЬЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

В.В. Адушкин, А.А. Спивак

Приведены и обсуждаются результаты регистрации сейсмического эффекта карьерных массовых взрывов на предприятиях Курской магнитной аномалии. Получено существенное отличие в законах затухания сейсмического сигнала с расстоянием вдоль разных азимутов. В качестве основных факторов, определяющих амплитуду волны на удаленных расстояниях от источника, рассматриваются характеристики среды и глубина залегания границы Мохоровичича.

Введение

Значительные объемы горнодобывающего производства и, в частности, заметная доля открытых горных работ определяют высокую значимость проблемы воздействия массовых промышленных взрывов на окружающую среду. Действительно, взрывная отбойка горной массы является на сегодняшний день основной технологией добычи минерального сырья. Как показывает анализ современных исследований в области разработки новых технологий добычи полезных ископаемых, подобная ситуация в ближайшие десятилетия не изменится. При этом следует учитывать, что максимальные по массе используемого ВВ взрывы, наиболее сильно влияющие на локальную экологию, проводятся на карьерах (в условиях открытой разработки месторождений).

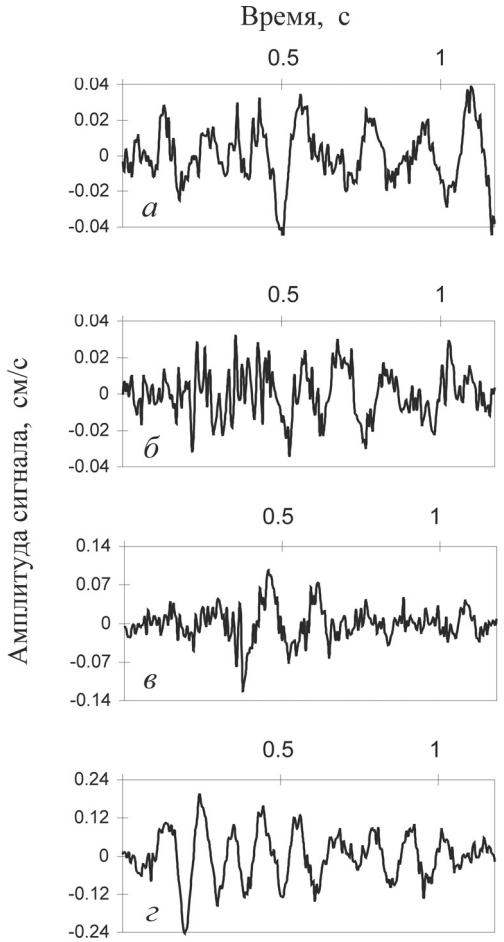
Постоянно ужесточающиеся требования к охране окружающей среды приводят к необходимости проводить детальный анализ геоэкологических эффектов массовых промышленных взрывов как с целью совершенствования технологий, так и снижения негативного влияния горнодобывающего производства на среду обитания. Наибольший интерес представляет сейсмический эффект массовых взрывов, который определяет целостность промышленных и жилых объектов [Адушкин и др., 2000].

В настоящей работе приведены результаты анализа сейсмического действия массовых карьерных взрывов в зависимости от азимута распространения сигнала и расстояния до точки наблюдения.

Сейсмический сигнал короткозамедленного взрыва на малых расстояниях

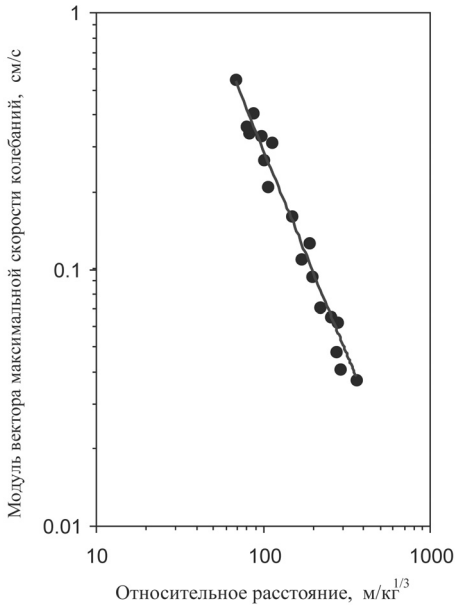
Специфика короткозамедленного взрывания зарядов на карьерах горнодобывающей отрасли определяет особенности сейсмического действия массового взрыва. Кумулятивный сейсмический эффект короткозамедленного взрыва складывается из сейсмических сигналов, вызванных взрывами отдельных скважин и групп скважин [Адушкин и др., 2000]. Отметим, что на практике вес заряда ВВ в отдель-

но взятой скважине составляет, как правило, 500–2000 кг [Спивак и др., 1998]. Как показывают натурные наблюдения сейсмический сигнал от такого взрыва имеет простую форму (рис. 1) и уверенно регистрируется над уровнем сейсмического фона до относительных расстояний $R/q^{1/3}$ ~ 300–400 м/кг$^{1/3}$, где q – масса заряда. В качестве примера на рис. 2 представлены результаты измерений массовой скорости на разных расстояниях при взрыве в отдельно взятой скважине. Обращаясь к рис. 1, следует отметить, что при одинаковой структуре сейсмических сигналов, зарегистрированных на разных азимутах α, их волновая форма несколько отличается. Например, в отличие от направлений α ~ 90° и α ~ 315° в волновых формах сейсмических сигналов на азимутах α ~ 0° и α ~ 45° более ярко выделяется высокочастотная составляющая. Можно предполагать, что указанные отличия в формах сигналов объясняются влиянием трасс их распространения. Действительно, регистрация на азимутах 0 и 45° выполнялась в пунктах, расположенных на трассах, пересекающих участки ранее отбитых горных пород, характеризующиеся повышенной трещиноватостью массива. Регистрация на азимутах 315 и 90° выполнялась в пунктах, расположенных вблизи границы карьера, где массив был практически не нарушен взрывными работами.



◀ **Рис. 1.** Форма сейсмического сигнала (вертикальная компонента) на расстоянии 1 км, вызванного взрывом отдельной скважины. Пункты регистрации расположены на азимутах α,°: *а* – 315; *б* – 0; *в* – 45 и *г* – 90

▼ **Рис. 2.** Максимальный модуль вектора скорости колебаний грунта при взрывах в отдельных скважинах и малых групп скважин (Лебединский ГОК)



При одновременном подрыве двух и трех скважин (группа) форма сейсмического сигнала на расстояниях, превышающих 20 расстояний между скважинами, практически идентична форме сигнала при взрыве одиночной скважины. Также совпадают преимущественные частоты [Кишкина, Спивак, 1999].

Технология массового карьерного взрыва предусматривает отбойку горной массы отдельными блоками, расположенными на разных участках карьера. Время между подрывом очередных блоков может составлять от 1 до 10 с. Масса ВВ, используемая при отбойке одного блока, составляет 80–300 т. Отбойка каждого блока выполняется путем подрыва групп скважин, что приводит к существенно неравномерному в пространстве и времени выделению энергии взрыва.

Суммарный сейсмический сигнал массового карьерного взрыва представляет собой на малых расстояниях от карьера цуг отдельных сигналов разной амплитуды и длительности (рис. 3). Каждый такой сигнал соответствует взрыву отдельно взятого блока. При этом время прихода сигнала от конкретного блока в точку регистрации и его амплитуда на разных азимутах разная и определяется расстоянием от точки регистрации до блока. Вследствие этого, а также возможного расположения взрываемых блоков на одной линии с пунктом регистрации, форма кумулятивного сейсмического сигнала зависит от азимута (рис. 3).

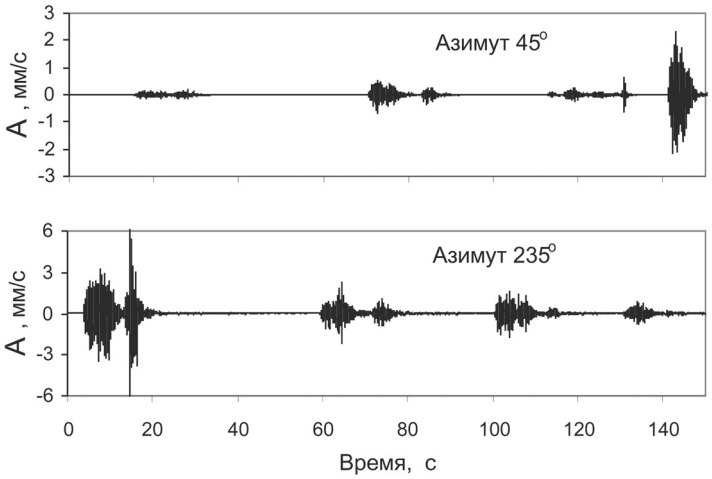


Рис. 3. Сейсмический сигнал от массового химического взрыва на карьере Лебединского ГОКа 23.09.2004 г., зарегистрированный в пунктах, расположенных на двух азимутальных направлениях

Сейсмический сигнал карьерного взрыва на больших расстояниях

По мере удаления от карьера сейсмический сигнал претерпевает значительные изменения вследствие рассеивания энергии, отражения и преломления волн на границах раздела сред, интерференции волн разного типа. В результате форма сейсмического сигнала, вызванного массовым взрывом, существенно изменяется с расстоянием: если на близких расстояниях хорошо выделяются цуги колебаний, связанных со взрывом отдельных блоков, то на больших расстояниях, превыша-

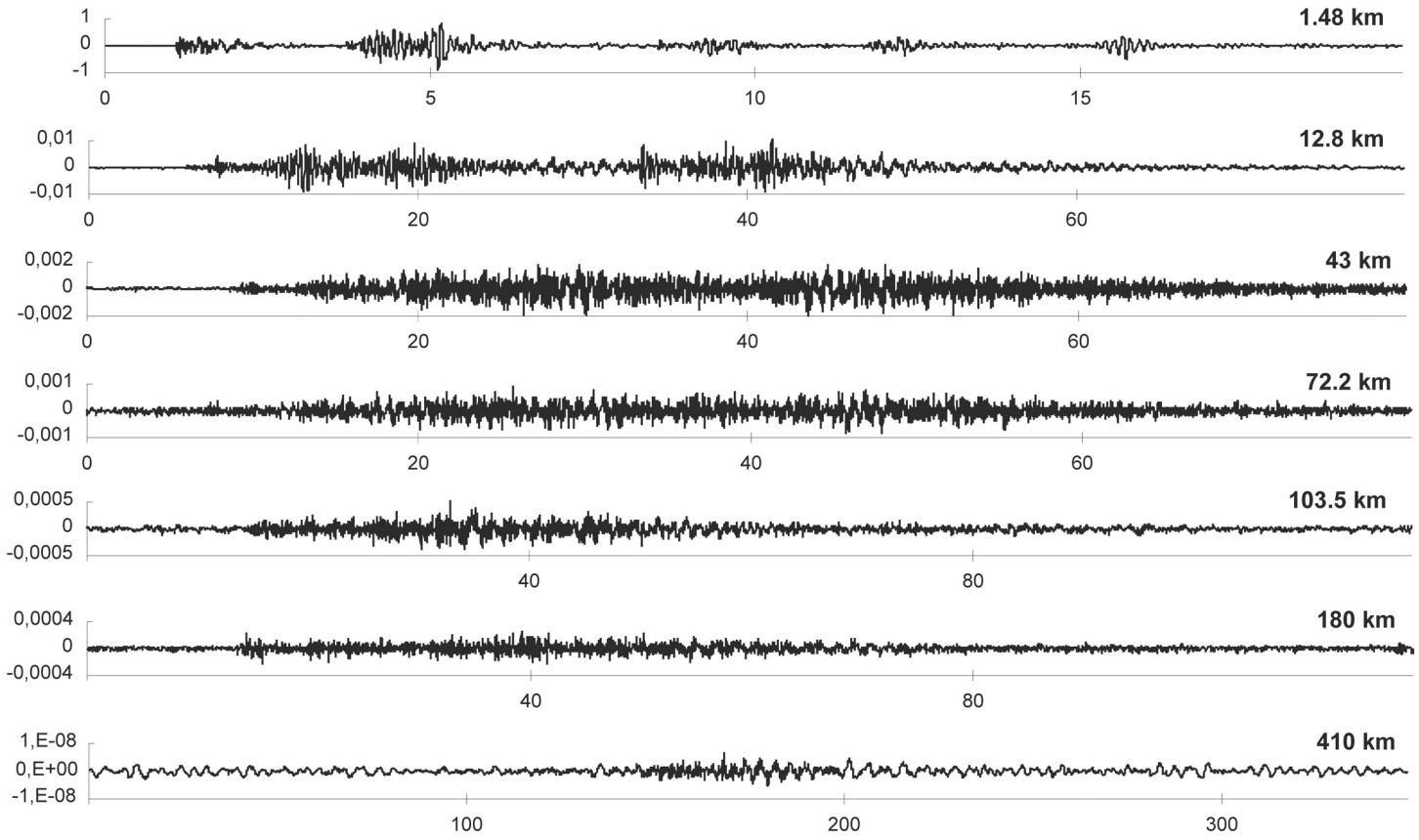


Рис. 4. Сейсмические сигналы массовых взрывов, зарегистрированные на разных расстояниях от источника

ющих 20–30 км, сигнал представляет собой единую волновую форму со сложной внутренней структурой (рис. 4). При этом в качестве основных характеристик сейсмического сигнала допустимо выбирать максимальную на данном расстоянии амплитуду и длительность сейсмических колебаний.

Амплитуда сигнала является наиболее важным параметром сейсмического воздействия массового взрыва. По этой причине исследование амплитудных характеристик, вызванных массовым взрывом сейсмических волн, представляет особый интерес. Схемы проведения массовых взрывов на карьерах весьма разнообразны. В каждом отдельном случае взрывается разное количество ВВ, разное количество блоков. Отбиваемые блоки располагаются на разных участках карьера и характеризуются разными размерами и соответственно разным количеством взрываемых скважин.

При обобщении данных, полученных при взрывах, выполненных по разным схемам, важно правильно выбрать пространственный масштабный фактор. Традиционно при описании сейсмических волн взрывного происхождения для характеристики удаленности точки наблюдения от источника используется относительная величина $R = r/q^{1/3}$, где r – абсолютное эпицентральное расстояние от взрыва в м, q – масса заряда ВВ в кг. В случае короткозамедленного взрыва большого количества скважин в качестве величины q, как показал анализ, выполненный в работе [Адушкин и др., 2000], выбирается масса одновременно взрываемого заряда (масса ВВ в группе скважин). В этой же работе показано, что в качестве наиболее устойчивой характеристики амплитуды сейсмического сигнала в широком диапазоне расстояний от источника (вплоть до 2300 км) допустимо выбрать максимальный модуль вектора скорости колебаний

$$V = \mathrm{Max}\left\{\sqrt{\sum_i v_i^2}\right\},$$

где v_i – компоненты скорости колебаний в сейсмическом сигнале в момент времени t_i.

В дальнейшем для характеристики амплитуды на разных расстояниях от взрывного источника примем соотношение, традиционно используемое при анализе взрывных сигналов [Адушкин, Спивак, 2007]:

$$V = \frac{A}{(r/q^{1/3})^n}, \text{ м/с}, \qquad (1)$$

где r – эпицентральное расстояние до центра взрывного источника (м), q – в соответствии с данными работы [Адушкин и др., 2000] – максимальная масса одновременно взрываемого заряда ВВ (вес ВВ в группе скважин, кг), A – размерный коэффициент, величина которого определяется характеристиками используемого ВВ и условиями взрыва, в частности, характеристиками взрываемых горных пород, n – параметр, характеризующий степень затухания сигнала с расстоянием и зависящий от строения и свойств среды вдоль трассы его распространения.

Для построения зависимости (1) анализировались результаты сейсмической регистрации, выполненной на разных расстояниях от карьеров Лебединского, Стойленского и Михайловского ГОКов. Регистрация выполнялась в пунктах оперативной регистрации, развернутых вдоль разных азимутов. Общая схема расположения пунктов регистрации приведена на рис. 5.

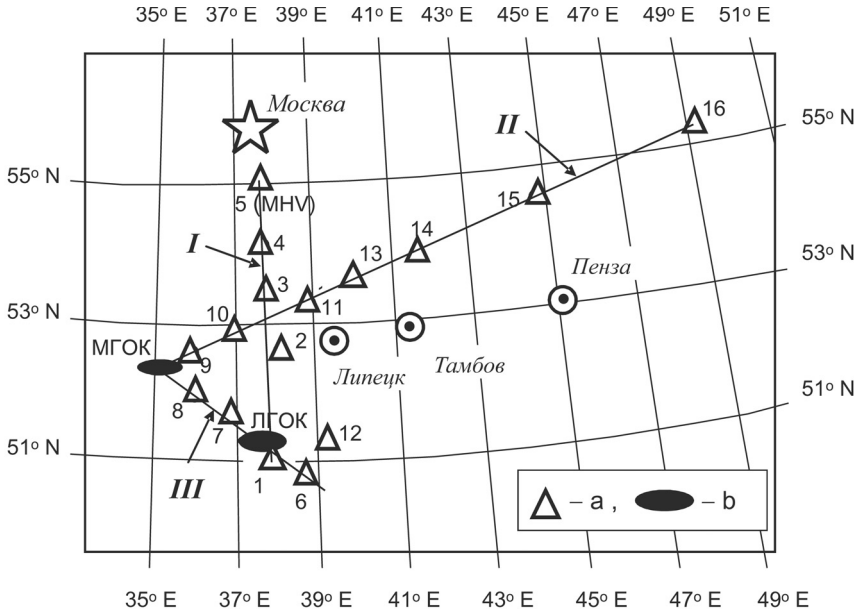


Рис. 5. Схема расположения пунктов сейсмической регистрации (*а*) при изучении сейсмического эффекта массовых взрывов на карьерах Курской магнитной аномалии; *б* – карьеры Лебединского (ЛГОК) и Михайловского (МГОК) горно-обогатительных комбинатов.

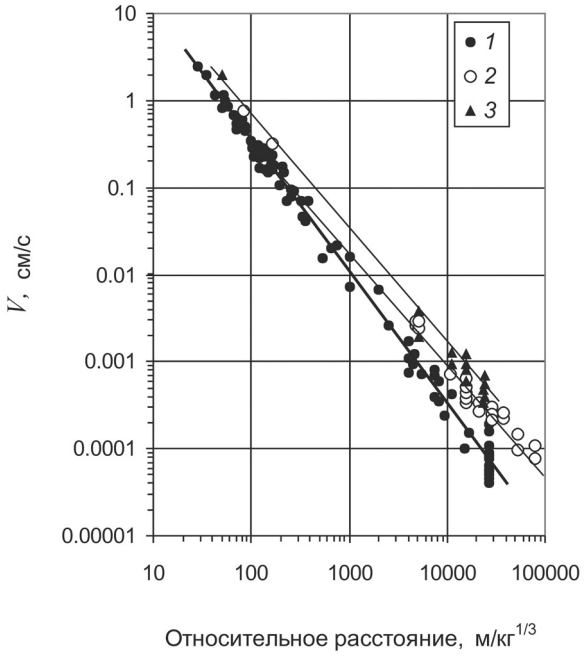


Рис. 6. Зависимость максимального модуля вектора скорости колебаний в сейсмическом сигнале от относительного расстояния до источника.
Азимутальные направления: *1 – I*; *1 – II*; *1 – III*

Результаты обработки полученной сейсмической информации представлены на рис. 6. Аналитически данные описываются следующими зависимостями:

Азимут I (северное направление):

$$V = 4\left\{\frac{q^{1/3}}{r}\right\}^{1,53}, \text{ см/с.}$$

Азимут II (северо-восточное направление):

$$V = 0,72\left\{\frac{q^{1/3}}{r}\right\}^{1,24}, \text{ см/с.}$$

Азимут III (северо-западное направление):

$$V = 3,86\left\{\frac{q^{1/3}}{r}\right\}^{1,35}, \text{ см/с.}$$

Особенностью приведенных на рис. 6 данных является заметное отличие в затухании сейсмического сигнала с расстоянием вдоль разных азимутов. Эти различия связаны с характеристикой среды вдоль разных трасс распространения сейсмического сигнала. Так, наибольшие амплитуды и меньший коэффициент амплитудного затухания сигнала наблюдается вдоль трассы, соединяющей области весьма крепких слабонарушенных горных пород между Ловозерским и Михайловским ГОКами, в зоне которых проявляются выходы богатых железом рудных тел.

Наибольшее затухание сигнала происходит вдоль трассы, проходящей на север. Эта трасса характеризуется достаточно мощным (с утолщением по мере продвижения на север) слоем осадочного чехла.

Таким образом, результаты сейсмической регистрации при взрывах в отдельных скважинах и группах скважин, а также при массовых взрывах на карьерах свидетельствуют о существенном различии параметров сейсмического сигнала, распространяющегося по разным азимутам. На значительных расстояниях от источника эти различия могут быть весьма значимыми. Так, например, по данным рис. 6 видно, что на расстояниях около 500 км амплитуда сейсмического сигнала, распространяющегося по разным азимутам, может отличаться в два и более раза.

В качестве одной из причин, определяющей различия в законах распространения сейсмического сигнала вдоль разных азимутов, следует рассматривать влияние строения среды и свойств горных пород вдоль трасс распространения сигнала. Более нарушенная среда (наличие большого количества зон ослабления прочности в виде, например, тектонических разломов) с меньшими значениями упругих модулей оказывает на степень затухания сигнала большее влияние по сравнению с монолитными прочными породами.

На значительных расстояниях от источника, где амплитуда сигнала определяется волнами, распространяющимися по более глубоким слоям, в качестве другой возможной характеристики трассы, которая потенциально может характеризовать степень их поглощения, допустимо рассматривать, например, глубину залегания поверхности Мохоровичича. Действительно, глубина залегания поверхности Мохо характеризует относительный вклад более слабых и более нарушенных по сравнению с породами верхней мантии участков среды в диссипативные процессы, то есть чем тоньше земная кора, тем слабее затухает интегральный сейсмический сигнал на расстояниях, превышающих 200–300 км.

На рис. 7 представлена глубина поверхности Мохо вдоль протяженных трасс I и II (рис. 5). Привлекая данные рис. 6, можно видеть, что наибольшая степень затухания сейсмического сигнала отмечается вдоль трассы I, которая, практически не захватывая Воронежский кристаллический массив, проходит к Московской синеклизе по участкам земной коры, характеризующимся достаточно мощным осадочным чехлом.

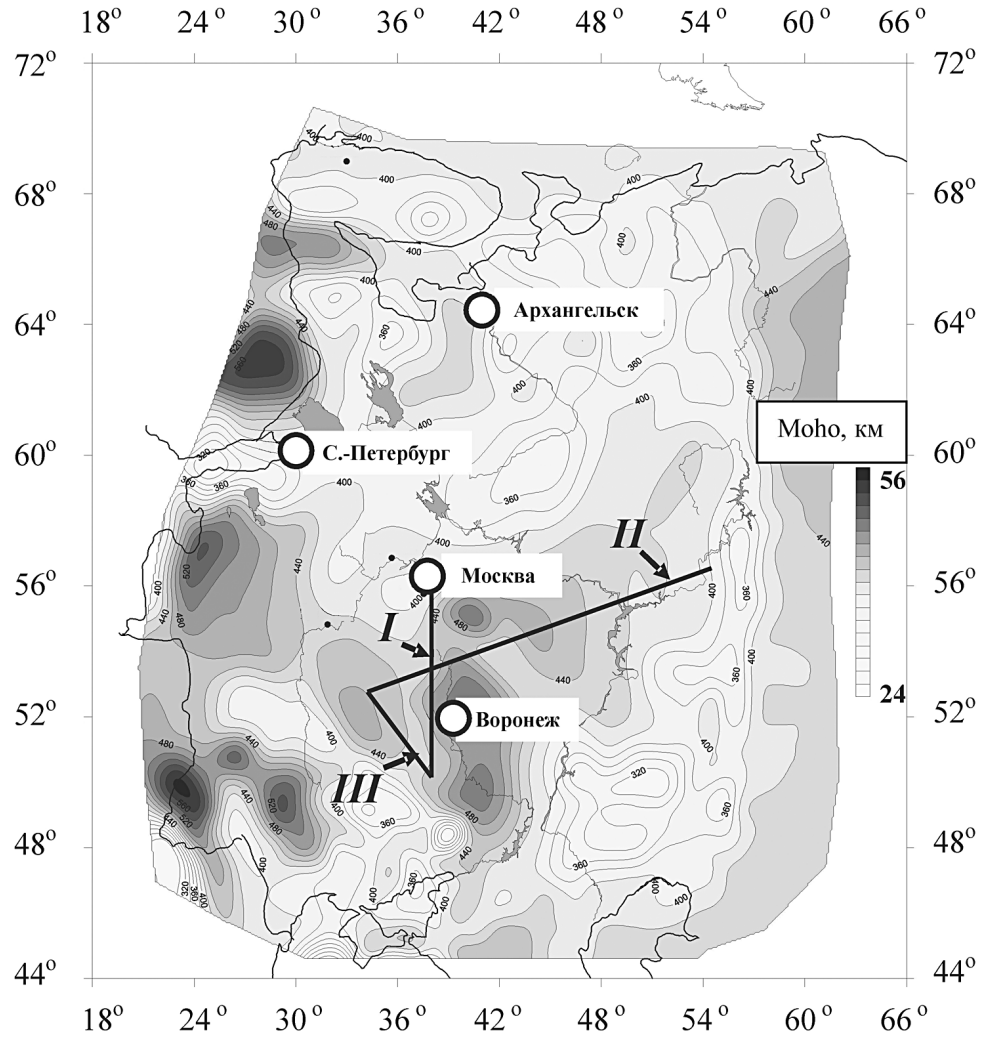


Рис. 7. Глубина поверхности Мохоровичича Восточно-Европейской платформы

Заключение

Таким образом, можно констатировать, что если в непосредственной близости от карьера сейсмический сигнал представляет собой совокупность сейсмических сигналов от нескольких источников, количество которых определяется количеством отбиваемых блоков, то, начиная с расстояний около 20 км, сейсмическое

действие массового взрыва определяется единым источником. При этом закон изменения амплитуды волнового движения как на малых (до 20 км), так и на больших (до 2300 км) расстояниях определяется характеристиками трассы распространения сигнала.

Исследования выполнены при поддержке Совета по грантам при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-203.2012.5.

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А., Соловьев С.П., Перник Л.М., Кишкина С.Б. Геоэкологические последствия массовых химических взрывов на карьерах // Геоэкология. 2000. № 6. С. 554–563.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Подземные взрывы. М.: Наука, 2007. 579 с.

Кишкина С.Б., Спивак А.А. Локальный сейсмический эффект карьерных взрывов // Физические процессы в геосферах: их проявление и взаимодействие. М.: ИДГ РАН, 1999. С. 111–116.

Спивак А.А., Спунгин В.Г., Перник Л.М. Особенности сейсмического эффекта массовых взрывов химического ВВ // Динамические процессы в геосферах под воздействием внешних и внутренних потоков энергии и вещества. М. ИДГ РАН, 1998. С. 270–278.

УДК 551.24

СЕЙСМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ КАМБАРАТИНСКОГО ВЗРЫВА

***В.И. Куликов*[1], *М.Б. Эткин*[2], *М.П. Камчыбеков*[3]**

[1]Институт динамики геосфер РАН, [2]Институт Гидроспецпроект,
[3]Институт сейсмологии НАН КР

Представлены результаты регистрации сейсмовзрывных волн Камбаратинского взрыва на эпицентральных расстояниях от 400 м до 50 км. По этим данным определено затухание сейсмовзрывных волн и построены изосейсты интенсивности сейсмического действия взрыва на промышленные сооружения и застройку региона. Инженерное обследование этих объектов после взрыва показало, что при взрыве была обеспечена сейсмическая безопасность охраняемых сооружений.

Введение

22 декабря 2009 г. в Кыргызской республике был осуществлен крупномасштабный Камбаратинский взрыв. Его целью являлось создание взрывонабросной гравитационной плотины Камбаратинской ГЭС-2 на р. Нарын. Проект, разработанный Институтом Гидроспецпроект, предусматривал (см. рис. 1) обрушение правого

борта каньона р. Нарын с помощью взрыва зарядов, размещенных в двух минных штольнях. На рис. 1 показано расположение штолен в плане (черные прямоугольники *А* и *Б*). Заряд *А* массой 753 т был размещен в штольне длиной 110 м и имел ЛНС (расстояние до свободной поверхности) 60 м. Заряд *Б* массой 2235 т был размещен в штольне длиной 50 м и имел ЛНС 105 м. Минные штольни были пройдены в сильно трещиноватом массиве пород, представленных свитой пластов песчаников и алевролитов с коэффициентом крепости по Протодьяконову $f = 7 \div 8$. В соответствии с проектом сначала подрывался первый заряд *А*, спустя 1,7 с – второй *Б*.

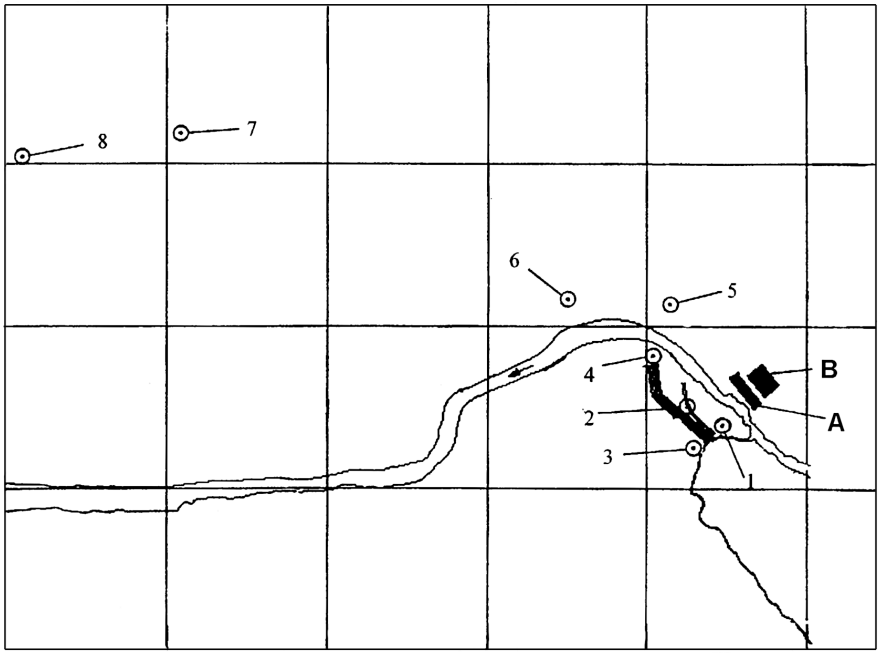


Рис. 1. План-схема размещения зарядов (черные прямоугольники) и сейсмопунктов (светлые кружки). Сетка километровая.

Сейсмопункты размещены: 1 – на входном портале СЭВ (на эпицентральном 360 м от первого заряда и 450 м от второго заряда); 2 – в СЭВе, в середине его протяженности (на эпицентральном расстоянии 400 и 510 м от первого и второго зарядов); 3 – на бетонной опоре скального откоса над входными порталами водоводов (на эпицентральном расстоянии 480 и 570 м от зарядов); 4 – на фундаменте здания ГЭС (на эпицентральном расстоянии 600 и 690 м от зарядов); 5 – на грунтовой площадке на правом берегу Нарына (на эпицентральном расстоянии 680 и 740 м от зарядов); 6 – на кладбище (на эпицентральном расстоянии 1490 и 1550 м от зарядов); 7 – на восточной окраине поселка Каражигач, у жилых двухэтажных кирпичных домов (на эпицентральном расстоянии 4010 и 4060 м) от зарядов); 8 – на заасфальтированной площадке территории школы (на эпицентральном расстоянии 4810 м от второго заряда)

Составной частью программы работ по осуществлению проекта Камбаратинсого взрыва были комплексные инструментальные наблюдения, которые включали видеорегистрацию развития взрыва, регистрацию сейсмовзрывных волн, наблюдения за сейсмовзрывным действием на сооружения и застройку региона, регистрацию воздушной волны, анализ взрыва как регионального сейсмического события, исследования распространения пыле-газового облака и др. Необходимость мониторинга была обусловлена несколькими причинами. Во-первых, по мощности, он был неординарным промышленным взрывом, сопоставимым по сейсмиче-

скому эффекту с подземными ядерными взрывами и тектоническими землетрясениями. Во-вторых, взрыв проводился в сейсмически активном регионе. Согласно карте сейсмического районирования территории Кыргызстана регион строительства ГЭС относится к 9-ти балльной зоне сейсмичности.

Сейсмовзрывные волны в ближней зоне взрыва

Сейсмическое воздействие массовых взрывов на сооружения и застройку района, примыкающего к месту размещения зарядов, является неизбежной негативной стороной взрывной технологии. При Камбаратинском взрыве область интенсивного воздействия (относимого к рискам сейсмической опасности) охватывала весь комплекс основных и вспомогательных объектов ГЭС. Поэтому основные сооружения ГЭС: строительно-эксплуатационный водосброс (СЭВ), турбинные водоводы, участки затвора и бортов водоприемника, здание ГЭС, расположенные от взрывных камер на расстоянии 430–700 м, являлись объектами сейсмического контроля.

В состав охраняемых объектов, подлежавших сейсмическому контролю, были включены также кладбище пос. Каражигач на расстоянии 1400–1500 м и застройка пос. Каражигач на расстоянии 4–6 км от зарядных камер. Так как сейсмическое действие зависит не только от параметров взрыва, но и от свойств грунтов в основании сооружений и от их инженерно-технического состояния, то определение фактических параметров сейсмического действия на охраняемые сооружения являлось важной задачей мониторинга.

Для решения указанных задач было оборудовано девять пунктов регистрации, расположение которых можно видеть на план-схеме на рис. 1 (круглые значки): Сейсмопункт 9 находился на расстоянии 48,7 км. Это была стационарная сейсмостанция Кыргызской сейсмической сети.

В качестве сейсмоприемников на сейсмопунктах 1, 5, 6 и 7 были установлены акселерометры ОСП-2 с полосой частот регистрации от 0,3 до 100 Гц. На сейсмопунктах 2, 3 и 4 были установлены акселерометры CMG-5T с полосой частот регистрации до 100 Гц, на сейсмопунктах: 8 использовались велосиметры СМ-3КВ с полосой 0,5–40 Гц; 9 – велосиметры STS-2 с полосой 0,1–100 Гц. В каждом сейсмопункте размещалось по три сейсмоприемника. Один их них регистрировал вертикальные колебания, два других – горизонтальные, радиальные и тангенциальные колебания. На сейсмопунктах на левом берегу акселерометры крепились анкерами к существующим бетонным площадкам сооружений, которые были сооружены на выходах скальных грунтов. Все сейсмопункты на правом берегу размещались на наносах мягких грунтов, поэтому в нем были вырыты приямки глубиной около 1 м, дно которых было забетонировано. Затем на бетонной подушке анкерами были закреплены акселерометры. Сигналы с сейсмоприемников поступали на вход АЦП с частотой оцифровки 1 кГц и затем записывались ноутбуками.

Для иллюстрации на рисунках 2–5 приведены акселерограммы вертикальных колебаний, зарегистрированные в сейсмопунктах 1, 6, 7 и 9, и рассчитанные по ним велосиграммы, сейсмограммы колебаний (время на сейсмограммах указано в секундах, ноль времени на рисунках условный). Из рисунков 3–5 видно, что на сейсмограммах зарегистрированы две сейсмовзрывных волны. Интервал времени между вступлениями этих волн составляет 1,7 с, что соответствует интервалу времени между подрывами зарядов. Амплитуда колебаний во второй волне больше, чем в первой, что объясняется различием масс зарядов.

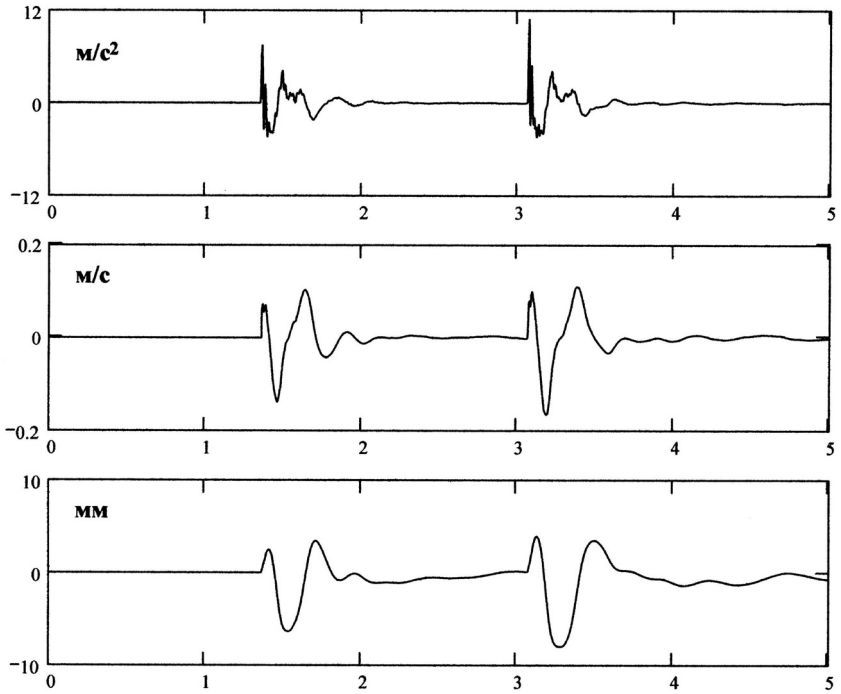


Рис. 2. Акселерограмма, велосиграмма и сейсмограмма на сейсмопункте 1

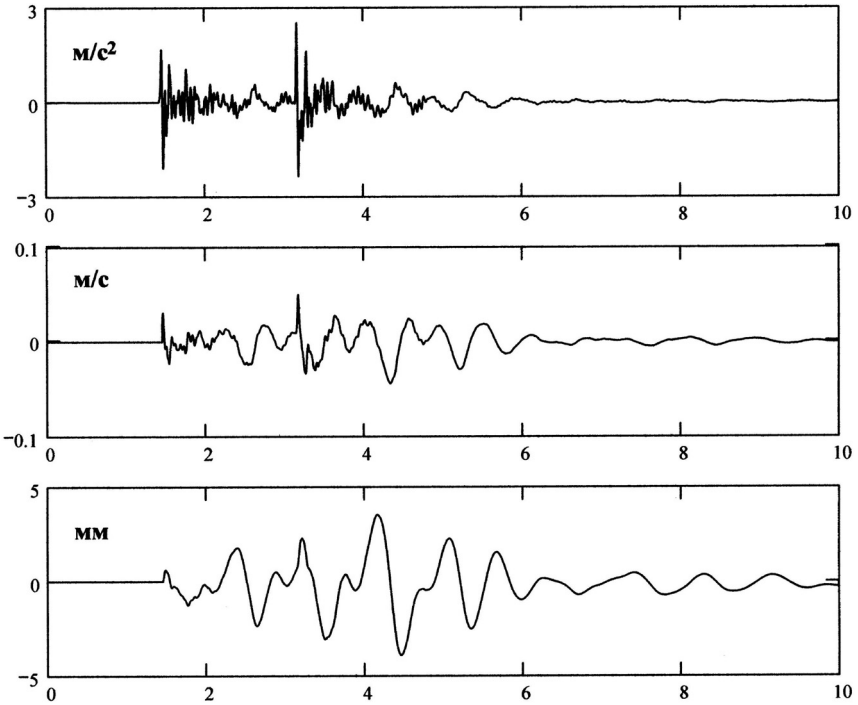


Рис. 3. Акселерограмма, велосиграмма и сейсмограмма на сейсмопункте 6

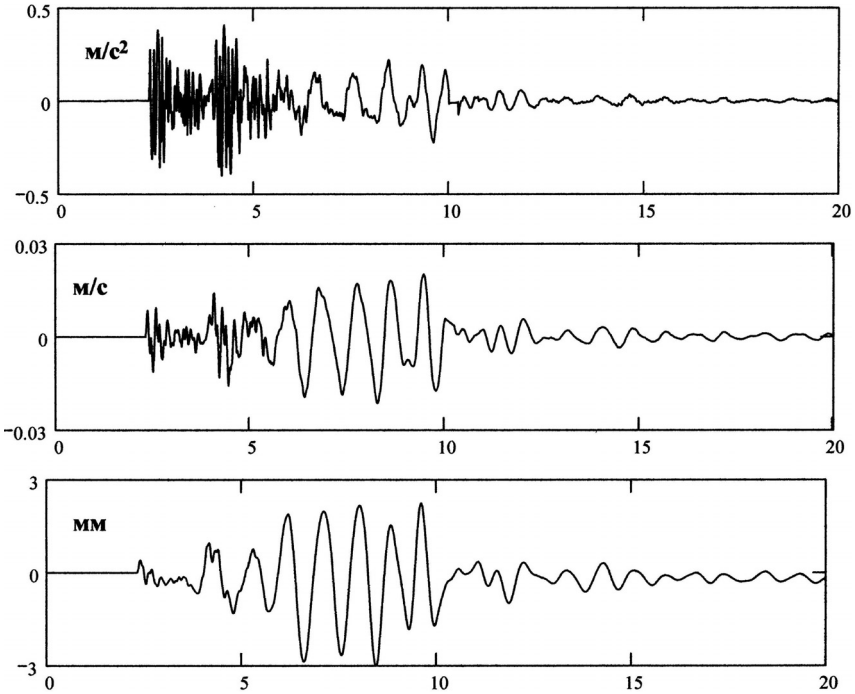


Рис. 4. Акселерограмма, велосиграмма и сейсмограмма на сейсмопункте 7

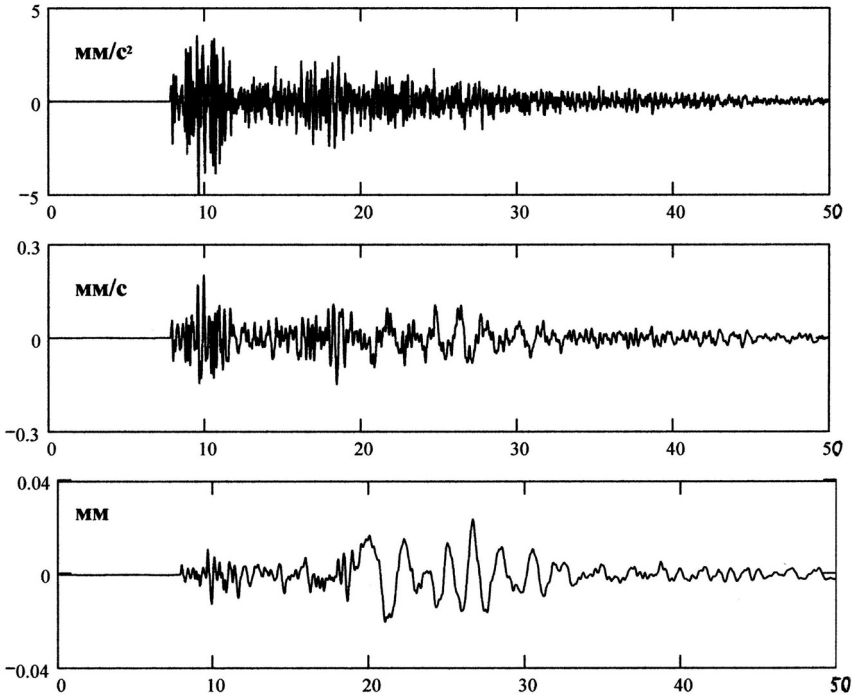


Рис. 5. Акселерограмма, велосиграмма и сейсмограмма на сейсмопункте 9

На сейсмограммах можно выделить продольные, поперечные и поверхностные волны. Из-за их расхождения, связанного с различными скоростями распространения этих волн, продолжительность колебаний увеличивается. Частота колебаний наоборот уменьшается с расстоянием, пройденным волной, что связано с зависимостью затухания от частоты. Спектральный анализ велосиграмм показал, что в сейсмопункте 1 частота колебаний составляет около 2 Гц, а в сейсмопункте 7 – около 1,2 Гц. Отметим, что на расстояниях менее 5 км максимальные ускорения и скорости достигаются в продольных волнах, максимальные смещения приурочены к поверхностной волне.

В качестве обобщения зарегистрированных параметров сейсмовзрывных волн на рисунках 6, 7 и 8 построены зависимости максимальных ускорений, скоростей и смещений от приведенного (по корню кубическому из массы заряда) эпицентрального расстояния. Эти зависимости описываются формулами:

$$A = 100 \cdot \left(\frac{q^{1/3}}{R}\right)^{1,6} \text{ м/с}^2 \qquad (1)$$

$$V = 200 \cdot \left(\frac{q^{1/3}}{R}\right)^{1,6} \text{ см/с} \qquad (2)$$

$$W = 1,5 \cdot \left(\frac{q^{1/3}}{R}\right)^{0,6} \text{ см} \qquad (3)$$

где q – масса зарядов в кг, R – эпицентральное расстояние в м.

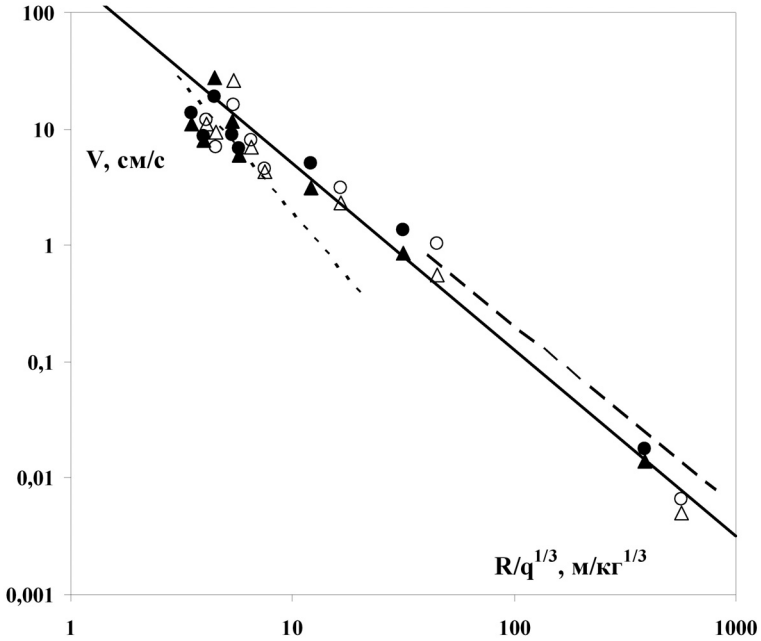


Рис. 6. Зависимость максимального ускорения от приведенного эпицентрального расстояния. Первый заряд (незачерненные значки), второй заряд (зачерненные), вертикальные колебания (кружки), горизонтальные колебания (треугольники)

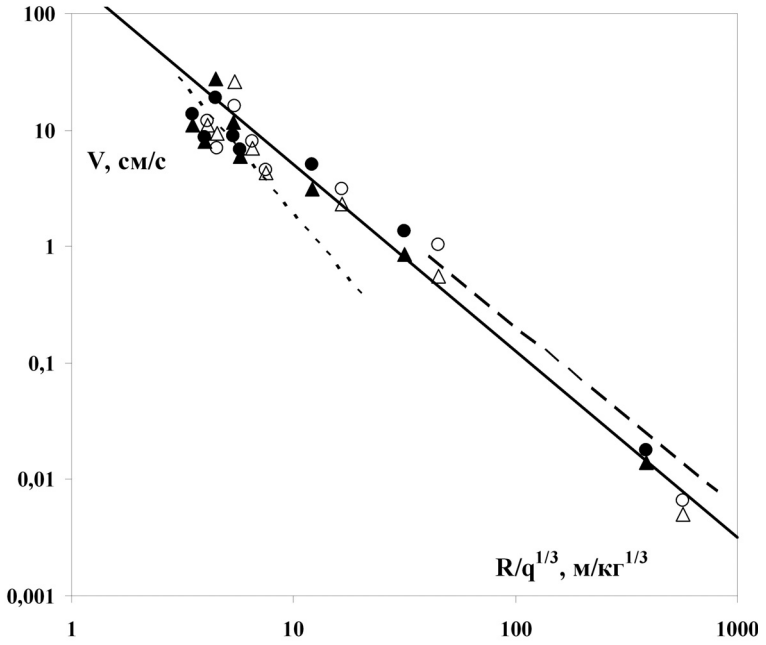


Рис. 7. Зависимость максимальной скорости колебаний от приведенного эпицентрального расстояния. Камбарата (сплошная прямая), р. Уч-Терек (прерывистая линия), р. Бурлыкия (точечная линия).
Обозначения те же, что на рис. 6

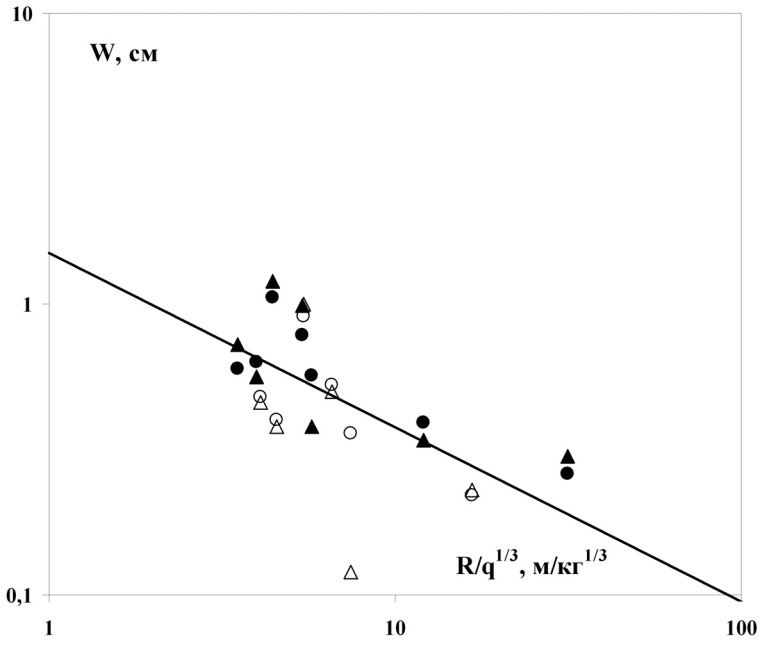


Рис. 8. Зависимость максимальных смещений от приведенного эпицентрального расстояния.
Обозначения те же, что на рис. 6

Однако многочисленные исследования сейсмовзрывных волн от зарядов с массой от нескольких грамм до нескольких тонн показали, что сейсмический эффект лучше характеризовать зависимостью максимальной скорости колебаний от приведенного эпицентрального расстояния [Цейтлин, Смолий, 1981]:

$$V = K \cdot \left(\frac{q^{1/3}}{R} \right)^n \text{ см/с} \qquad (4)$$

Коэффициент K в этой формуле получил название коэффициента сейсмичности. Его величина зависит от физико-механических свойств горной породы (прочности, естественной трещиноватости, влажности и т.д.) и условий взрывания (зажатая среда, число обнаженных поверхностей, качество забойки заряда и т.д.). Для прочных горных пород типа гранита и мрамора коэффициент сейсмичности достигает величины около 400 и более, для слабых песчаников и аллювия 100 и менее [Цейтлин, Смолий, 1981]. Для карьерных короткозамедленных взрывов в кварците коэффициент сейсмичности равен 200 [Гончаров, Куликов, Минеев, Седоченко, 2006]. Степень n определяет затухание волны с расстоянием. Значения n варьируются в нешироких пределах. Для диапазона скоростей колебаний от 10 до 0,01 см/с n имеет значение около 1,5 [Цейтлин, Смолий, 1981]. Из формулы (2) следует, что для Камбаратинского взрыва коэффициент сейсмичности K и степень затухания n близки к аналогичным данным для мелкомасштабных взрывов и короткозамедленных карьерных взрывов.

На рис. 7 также приведены зависимости максимальной скорости колебаний от приведенного эпицентрального расстояния для сопоставимых по мощности крупномасштабных взрывов на р. Уч-Терек мощностью 1623 т (тротиловый эквивалент взрыва) [Куликов, Султанов, 1990] и на р. Бурлыкия мощностью 703 т [Адушкин, Фомичев, Кондратьев и др., 1977]. В целом, можно считать, что амплитуды сейсмовзрывных волн Камбаратинского взрыва близки к амплитудам, зарегистрированным при взрывах на реках Бурлыкия и Уч-Терек. Большего согласия не следует ожидать, так как горные породы, вмещающие заряды при этих взрывах, существенно отличаются. Отметим, что при Камбаратинском взрыве сейсмовзрывные волны были зарегистрированы на большом интервале расстояний и могут быть рекомендованы для прогноза параметров сейсмовзрывных волн при проектировании крупномасштабных взрывов.

Интенсивность сейсмического действия взрыва

Естественно, что сейсмические волны от столь мощного сейсмического источника могли вызвать повреждения промышленных сооружений, жилых и административных зданий, находящихся в регионе производства взрыва. Для определения последствий сейсмического действия взрыва на этих объектах до (за 2–3 дня до взрыва) и после взрыва (через 1–2 дня после взрыва) был проведен инженерный анализ состояния сооружений. Работа выполнялась в соответствии с методикой ЦНИИСК [Методические рекомендации…, 1980].

Расположение объектов инженерного анализа показано на план-схеме региона (рис. 9). В таблице 2 указаны назначение объектов, их этажность, материал, из которого они возведены, тип сооружения (в соответствии с классификацией по шкале MSK-64 [Медведев, 1962]) и эпицентральное расстояние объектов от второго заряда. При выборе этих объектов учитывалась их представительность в общей за-

стройке населенных пунктов региона, различие в конструктивном решении зданий и строительных материалах.

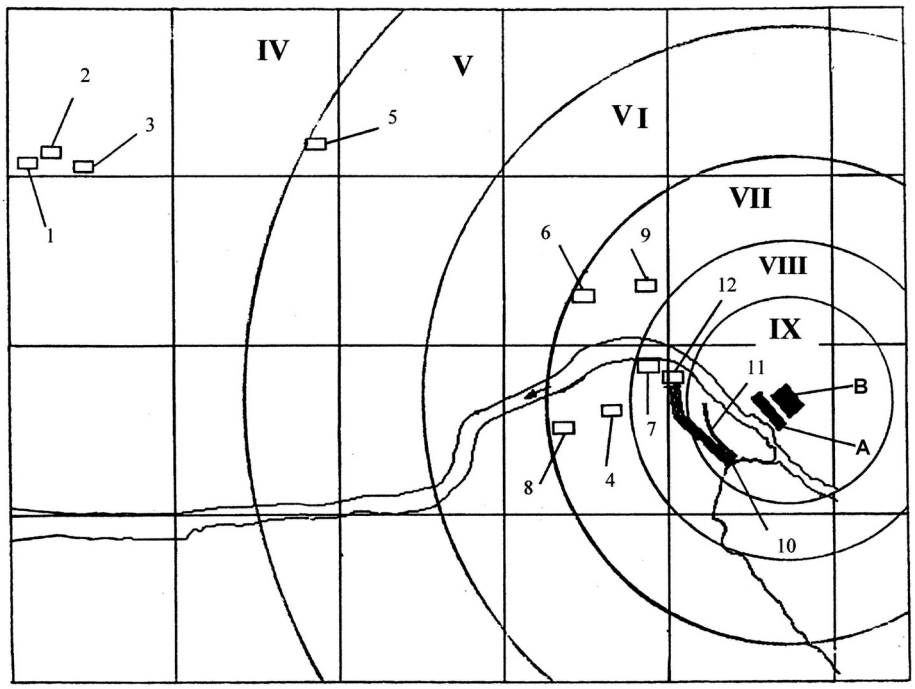


Рис. 9. План-схема региона и зоны различной балльности.
Заряды (зачерненные прямоугольники), объекты (незачерненные прямоугольники), изосейсты – окружности, IV–VIII – баллы

Специально для инженерного анализа на зданиях и сооружениях в местах сопряжения элементов и других проблемных местах конструкции устанавливались гипсовые маяки (рис. 10). Степень повреждения объектов определялась в соответствии с классификацией повреждений согласно сейсмической шкале MSK-64 [Медведев, 1962].

Так как не на всех объектах велась регистрация сейсмических колебаний, амплитуды сейсмических нагрузок на объекты (максимальные ускорения, скорости и смещения) определялись по полученным зависимостям (1)–(3) и их значения приведены в таблице 1. Если теперь сопоставить эти амплитуды с инструментальной частью шкалы MSK-64, то интенсивности колебаний, определенные по ускорениям, скоростям и смещениям, будут отличаться на 2–3 балла. Но в MSK-64 ускорения даны для периодов от 0,1 до 0,5 с, скорости для периодов от 0,5 до 2,0 с, а смещения для маятника с периодом колебаний 0,25 с и логарифмическим декрементом затухания 0,5. Для Камбаратинского взрыва на эпицентральных расстояниях от 400 м до 5 км характерная частота колебаний в сейсмовзрывных волнах изменялась от 2,5 до 1,3 Гц, поэтому интенсивность колебаний была определена по максимальной скорости горизонтальных колебаний объектов. Полученные по скоростям колебаний значения интенсивности на каждом объекте приведены в последнем столбце таблицы 1.

Рис. 10. Объект 4 (столовая Нарынгэсстроя).
Гипсовые маяки (белые полосы)

Таблица 1

Объекты инженерного обследования

№	Назначение объекта	Высота объекта	Материал строения	Тип сооружения	Эпиц. расст., м	Амплитуды горизонтальных колебаний			Балл
						A, м/с^2	*V*, см/с	*W*, мм	
1	Школа	2 этажа	кирпич	Б	4810	0,31	0,61	1,7	IV
2	Медпункт	2 этажа	кирпич и сейсмопояс	Б	4790	0,31	0,62	1,7	IV
3	Жилой дом	1 этаж	глинобитный	А	4512	0,34	0,68	1,8	IV
4	Столовая	1 этаж	кирпич	Б	1060	3,4	6,9	4,2	VII
5	Жилой дом	1 этаж	кирпич/ глинобитный	А	3550	0,5	0,99	2,05	IV
6	Памятник	5 м	кирпич-сырец	А	1450	2,1	4,2	3,5	VII
7	Админ. здание ГЭС	3 этажа	каркас железобетон, заполнитель – кирпич	В	740	6,1	12,2	5,3	VIII
8	Гидромонтаж	1 этаж	кирпич	Б	1315	2,4	4,9	3,7	VII
9	Дом чабана	1 этаж	кирпич	Б	1080	3,3	6,7	4,2	VII
10*	Входной портал СЭВа	–	железобетон	В	450	13,6	27	7,1	IX
11*	СЭВ	–	железобетон	В	510	11	22	6,6	IX
12*	ГЭС	–	железобетон	В	690	6,8	13,7	5,5	VIII

* – особо ответственные сооружения.

В таблице 2 приведены скорости колебаний для каждого балла интенсивности шкалы MSK-64. Для этих скоростей по зависимости (2) для второго более мощного заряда были рассчитаны эпицентральные расстояния *R*, на которых эти скорости достигаются. Полученные значения *R* приведены в таблице 2. Их можно считать радиусами изосейст по инструментальным данным. Эти изосейсты построены на план-схеме региона на рис. 9.

Таблица 2

Параметры сейсмических колебаний при различной интенсивности

Балл	V	VI	VII	VIII	IX	X
Скорость колебаний, см/с	1–2	2,1–4	4,1–8	8,1–16	16,1–32	31,2–64
Радиус изосейсты, км	3,3	2,2	1,46	0,96	0,62	0,4

Из таблицы 1 и рис. 9 видно, что согласно инструментальным данным значительное количество охраняемых производственных объектов оказалось в зонах с интенсивностью колебаний VII, VIII и IX баллов. Массовая застройка поселка Каражигач оказалась в IV балльной зоне действия взрыва.

Приведем ниже результаты инженерного обследования охраняемых объектов. Общественно значимые и жилые объекты 1, 2, 3 находились в IV балльной зоне и там повреждений быть не должно. Это согласуется с результатами инженерного обследования. После взрыва все маяки оказались неповрежденными, дефектов кирпичной кладки стен не обнаружено. На объекте 5, сооружении типа А, интенсивность колебаний по инструментальным данным V баллов и можно было ожидать повреждения 1 степени. Однако инженерное обследование не выявило повреждений. На объекте 6, сооружении типа А, интенсивность колебаний по инструментальным данным VI баллов и можно было ожидать повреждения 2 степени. Однако инженерное обследование не выявило повреждений. На объекте 7, сооружении типа В, интенсивность колебаний по инструментальным данным VIII баллов и можно было ожидать повреждения 2 и даже 3 степени. Однако инженерное обследование не выявило повреждений. На объектах 4, 8 и 9, сооружениях типа Б, интенсивность колебаний по инструментальным данным VII балов и можно было ожидать повреждения 2 степени. Однако инженерное обследование не выявило повреждений.

Особо ответственные сейсмостойкие железобетонные сооружения ГЭС 10, 11 и 12, находились в зоне с интенсивностью колебаний по инструментальным данным VIII баллов. Однако инженерное обследование не выявило повреждений. Сразу после взрыва СЭВ и машинный зал ГЭС были готовы к эксплуатации. Особо выделим объект 11 – СЭВ. Его длина – 300 м, диаметр сечения – 11 м. До настоящего времени инженерная сейсмология не сталкивалась с примерами сейсмического воздействия взрывов на горные выработки столь большого сечения.

Таким образом, обследование объектов показало, что интенсивность сейсмического действия, определенная по инструментальным данным, явно завышена. Отсутствие повреждений в объектах 1–12 означает, что при одинаковых амплитудах сейсмических волн интенсивность сейсмического действия Камбаратинского взрыва на сооружения на один-два балла ниже, чем землетрясений.

Менее сильное сейсмическое действие взрывов по сравнению с землетрясениями отмечалось и ранее. Сравнение сейсмического действия горных взрывов и зем-

летрясений на массовую застройку привело С.В. Медведева к созданию сейсмической шкалы для промышленных взрывов, в которой при одинаковой балльности амплитуды сейсмической волны в 1,5 раза выше, чем в шкале для землетрясений [Медведев, 1964]. Этому соответствует понижение балльности воздействия взрывов на 0,5 балла. Эту корректировку шкалы С.В. Медведев объяснял тем, что спектр сейсмовзрывных волн более высокочастотный, чем спектр сейсмических волн землетрясений. Но в случае Камбаратинского взрыва в спектре сейсмовзрывной волны доминируют частоты от 1 до 2,5 Гц, то есть практически такие же, как в сейсмических волнах от землетрясений. Поэтому отсутствие повреждений в сооружениях в регионе ГЭС, по-видимому, связано с другой особенностью сейсмовзрывной волны – с существенно меньшей продолжительностью колебаний. Как видно из сейсмограмм на рисунках 2–5, продолжительность колебаний в сейсмовзрывной волне на охраняемых объектах составляла несколько секунд, то есть на 1-2 порядка меньше продолжительности колебаний при землетрясениях.

Заключение

Эмпирические коэффициент сейсмичности и степень затухания для Камбаратинского взрыва близки по значениям к аналогичным параметрам для мелкомасштабных и короткозамедленных взрывов.

Интенсивность сейсмического действия Камбаратинского взрыва на особо ответственные сооружения ГЭС, определенная по скорости колебаний, составляла VIII баллов, что на один балл меньше, чем это возможно в этом регионе при землетрясениях (согласно карте сейсмического районирования для Кыргызстана).

При Камбаратинском взрыве была обеспечена сейсмическая безопасность всех охраняемых сооружений ГЭС и региона. Реальная интенсивность колебаний была меньше, чем определенная по скоростям колебаний. Это объясняется незначительной продолжительностью колебаний (несколько секунд) в сейсмовзрывной волне.

Литература

Цейтлин Я.И., Смолий Н.И. Сейсмические и ударные воздушные волны промышленных взрывов. Недра, 1981. 192 с.

Гончаров А.И., Куликов В.И., Минеев В.И., Седоченко В.В. Сейсмическое действие массовых взрывов на подземных и открытых работах // Динамические процессы во взаимодействующих геосферах: Сб. научн тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2006, с. 22–33.

Куликов В.И., Султанов Д.Д. Сейсмическое действие взрыва на р. Уч-Терек // Энергетическое строительство, 1990, № 6, с. 21–24.

Адушкин В.В., Фомичев А.Г., Кондратьев С.В. и др. Инструментальные наблюдения механического и сейсмического действия взрыва на р. Бурлыкия // Гидротехническое строительство, 1977, № 5, с. 32–35.

Методические рекомендации по инженерному анализу последствий землетрясений. Изд. ЦНИИСК им. В.А. Кучеренко, 1980, 76 с.

Медведев С.В. Инженерная сейсмология. Стройиздат. 1962.

Медведев С.В. Сейсмика горных взрывов. Недра. 1964.

УДК 550.311.550.34

ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ В СЕВЕРНОЙ ФЕННОСКАНДИИ ПО ДАННЫМ ПРОЕКТА POLENET/LAPNET

Е.Г. Козловская[1], О.А. Усольцева[2] и рабочая группа POLENET/LAPNET

[1] Соданкульская Геофизическая обсерватория университета, г. Оулу, Финляндия
[2] Институт динамики геосфер РАН, Москва

Определены новые параметры гипоцентров землетрясений, произошедших в Северной Фенноскандии. Обрабатывались события, зарегистрированные сейсмическими станциями проекта POLENET/LAPNET в период с 2007 по 2009 года. Расчеты проводились параллельно по программе Hypoellipse и методом сеточного поиска. В результате землетрясения были разбиты на 4 группы: события с неустойчивой локацией, поверхностные землетрясения, глубинные землетрясения и возможные взрывы. Для землетрясений ошибка определения глубины менее 6,5 км, среднеквадратичная невязка менее 0,5 с. Глубокие события расположены в вытянутой с севера на юг области, которая относится к древней Ботниа-балтийской мегазоне.

Введение

В настоящей работе проведены сейсмологические исследования северной части Балтийского (Фенноскандинавского) щита, который является одним из структурных элементов Восточно-Европейской платформы (ВЕП). С юга и юго-востока его ограничивает Русская плита, которая также является структурным элементом ВЕП, а на северо-западе он граничит со складчатыми сооружениями палеозойской горной цепи Скандинавии (каледонидами). В четвертичное время Балтийский щит был одним из крупнейших центров оледенения Евразии. Как известно, с течением времени ледник разрушал слагающее его ложе, горные породы и обломки осадочного чехла выносились за пределы континента, обнажая массивно-кристаллические коренные породы. Балтийский щит с конца среднего протерозоя испытывает тенденцию к поднятию, что как принято считать определяет его слабую сейсмичность [Николаев, 1988].

По географическому местоположению Балтийский щит занимает юго-восточную половину Скандинавского полуострова, Кольский полуостров, Карелию и включает в себя несколько крупнейших тектонических блоков: архейский на севере (возраст более 2000 млн лет), свекофеннский в центральной и юго-западной частях (возраст 1750–2000 млн лет) и свеко-норвежский на юго-западе (возраст 1000–1200 млн лет) [Abramovitz et al., 2002].

Ранее методом глубинного сейсмического зондирования на изучаемой территории проводились исследования по профилям BALTIC, SVEKA’81, SVEKA’91,

FENNIA, BABEL, POLAR, HUKKA [Janik et al., 2009], FENNOLORA [Guggisberg, 1991]. Установлено, что в центральной части Балтийского щита толщина коры изменяется от 42 до 65 км, а также в коре отмечаются горизонтальные скоростные неоднородности. По профилям POLAR, HUKKA в разных районах северной части Балтийского щита выявлены зоны пониженных скоростей на глубинах 5–12 и 15–25 км.

В целях изучения трехмерной структуры литосферы под центральной частью Балтийского щита в 1998–1999 годах проводился сейсмологический проект SVEKALAPKO. Непрерывная сейсмическая запись велась на 143 сейсмических станциях, из них – 15 постоянных, остальные – временные. Для временной установки использовалось 88 короткопериодных и 40 широкополосных приборов.

В рамках проекта SVEKALAPKO были получены важные результаты, показавшие наличие высокоскоростной аномалии под центральной частью Южной Финляндии (до глубин порядка 400 км) и отсутствие астеносферного слоя [Sandoval, 2003]. Для изучения литосферы в северной части Балтийского щита в 2007–2009 годах проведен сейсмологический проект POLENET/LAPNET. Накопленная в ходе работы проекта POLENET/LAPNET сейсмическая информация используется в настоящем исследовании для анализа локальных землетрясений.

До проведения проекта POLENET/LAPNET определение глубин землетрясений в Северной Фенноскандии с точностью менее 10 км было затруднено из-за плохого покрытия территории сейсмическими станциями. В финском каталоге встречаются события из данного района, для которых глубина задается фиксированной, а не определяется вместе с координатами и временем в очаге. Как отмечено в работе [Асминг, 2004] существующая российская сеть сейсмических станций в Карелии и на Кольском полуострове вообще не позволяет установить является землетрясение глубинным (глубина более 20 км) или поверхностным (глубина от 1 до 20 км), поэтому в отечественных каталогах приводятся только географические координаты событий для российской части Балтийского щита.

Данные

Северная часть Балтийского щита – это территория слабой сейсмической активности. Обычно в этом районе происходят землетрясения с локальной магнитудой не более 3. Как видно из рис. 1, на изучаемой территории с мая 2007 по май 2009 гг. произошло 9174 взрыва и 234 землетрясения. Информация получена из Хельсинского сейсмологического каталога HEL (http://www.seismo.helsinki.fi), который является наиболее точным для данного района по сравнению с Упсалинским (Швеция) и Бергенским (Норвегия). Судя по количеству взрывов и землетрясений, произошедших за один и тот же временной интервал, на севере Балтийского щита события техногенного происхождения случаются приблизительно в 40 раз чаще землетрясений, что затрудняет выделение сейсмоактивных разломов, но помогает при тестировании алгоритмов локации. Согласно HEL в 2007 году (с мая по декабрь) произошло 21 землетрясение, в 2008 году 21 естественное событие и в 2009 (с января по май) 14 событий. Локальные магнитуды ML землетрясений изменяются от 0,4 до 2,2. По глубине события распределяются следующим образом: 16 событий имеют глубину от 1 до 5 км, 33 события – от 5 до 15 км, 7 событий – от 15 до 33,5 км.

В рамках проекта POLENET/LAPNET в 2007 году в Северной Фенноскандии установлено 37 временных широкополосных трехкомпонентных сейсмических

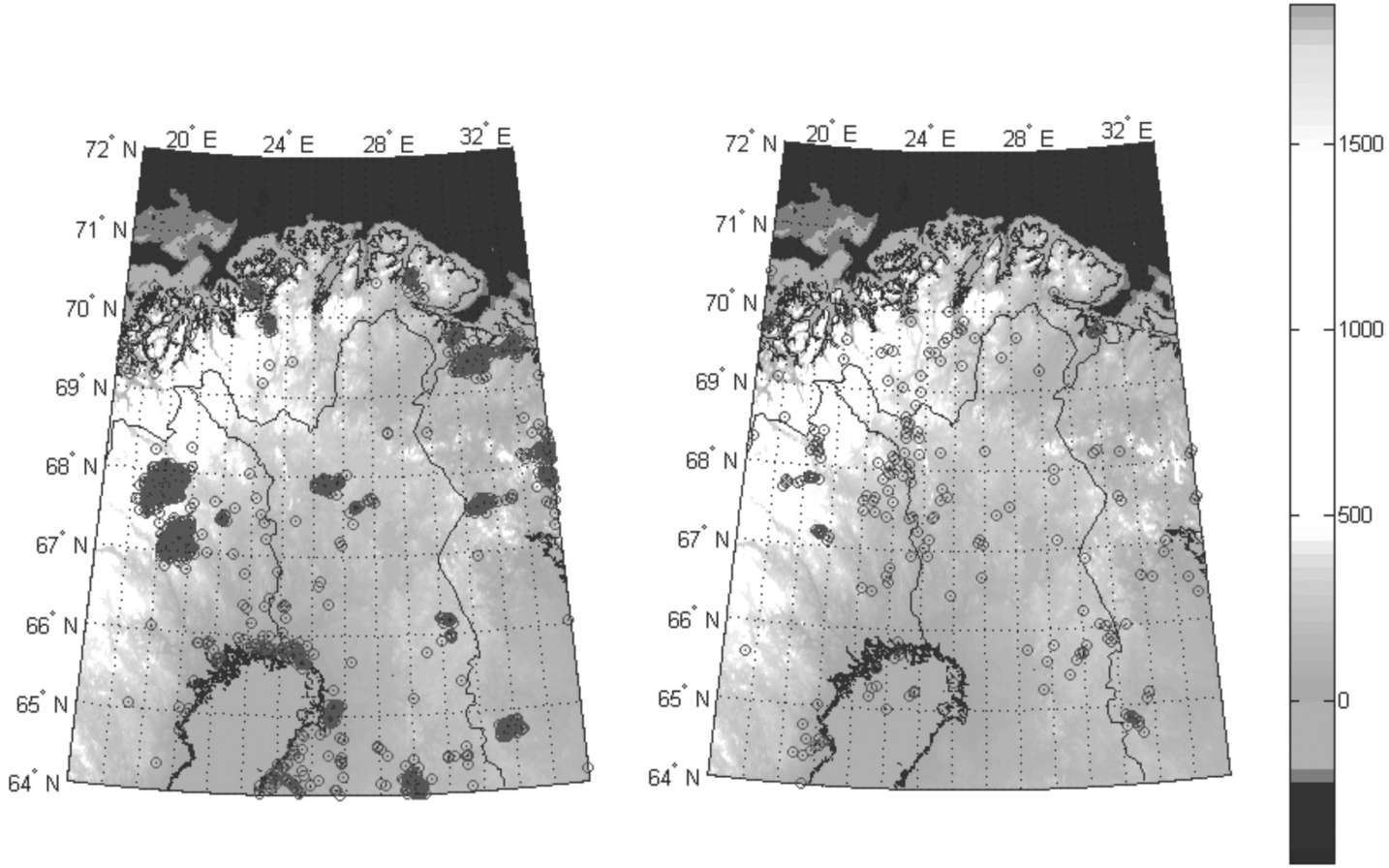


Рис. 1. Карта сейсмических событий в Северной Фенноскандии с мая 2007 по май 2009 гг.
Слева – 9174 взрыва, справа – 234 землетрясения

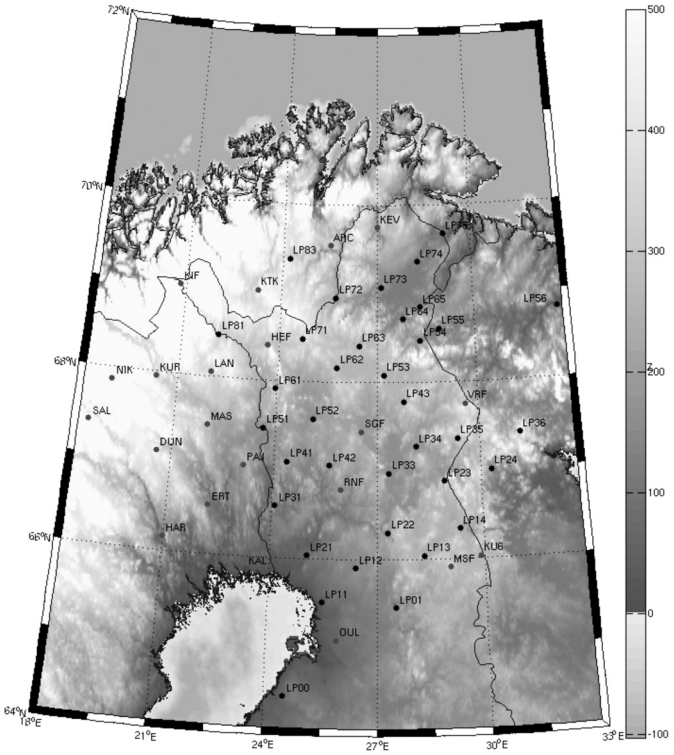


Рис. 2. Карта 58-и станций проекта POLENET/LAPNET

станций, которые вели непрерывную регистрацию до середины 2009 года. Также в непрерывном режиме работали 21 постоянная станция. Карта станций представлена на рис. 2. Регистрация велась по большей части сейсмометрами STS и STS-2. Данные сохранялись в формате mseed. Обработка проводилась с помощью программы Seismic Handler [Stammler, 1993].

В данной работе детальные исследования параметров гипоцентров проведены для района реки Торнио и сопредельных территорий (22–26° в.д. и 66–69° с.ш.). Внутри этой области расположено несколько сейсмических станций проекта POLENET/LAPNET. Также сейсмические станции достаточно равномерно окружают исследуемый район по периметру. Имеющаяся база данных состоит из времен прихода волны P от 56 событий на 3 и более, до 22 станций. Примеры сейсмограмм событий из данной области представлены на рис. 3. Проведена фильтрация с помощью полосового фильтра Butterworth 4-го порядка в диапазоне 1–15 Гц. Из рис. 3 видно, что вступления волны P выделяются достаточно отчетливо после фильтрации для землетрясений с ML > 1,6 на эпицентральных расстояниях Δ до 120 км и для поверхностных (глубина до 20 км) и для глубинных (глубина более 20 км) событий. Точность определения времени вступления для таких записей, как правило, менее 0,2 сек. Соответственно, при уменьшении локальной магнитуды события уменьшается и диапазон Δ, на которых первая фаза видна отчетливо. Для большинства сейсмограмм на рис. 3 амплитуда волны S (A_S) в несколько раз превосходит амплитуду волны P (A_P). Эта же особенность отношения A_S к A_P отмечалась в [Пасечник, 1970] для взрывов. Однако для события на глубине 4,7 км (рис. 3,d) для всех Δ A_S сравнима с A_P на Z компоненте. Для глубинного события (рис. 3,a) A_S сравнима с A_P на Z компоненте при Δ = 116 км.

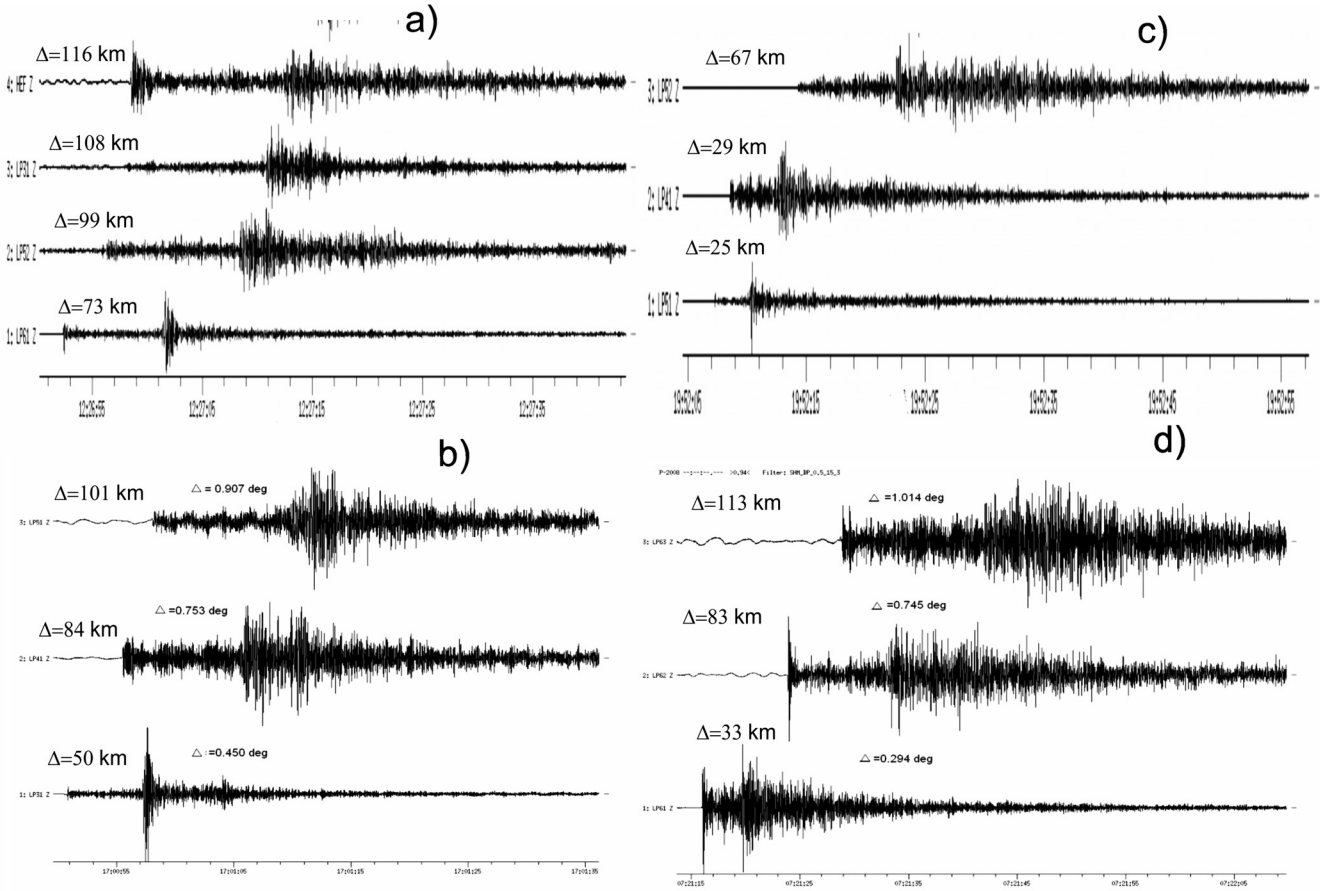


Рис. 3. Отфильтрованные волновые формы землетрясений (*Z*-компонента) на разных Δ (*a*) 2007.10.03 12:26:41 ML = 1,6 (HEL), глубина *d* = 27,4 км; (*b*) 2008.11.09 17:00:41 ML = 2,0 (HEL), *d* = 23,0 км; (c) 2008.01.19 19:52:03 ML = 2,2 (HEL), *d* = 10,4 км; (*d*) 2008.09.13 07:21:00 ML = 1,9 (HEL), *d* = 4,7 км

Расчеты с использованием одномерной скоростной модели

При определении параметров гипоцентров в качестве начальной одномерной скоростной модели использовалась модель, полученная по данным профиля HUKKA [Janik, 2009] и представленная в таблице 1.

Таблица 1

Одномерная скоростная модель для Северной Фенноскандии из [Janik, 2009]

Глубина, км	0,0–1,3	1,3–18,0	18–37	37–40	40–44	44–50	более 50
Vp, км/с	6,2	6,3	6,6	7,15	7,4	8,03	8,4

Модель состоит из 6 слоев в коре и 2 в верхней мантии. Самый верхний слой имеет толщину 1,3 км, остальные более 3 км. Рассчитаны траектории лучей, по которым время пробега минимально для поверхностного и глубинного землетрясений и данной скоростной модели (рис. 4). Если землетрясение неглубокое, то при $\Delta < 200$ км минимальной является прямая сейсмическая волна и угол выхода луча всегда меньше 90 градусов. Для глубоких землетрясений при малых Δ минимальное время соответствует прямой волне, а при больших Δ минимальное время соответствует волне, преломленной на верхней границе мантии. Для поверхностных землетрясений при $\Delta > 100$ км не всегда удается определить время вступления первой продольной волны правильно, из-за присутствия преломленных волн. Для землетрясений на глубине около 20 км преломленные волны в верхних слоях коры отсутствуют. Волна, преломленная на границе кора-мантия, выходит на поверхность при $\Delta > 100$ км, а становится первой при $\Delta = 180$ км. Следовательно, ошибки с неправильным снятием фаз возникают обычно для глубоких событий при $\Delta > 180$ км. После изучения траекторий сейсмических лучей сделан вывод, что времена прихода первой P волны от поверхностных землетрясений на $\Delta < 200$ км несут информацию только о скоростном строении верхней части коры, а от глубинных – о скоростях в коре и верхней мантии.

В ходе работы построены редуцированные годографы (скорость редукции 8 км/с) для 56 событий из района реки Торнио и одномерной модели из таблицы 1. На эти годографы наложены времена прихода P волн, определенные по сейсмограммам. Примеры таких графиков с наложенными на них экспериментальными точками представлены на рис. 4 вверху. Сопоставление измеренных и рассчитанных времен прихода волны P дает хорошее соответствие модели из таблицы 1 и экспериментальных данных. Однако наблюдаются случайные выбросы порядка 0,5 сек (под выбросом подразумевается разница между теоретическим и измеренным значениями времени, невязка), значительно превышающие среднюю точность определения времени вступления (0,1 сек). Эта невязка может свидетельствовать о наличии горизонтальных скоростных неоднородностей в данном районе.

Определение параметров гипоцентров землетрясений

Вычисление координат, глубины и времени в источнике землетрясений по измеренным временам проводилось с помощью программы Hypoellipse [Lahr, 1986]

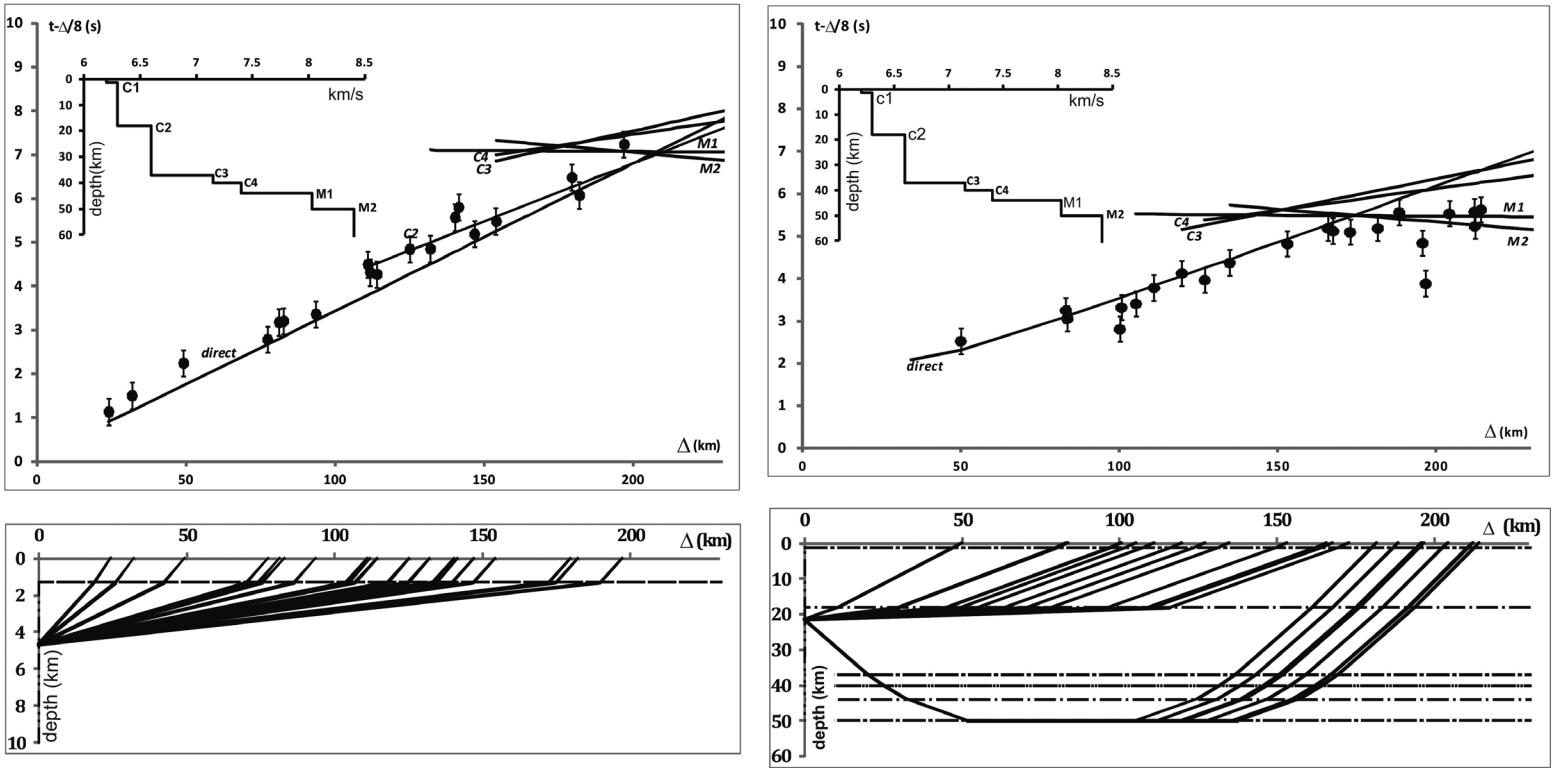


Рис. 4. Вверху – теоретические редуцированные на 8 км/с годографы для прямой и преломленных P волн и экспериментальные данные. Внизу – траектории сейсмических лучей P волн, для которых время пробега минимально. Слева – для поверхностного (глубина до 20 км) землетрясения, справа для глубинного (глубина более 20 км)

с использованием скоростной модели, представленной в таблице 1. Hypoellipse – это итерационный метод, в котором минимизируется среднеквадратичная невязка между измеренным и теоретическим временами пробега с помощью решения переопределенной системы линейных уравнений.

Другой используемый метод для определения параметров гипоцентров – это метод сеточного поиска [Nelson, Vidale, 1990], обозначим его МСП. В этом методе осуществляется поиск глобального минимума среднеквадратичной невязки среди всех точек сетки. При расчетах этим методом исследуемая область была разбита на 800*800*60 ячеек (длина шага сетки 1 км). Расчет времени прихода первой *P* волны в каждую точку сетки выполнялся методом конечных разностей [Podvin, Lecomte, 1991]. Этот метод применялся для повышения устойчивости процедуры определения параметров гипоцентров.

В качестве тестового события использовались взрывы на карьере Хуккавара, координаты которого известны с высокой точностью (67.9° с.ш., 25.8° в.д.). Результаты тестирования представлены в таблице 2. В таблице не приводятся определенные широта и долгота, так как они совпадают до одного знака после запятой с реальными координатами. Различия в определении времени в источнике равно 0,2–0,4 секунды. Определенные глубины близки к нулю. Итоговая среднеквадратичная невязка менее 0,5 секунд и по первому и по второму методу.

Таблица 2

Результаты локации на карьере Хуккавара с использованием Hypoellipse и МСП

ГГММДД	чч:мм	Гл (км)1/2	RMS1(с)	RMS2 (с)	Gap(град)	Кол. ст	r_{min} (км)	r_{max} (км)
080824	12:30	0,0/0,5	0,27	0,32	47	18	58	268
080829	11:00	0,0/0,5	0,33	0,35	47	19	25	179
070816	08: 00	0,1/0,5	0,48	0,29	117	7	59	208

Примечание: Hypoellipse (индекс 1) и МСП (индекс 2). Гл1/2 – глубина по Hypoellipse/по МСП, RMS1 – конечная среднеквадратичная невязка по Hypoellipse, RMS2 – то же по МСП, Gap – минимальный угол между направлениями на две соседние станции, Кол. ст. – количество станций POLENET/LAPNET, используемых при локации, r_{min} – расстояние до самой близкой станции, r_{max} – до самой далекой.

Результаты расчетов для района реки Торнио представлены в таблице 3. Из 56 событий, которые входили в базу данных времен пробега только 33 – зарегистрированы более чем на 6 станциях. После обработки события разбиты на 4 группы: 1 группа – это события с неустойчивой локацией, 2, 3 и 4 группы – это события с устойчивой локацией. Ко второй группе относятся глубинные землетрясения, к третьей – поверхностные землетрясения, а к четвертой – возможные взрывы. Неустойчивыми к локации названы события, для которых параметры ошибки (g_er или v_er) превышают 8 км или разброс по глубине в результате расчета разными методами более 8 км. Диапазон глубин для глубоких землетрясений составляет 21–38 км (слой 3 из табл. 1), для неглубоких землетрясений 0,5–17 км (слой 2 из табл. 1), для данного района не отмечены землетрясения в слое толщиной 4 км с верхней границей на 17 км. Возможными взрывами названы события, лоцированные очень близко к поверхности (на глубине менее 1 км).

Таблица 3

Результаты локации землетрясений в районе реки Торнио с использованием Hypoellipse и МСП

ГГММДД	чч:мм	сек1/сек2	шир ^{0}N ½	долг ^{0}E ½	Гл. (км)1/2	RMS(c)1	RMS(c)2	Gap (гр)	Кол ст.	g_er (км)	v_er (км)	r_{min} (км)	r_{max} (км)
События с неустойчивой локацией													
070920	20:38	40.0/39.6	67.89/67.88	22.66/22.69	13.6/ 1.5	0.39	0.23	174	10	1.4	1.4	53.3	230.8
071013	15:29	2.7/ 2.5	67.69/67.69	24.76/24.79	1.1/ 8.5	0.24	0.20	64	15	0.4	33.3	18.8	205.1
071128	4:39	41.8/41.7	67.39/67.40	24.29/24.33	8.2/0.5	0.15	0.13	160	12	2.1	16.1	33.7	154.9
71128	4:14	44.6/44.6	67.39/67.39	24.31/24.35	3.2/0.5	0.23	0.20	159	12	0.8	17.1	33.5	154.2
071207	20:38	48.6/48.5	67.10/67.11	25.78/25.81	7.3/10.5	0.16	0.17	64	15	0.5	12.6	49.9	218.3
080830	4:48	49.4/49.1	67.73/67.73	22.77/22.79	9.7/14.5	0.19	0.19	75	15	2	8.4	44.4	191.7
081206	5:32	29.8/29.7	68.09/68.11	23.49/23.57	12.8/21.5	0.35	0.39	179	11	3.3	3.5	27	183.1
081023	18:41	9.8/ 9.2	67.64/67.65	22.17/22.15	3.8/12.5	0.37	0.23	56	14	0.7	28.9	46	202.3
090425	10:32	45.7/45.2	68.54/68.54	23.33/23.38	4.7/16.5	0.17	0.22	92	13	0.9	9.1	20	193.3
090504	22:45	44.7/44.6	67.40/67.42	23.52/23.53	0.0/0.5	0.27	0.19	45	16	1.4	10.1	7.8	197.9
События с устойчивой локацией													
Глубинные события (глубина более 20 км)													
071003	12:26	40.2/40.3	67.44/67.46	22.86/22.93	28.4/29.5	0.14	0.18	195	10	0.7	0.7	69.7	206
080326	10:55	36.5/36.7	66.70/66.71	22.89/22.97	28.9/27.5	0.28	0.18	232	12	2.8	2.3	54.4	203.8
080922	14:30	8.3/ 7.9	67.86/67.87	23.53/23.57	26.0/27.5	0.21	0.32	63	19	0.6	1.2	18	189.4
081109	17:00	41.8/41.8	66.59/66.59	22.96/22.98	21.9/22.5	0.31	0.34	75	22	0.3	0.4	50.2	215
090129	22:20	35.4/34.9	69.01/69.04	23.79/23.77	33.1/37.5	0.28	0.37	109	21	0.4	0.3	22	233
090312	22:42	34.9/34.8	67.39/67.38	23.59/23.60	30.0/31.5	0.2	0.15	94	11	0.7	1.1	8.2	136.4

Окончание таблицы 3

ГГММДД	чч:мм	сек1/сек2	шир ^{0}N ½	долг ^{0}E ½	Гл. (км)1/2	RMS(c)1	RMS(c)2	Gap (гр)	Кол ст.	g_er (км)	v_er (км)	r_{min} (км)	r_{max} (км)
Поверхностные события (глубина менее 20 км)													
070702	3:04	10.1/ 9.9	68.04/68.05	22.85/22.88	11.0/14.5	0.25	0.22	172	8	1.5	1.5	47.6	208.6
070716	22:43	0.4/-0.1	68.49/68.52	23.72/23.75	9.6/11.5	0.1	0.15	105	7	0.5	1	10	192.1
070917	1:50	41.4/41.0	68.41/68.42	23.29/23.31	12.2/16.5	0.19	0.28	108	11	0.4	0.6	15.5	199.9
080119	19:52	3.1/ 3.1	67.25/67.26	23.78/23.85	13.0/13.5	0.19	0.17	160	22	0.4	0.5	23.5	235
080420	18:31	18.8/18.9	66.92/66.93	23.62/23.65	15.5/14.5	0.14	0.10	210	9	0.9	2.7	38.6	166.1
080531	7:17	30.1/30.1	67.03/67.03	24.08/24.12	6.5/ 8.5	0.36	0.38	174	9	0.5	1.9	14.6	154.5
080607	11:33	22.4/21.8	68.83/68.85	23.66/23.68	5.6/12.5	0.16	0.41	59	14	1.3	4.2	26.4	218.5
080719	19:11	19.0/18.7	67.95/67.97	22.79/22.81	7.4/ 8.5	0.32	0.30	80	19	0.4	0.8	35.1	234.4
080913	7:21	10.7/10.3	68.20/68.21	23.79/23.78	9.8/13.5	0.15	0.29	47	21	0.4	1.5	23.5	202.1
090120	11:32	20.5/20.3	67.54/67.54	22.14/22.18	7.8/ 7.5	0.21	0.14	117	11	1.6	2.2	11	197.8
090207	9:39	8.2/ 8.0	67.39/67.39	23.51/23.53	7.2/10.5	0.14	0.13	81	10	1.3	1.5	8.9	180.8
090215	:38	55.0/55.0	67.67/67.68	22.41/22.47	3.5/ 3.5	0.34	0.31	63	15	0.4	1	29	214.6
090401	23:51	46.4/46.1	67.09/67.10	25.78/25.78	2.0/0.5	0.22	0.24	64	13	0.3	3.9	8.7	171.6
090505	18:22	14.4/14.2	67.93/67.94	23.26/23.27	8.2/13.5	0.21	0.28	54	17	0.9	2	28.4	200.8
Возможно взрывы													
071112	3:37	31.2/31.2	66.67/66.68	25.86/25.86	0.0/0.5	0.27	0.24	56	15	0.8	6.5	8.9	195.6
080212	3:41	11.8/11.9	66.93/66.93	24.08/24.15	0.0/0.5	0.28	0.23	156	18	0.5	2.7	22.2	234.6
090411	3:23	16.5/16.2	67.14/67.14	25.84/25.85	0.0/0.5	0.25	0.28	60	18	0.2	3.8	13.4	202.8

П р и м е ч а н и е: Hypoellipse (индекс 1) и МСП (индекс 2). Гл1/2, RMS1, RMS2, Gap, Кол. ст, r_{min}, r_{max} – те же, что и в Таблице 2. Шир1/2 и долг 1/2 – широта и долгота, определенные по Hypoellipse/по МСП, Характеристики ошибки расчетов: g_er – половина максимальной горизонтальной оси эллипсоида устойчивости, v_er – половина вертикальной оси эллипсоида устойчивости.

Результаты

Впервые проведено изучение локальных событий на Балтийском щите по данным проекта POLENET/LAPNET. Точность определения координат ~3,5 км, глубины менее 6,5 км, среднеквадратичная невязка менее 0,5 с. Шесть событий произошли на глубине более 20 км. Эти события расположены в вытянутой с севера на юг области, которая относится к древней Ботниа-балтийской мегазоне [Berthelsen and Marker, 1986]. Этот факт, возможно, говорит о возобновлении активности древней структуры, хотя механизм и время такой реактивации пока не полностью изучены. Отсутствие землетрясений на глубинах 17–21 км предположительно является доказательством того, что в коре существует сейсмоспокойный слой, выше которого происходят землетрясения, вызванные одним механизмом, например, послеледниковым поднятием, а ниже обусловленные другим, например реактивацией Ботниа-балтийской мегазоны. Согласно табл. 1 на глубине 18 км происходит скачок скорости со значения 6,3 км до значения 6,6 км. Смена упомянутого выше характера сейсмической активности, возможно, приурочена к этому скачку скорости.

Успешно опробована процедура выявления событий с устойчивой локацией в районе с большим количеством станций, распределенных достаточно равномерно по всем направлениям. На следующем шаге планируется проведение локации в областях с меньшим количеством станций, распределенных неравномерно, например в Финско-карельской пограничной зоне или в Ботническом заливе.

Выражаем благодарность рабочей группе POLENET/LAPNET, в состав которой входят *Елена Козловская* (Соданкульская Геофизическая обсерватория университета (СГО) г. Оулу, Финляндия), *Хелле Педерсон* (Университет Гренобля (УГ), Франция), *Ярослава Пломерова* (Геофизический институт Чешской Академии наук (ГИ ЧАН), Прага, Чешская республика), *Улрих Ахауер* (Университет Страсбурга, Франция), *Эдуард Кислинг* (Институт Геофизики ETH, Цюрих, Швейцария), *Ирина Санина* (Институт динамики геосфер РАН (ИДГ РАН), Москва, Россия), *Теппо Ямсен* (СГО), *Ханна Силвеноинен* (СГО), *Катерина Пекуегнат* (УГ), *Риита Хурскаинен* (СГО), *Роберт Гуигуетt* (УГ), *Хелмут Хаусманн* (Институт геодезии и геофизики, Венский технологический университет (ИГГ ВТУ), Австрия), *Петр Жедлика* (ГИ ЧАН), *Игорь Алешин* (Геофизический центр РАН, Институт физики Земли им. Шмидта РАН), *Екатерина Боурова* (УГ), *Рейнир Бодварсон* (Шведская Национальная сейсмологическая сеть (ШНСС), Университет Упсала, Швеция), *Эвалд Брукл* (ИГГ ВТУ), *Тюна Экен* (ГИ ЧАН), *Пекка Хеиккинен* (Институт сейсмологии Университета Хельсинки (ИСХ), Финляндия), *Григорий Хоусеман* (Университет Лида, Объединенное королевство), *Хельге Джонсен* (Институт физики твердой Земли, Университет Бергена, Норвегия), *Елена Кременецкая* (Кольский региональный сейсмологический центр РАН, Россия), *Кари Комминахо* (ИСХ), *Хелена Мунзарова* (ГИ ЧАН), *Роланд Робертс* (ШНСС), *Бохуслав Рузек* (ГИ ЧАН), *Хосейн Шомали* (ШНСС), *Йоханес Швеитзер* (NORSAR, Норвегия), *Артем Шаумян* (ИДГ РАН), *Людек Вексей* (ГИ ЧАН), *Сергей Волосов* (ИДГ РАН).

The POLENET/LAPNET проект – это один из проектов в рамках Международного полярного года 2007–2009 и один из проектов консорциума POLENET. Сейсмологическое оборудование для временных станций было предоставлено несколькими исследовательскими институтами Европы: Университетами Гренобля и Страсбурга, Франция; Геофизическим Институтом Чешской Академии Наук; Соданкульской Геофизической обсерваторией, Финляндия; Институтом динамики геосфер РАН,

Россия; Институтом геодезии и геофизики Венского технологического университета, Австрия; ETZ Цюрих, Швейцария; Университетом Лида, Соединенное Королевство. Проект был поддержан Академией Наук Финляндии (грант No. 122762), Университетом Оулу (Финляндия), BEGDY program of the Agence Nationale de la Recherche (Франция), Institut Paul Emil Victor and ILP (Международная Литосферная программа) task force VIII, Чешской республикой: грант №. IAA300120709 чешского фонда Чешской Академии Наук, Российской Федерацией: Российская Академия Наук (программы № 5 и № 9).

Работа выполнена в рамках международного проекта POLENET/LAPNET (Проект № 2).

Литература

Николаев Н.И. Новейшая тектоника и геодинамика литосферы. М.: Недра, 1988, 491 с.

Пасечник И.П. Характеристика сейсмических волн при ядерных взрывах и землетрясениях, М.: Наука. 1970, 193 с.

Abramovitz T., H. Thyboa, E. Perchucb Tomographic inversion of seismic P- and S-wave velocities from the Baltic Shield based on FENNOLORA data // Tectonophysics, 358, (2002), 151–174.

Berthelsen, M. and Marker, M. (1986). 1.9-1.8 Ga old strike-slip megashears in the Baltic Shield and their plate tectonic implications // Tectonophysics, 128, 3-4, 163–181.

Guggisberg, B., Kaminski, W., Prodehl, C., Crustal structure of the Fennoscandian Shield: a traveltime interpretation of the long-range FENNOLORA seismic refraction profile. Tectonophysics 195, 105–137, 1991.

Janik T., E. Kozlovskaya, P. Heikkinen, J. Yliniemi, and H. Silvennoinen Evidence for preservation of crustal root beneath the Proterozoic Lapland-Kola orogen (northern Fennoscandian shield) derived from P and S wave velocity models of POLAR and HUKKA wide-angle reflection and refraction profiles and FIRE4 reflection transect, (2009) // J. Geophys. Res.,114,B06308,doi:10.1029/2008JB005689.

Lahr J. Description of the weighted regression and quality estimation used in the earthquake location program Hypoellipse, open-file report, 1986.

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

Podvin, P., and I. Lecomte (1991) Finite difference computation of travel times in very contrasted velocity models: a massively parallel approach and its associated tools // Geophys. J. Int. 105, 271–284

Sandoval S., Edi Kissling, J¨org Ansorge and the SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group High-resolution body wave tomography beneath the SVEKALAPKO array: I. A priori three-dimensional crustal model and associated traveltime effects on teleseismic wave fronts // Geophys. J. Int. (2003) 153, 75–87

Stammler, K., Seismic Handler – programmable multichannel data handler for interactice and automatic processing of seismological analyses // Comp. Geosciences, 19, 1993, 135–140.

Асминг В.Э. Создание программного комплекса для автоматизации детектирования, локации и интерпретации сейсмических событий и его использование для изучения сейсмичности северо-западного региона: дисс. … к-та физ.-мат. наук. М., 2004. 137 с.

УДК 550.348

ЛОКАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОЙ ГРУППЫ

В.А. Харламов, Д.Н. Локтев, Ю.С. Рыбнов

Большой опыт проведения геофизического мониторинга различных территорий показывает, что сейсмологические наблюдения необходимо дополнять наблюдениями за акустическими возмущениями. Использование микробарометров в составе сейсмической группы при геофизическом мониторинге в Нижегородской области в 2012 году показало, что возможно не только выделить низкоскоростные сейсмические сигналы (сигналы со скоростью распространения близкой к скорости звука), которые вызваны акустическими возмущениями, но и провести локацию этих сигналов в пространстве.

Введение

При проведении геофизического мониторинга территорий часто возникает вопрос достоверности интерпретации регистрируемых сигналов. В частности, при проведении сейсмологического мониторинга площадок АЭС [Кишкина, Локтев и др., 2012] регистрируется большое количество сейсмических сигналов, скорость распространения которых от 300 до 900 м/с. Локальные сигналы с такими скоростями могут быть связаны с процессами, протекающими в верхнем низкоскоростном слое. Одним из источников таких сигналов может быть процесс карстообразования.

Для определения природы сейсмических сигналов системы сейсмического мониторинга дополняются регистраторами других геофизических полей: электрического и акустического. Одновременное измерение акустических и сейсмических колебаний позволяет с большой долей достоверности определить случаи, когда зарегистрированный сейсмический сигнал является следствием воздействия акустических возмущений непосредственно на сейсмический датчик.

Установка нескольких пунктов сейсмоакустической регистрации, разнесенных в пространстве, позволяет на этапе выделения сигналов распознать акустические события по кажущейся скорости распространения волны ~350 м/с. Однако, если источник сигнала находится непосредственно над сейсмической группой, например, – во время грозы, то времена прихода волны на всех точках регистрируются одновременно. Высокая кажущаяся скорость, так называемая «скорость следа», очень близка к кажущейся скорости волн, имеющих сейсмическую природу. Со временем группы волн начинают расходиться во времени, но это не всегда можно увидеть на фоне достаточно высокого уровня микросейсмического шума. Использование сейсмоакустической группы позволяет не только поднять качество распознавания природы выделяемых сейсмических сигналов, но и провести локацию сейсмических и акустических событий.

Контроль за электрическим полем как в приповерхностной атмосфере, так и в грунте позволяет определить прохождение атмосферных возмущений, в частности, грозовых фронтов, которые являются одним из источников акустических ко-

лебаний. Грозовые разряды на расстоянии до 5–10 км уверенно фиксируются измерителем электрического потенциала в грунте в виде высокочастотных импульсов, что при точной синхронизации регистратора по времени GPS позволяет определить время зарождения акустического сигнала.

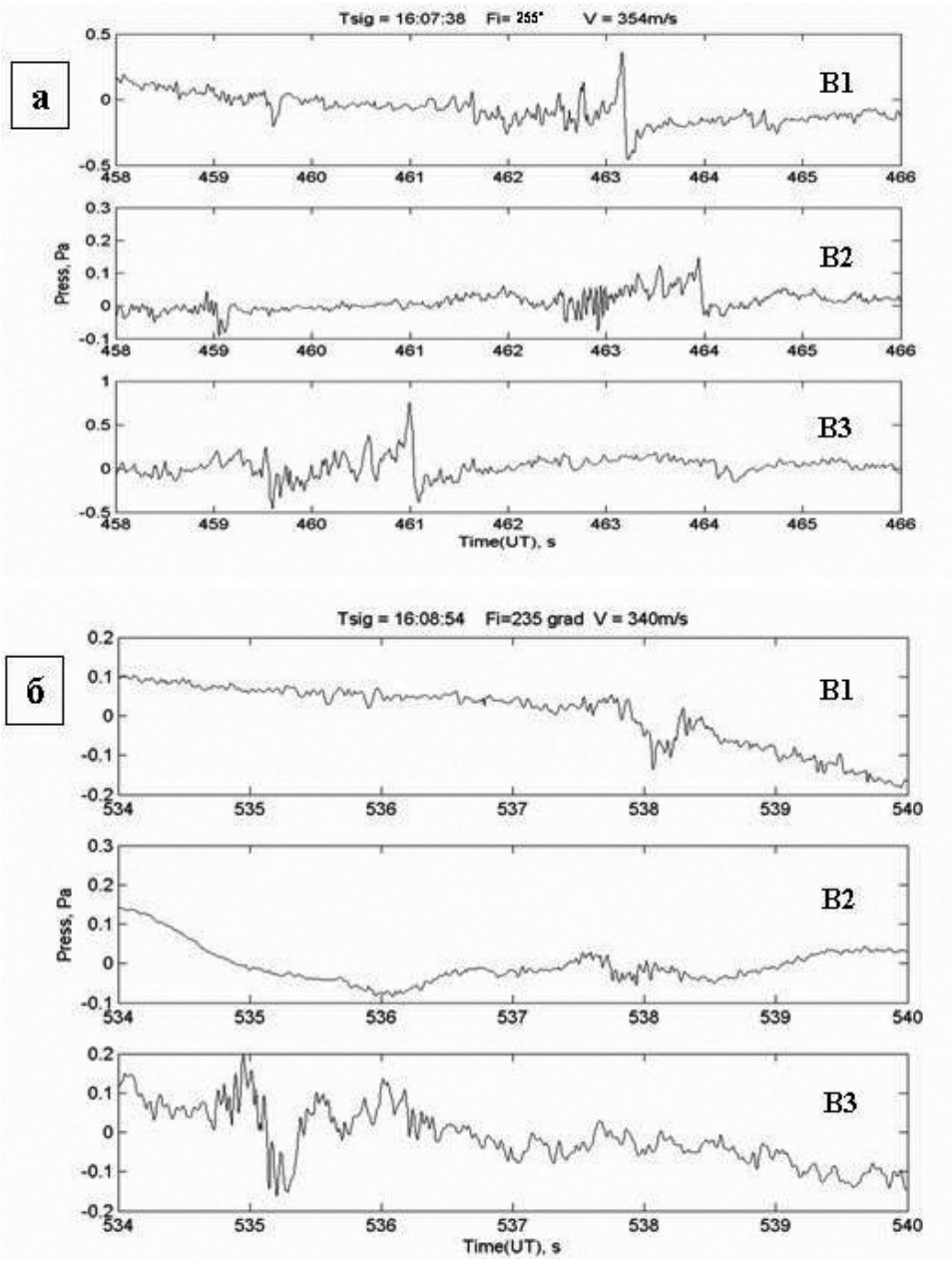


Рис. 1. Примеры зарегистрированных сигналов тремя акустическими датчиками (B1, B2, B3). Сигналы зарегистрированы во время прохождения грозового фронта 22 августа 2012 г. а – время 16:07:38 (UT); б – время 16:08:54 (UT)

В данной работе основное внимание уделено исследованию акустических сигналов, зарегистрированных во время проведения геофизического мониторинга в Нижегородской области в 2012 г. Как показывает опыт наблюдений, около 80% зарегистрированных локальных сейсмических сигналов имеет акустическую природу.

Система геофизического мониторинга представляла собой группу из трех точек, расположенных на расстоянии около 1 км друг от друга. Точки оборудованы трехкомпонентными широкополосными сейсмометрами и микробарографами. Дополнительно на одном из пунктов наблюдений регистрировалась напряженность электрического поля в грунте и в приповерхностной атмосфере.

Пример зарегистрированных акустических сигналов во время прохождения грозового фронта представлен на рис. 1. Для определения местоположения источников акустических сигналов была предложена следующая методика.

Методика

Система регистрации, состоящая из разнесенных в пространстве акустических (инфразвуковых) датчиков, позволяет оценить три пространственные координаты источника сигналов как точку пересечения трех гиперболоидов вращения вокруг соответствующих баз [Харламов, 2003]. Оценивались три пространственные координаты источника сигналов. В случае расположения датчиков на горизонтальной плоскости (поверхности земли) [Farges, Blanc, 2010], для определения высоты источника, использовались расчетные трассы распространения сигнала при различных значениях угла места источника сигнала и времени распространения сигнала от источника.

При расположении приемников на горизонтальной плоскости (поверхности земли) система позволяет вычислить лишь пространственную линию положения источника. Так, для каждой пары датчиков, образующих соответствующую базу, при конкретной разности расстояний до этих датчиков, геометрическим местом источника будет гиперболоид вращения вокруг линии базы. Линия пересечения двух гиперболоидов, соответствующих двум базам, и будет возможным местом положения источника сигнала в пространстве. Для нахождения точки на ней, определяющей координаты источника, необходима дополнительная информация. Например, если каким-либо способом оценить угол ε, между горизонтальной поверхностью и вектором на источнике сигнала, то можно построить из начала координат конус с углом ε. Точка пересечения его с линией пересечения гиперболоидов даст место источника сигнала.

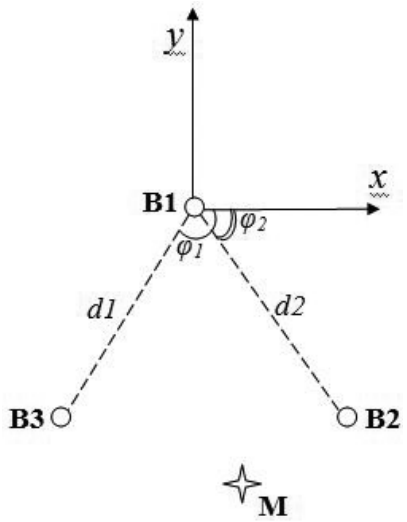


Рис. 2. Схема расположения 3-х пунктов регистрации на плоскости

Рассмотрим систему регистрации, состоящую из 3-х приемников *B*1, *B*2, *B*3, образующих две измерительные базы *d*1 = 1080 м, *d*2 = 1080 м (рис. 2). Выберем систему коор-

динат с центром, совмещенным с точкой одного из приемников, например, $B1$. Ось z вертикальна, а оси x и y направлены на восток и север, соответственно, так как показано на рис. 2. Разности расстояний от точки источника M до соответствующей пары приемников $B1$-$B2$ и $B1$-$B3$ определяют два гиперболоида вращения вокруг соответствующей базы. При этом базы $d1$, $d2$, являющиеся осями вращения гиперболоидов, повернуты относительно оси x на соответствующие углы: $\varphi_1 = 120°$ и $\varphi_2 = 60°$.

Уравнения гиперболоидов по базам $d1$, $d2$ в соответствующей повернутой системе координат $0'x'y'z'$ имеют канонический вид

$$\frac{(x' - x'_{0i})^2}{a_i^2} - \frac{y'^2}{b_i^2} - \frac{z'^2}{b_i^2} = 1, \tag{1}$$

где $a_i = \Delta r_i/2$; Δr_i – разность расстояний от точки M источника до образующих соответствующую базу пары точек $B1$-$B2$ и $B1$-$B3$, $b_i^2 = d_i^2/4 - a_i^2$; d_i – длина базы; $(x'_{0i}, 0, 0)$ – координаты центра базы d_i; $i = 1, 2$.

Чтобы записать уравнения гиперболоидов в исходной системе координат $0xyz$, необходимо выполнить преобразование координат при повороте координат, которое задается системой уравнений

$$\begin{aligned} x' &= \cos(\varphi)x - \sin(\varphi)y \\ y' &= \sin(\varphi)x - \cos(\varphi)y \\ z' &= z \end{aligned} \tag{2}$$

Подставив (2) в (1) и выполнив преобразования, получим уравнение гиперболоида по соответствующей базе ($d1$, $d2$) в исходной системе координат $0xyz$

$$A_x x^2 + A_y y^2 + A_z z^2 + 2A_{xy}xy - 2B_x x - 2B_y y + C = 0, \tag{3}$$

где введены следующие обозначения

$$A_x = \frac{t_{11}^2}{a^2} - \frac{t_{12}^2}{b^2};\ A_y = \frac{t_{21}^2}{a^2} - \frac{t_{22}^2}{b^2};\ A_z = -\frac{t_{33}^2}{b^2};\ A_{xy} = \frac{t_{11}t_{21}}{a^2} - \frac{t_{12}t_{22}}{b^2};$$

$$B_x = \frac{t_{11}^2 x_0 + t_{11}t_{21}y_0}{a^2};\ B_y = \frac{t_{21}^2 y_0 + t_{11}t_{21}x_0}{a^2};$$

$$C = \frac{t_{11}^2 x_0^2 + t_{21}^2 y_0 + 2t_{11}t_{21}x_0y_0}{a^2} - 1;$$

Здесь $t_{11} = \cos(\varphi)$, $t_{12} = \sin(\varphi)$, $t_{21} = -\sin(\varphi)$, $t_{22} = \cos(\varphi)$, $t_{33} = 1$, $x_0 = t_{11}x_0'$, $y_0 = t_{21}x_0'$ координаты центра базы в координатной системе $0xyz$. Для проведения расчетов уравнение (3) удобнее решить относительно z

$$z(x, y) = -p(x, y) \pm \sqrt{p^2(x, y) - q(x, y)}, \tag{4}$$

где $p(x, y) = \dfrac{A_{xz}x + A_{yz}y - B_z}{A_z}$, $q(x, y) = \dfrac{A_x x^2 + A_y y^2 + 2A_{xy}xy - 2B_x x - 2B_y y + C}{A_z}$.

Выражение (4) позволяет вычислить поверхность положения (гиперболоид) по i-той базе, повернутой на угол φ_i в плоскости $x0y$, при известной разности хода Δr_i (измерена разность времен прихода – РВП Δt_i) для этой базы. Совместное решение пары уравнений вида (4) определяет линию пересечения гиперболоидов. При ре-

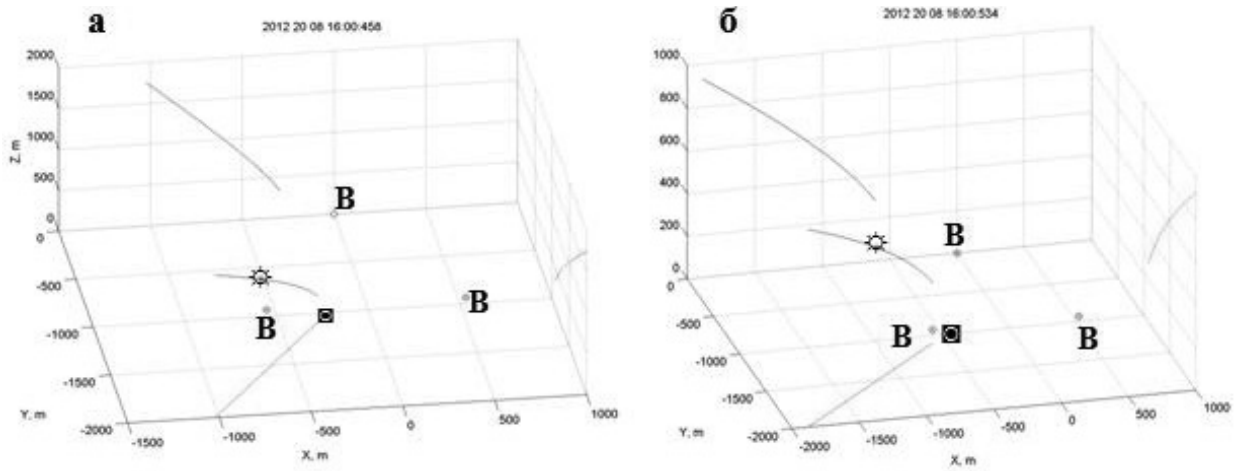


Рис. 3. Линия положения источника сигнала в пространстве и ее проекции на координатные плоскости

а: ☼ – точка источника сигнала с координатами X = –700 м, Y = –1600 м, Z = 1180 м (пространственное решение) и ◙ – точка источника сигнала X = –242 м Y = –1031 м при решении на плоскости; **б:** ☼ – точка источника сигнала с координатами X = –1200 м, Y = –1500 м, Z = 600 м (пространственное решение) и ◙ – точка источника сигнала X = –434 м Y = –978 м при решении на плоскости

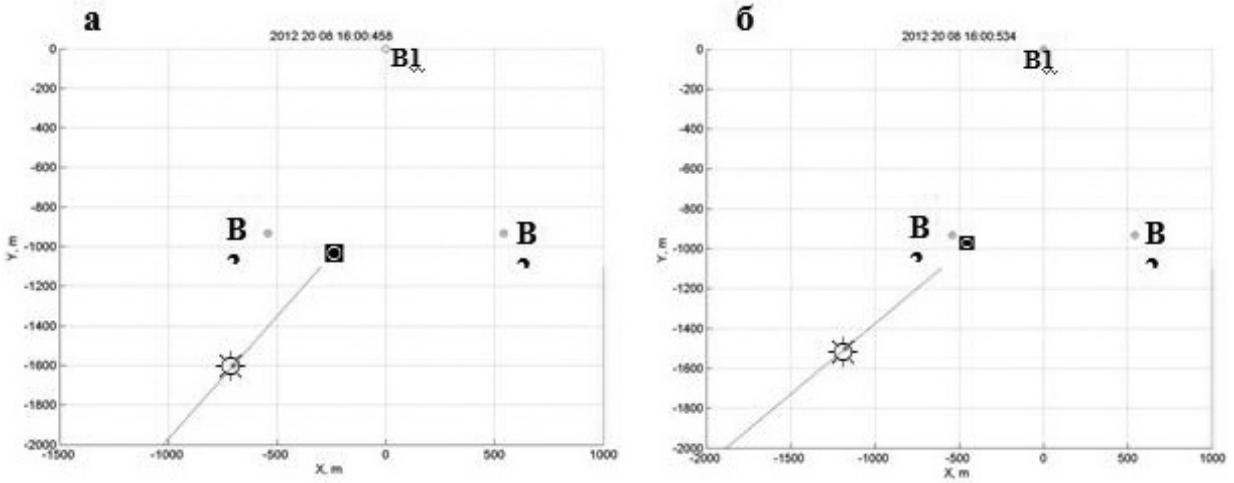


Рис. 4. Проекция линии положения источника сигнала на горизонтальную плоскость *x0y*.

а: ☼ – точка источника сигнала с координатами X = –700 м, Y = –1600 м φ = 203°, ◙ – точка источника сигнала X = –242 м Y = –1031 м φ = 193° (при решении на плоскости); **б:** ☼ – точка источника сигнала с координатами X = –1200 м, Y = –1500 м φ = 218°, ◙ – точка источника сигнала X = –434 м Y = –978 м φ = 203° (при решении на плоскости)

шении уравнения, получающегося приравниванием двух выражений вида (4), находится его корень по одной переменной (x), когда другая (y) фиксируется. Задав диапазон значений y, находится проекция на плоскость $x0y$ линии пересечения гиперболоидов

$$x_{12} = f_{12}(y) \tag{5}$$

Подставляя (5) в одно из уравнений (4), определяется проекция линии пересечения $z_{12}(y)$ на плоскость $z0y$. В результате получается уравнение пространственной линии пересечения гиперболоидов в проекциях, которую в дальнейшем будем называть линией положения источника сигнала.

Результаты наблюдений

Рассмотрим несколько случаев регистрации акустических сигналов в 3-х пунктах. На рис. 1 показаны зарегистрированные тремя датчиками сигналы и вычисленные методом PMCC (Progressive Multichannel Cross-Correlation method) [Cansi, 1995, Рыбнов, Харламов, 2005] азимут на источник φ = 235° и скорость следа V = 340 м/с, для сигнала рис. 1,б и φ = 255° и скорость следа V = 354 м/с для сигнала рис. 1,а. По соотношению скоростей V и реальной скорости звука c = 330 м/с оценивается угол ε источника сигнала

$$\varepsilon = \arccos(c/V)$$

По разности времен вступлений сигнала (рис. 1,а б) и реальной скорости звука c, вычисляются разности расстояний до каждой пары пунктов и строятся гиперболоиды и их пространственные линии пересечения, которые изображены на рис. 3. Отмечены точки источников сигналов, которые получены как точки пересечения линий положения с построенным из начала координат конусом с углом ε. На рис. 4 показаны проекции линий пересечения на плоскость $x0y$. Проекции точек источника сигнала на плоскость $x0y$ определяют пеленг для пространственной и плоской задачи. Точка пересечения гипербол на плоскости при решении плоской задачи (–242 м, –1031 м) совпадает с точкой пересечения линии положения источника с плоскостью $x0y$, как показано на рис. 3,а.

На рис. 5 показаны проекции линий пересечения на плоскость в сечении по горизонтальной проекции линии пересечения гиперболоидов $r0z$. Видны точки пе-

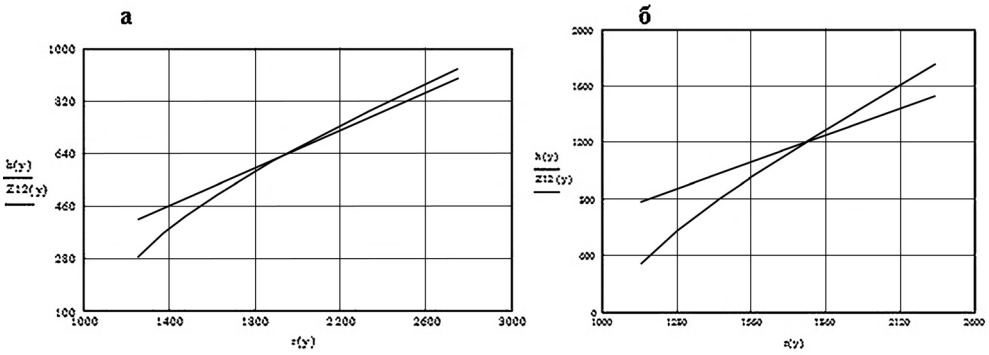


Рис. 5. Проекция линии положения источника сигнала и конуса с углом ε на плоскость $r0h$
а: ε = 18° точка пересечения дает координаты источника сигнала r = 1900м, h = 620м и φ = 18°;
б: ε = 32° точка пересечения дает координаты источника сигнала r = 1750 м, h = 1184 м и φ = 32°

ресечения линий положения с проекцией конуса на эту плоскость, которые определяют дальность r и высоту h источника.

Выводы

Проведенные исследования показывают, что использование регистрации акустических колебаний необходимо при сейсмологических наблюдениях для корректной интерпретации сейсмических сигналов. Использование микробарометров совместно с сейсмометрами в группе позволяет не только определить природу сейсмических сигналов, но провести локацию их в пространстве.

Предложенная методика локации имеет преимущество в сравнении с широко применяемым методом локации PMCC, так как точнее определяет направление на источник и дополнительно позволяет определить высоту источника атмосферного возмущения в ближней зоне (на расстояниях, соизмеримых с размером базы регистраторов).

Использование регистрации электрического поля позволяет определить время прохождения атмосферных фронтов в районе регистрации, а также определить время электрического разряда при локации грозовых разрядов, которое можно сопоставить со временем регистрации акустических сигналов.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-231.2012.5 по поддержке ведущих научных школ РФ.

Литература

Кишкина С.Б., Д.Н. Локтев, И.А. Санина и др. Сейсмологический мониторинг проектируемой площадки нижегородской АЭС с использованием малоапертурной группы // Динамические процессы в геосферах Вып. 3: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.:ГЕОС, 2012, с. 57–65.

Харламов В.А. Измерение координат источников инфразвука в трехмерном пространстве // Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли. Книга 2: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: 2003. С. 386–396.

Рыбнов Ю.С., Харламов В.А., Евменов В.Ф. Инфразвуковая система регистрации акустико-гравитационных волн // Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2005, с. 29–33.

*Canci Y.(*1995). An automatic seismic event processing for detection and location: The PMCC method // Geophys. Res. Lett., 22, p. 1021–1024, doi:10.1029/95GL00468.

Thomas Farget and Elisabeth Blanc. Characteristics of infrasound from lighting and sprites near thunderstorm areas // Jormal Geophys. Res. Vol 115, A00E31, 01-17, doi:10.1029/2009JA014700, 2010.

УДК 550.34.01

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ КОРРЕКЦИИ СЕЙСМОГРАММ НА ПРИМЕРЕ ГЕОФОНА GS20DX

А.Н. Беседина, С.Г. Волосов, Н.В. Кабыченко, Г.Г. Кочарян

В работе исследуется зависимость модифицированных с помощью метода коррекции частотных характеристик геофона GS20DX от параметров датчика и схемы коррекции. Результаты лабораторных экспериментов и численного моделирования позволяют говорить о том, что на АЧХ и ФЧХ значительное влияние оказывает величина затухания геофона. Результаты можно считать достоверными в том случае, когда коррекция выполняется при той величине затухания, которое имеется в геофоне.

Введение

При решении некоторых геофизических задач прикладного характера требуется изменить характеристики имеющегося измерительного канала. Зачастую это удается сделать с помощью специальных методов коррекции. В данной работе рассматривается метод численной коррекции зарегистрированных сейсмограмм [Кабыченко и др., 2011; Беседина и др., 2011] и исследуется влияние параметров датчика и схемы коррекции на модифицированную частотную характеристику сейсмометра.

Описание исследуемого метода

Данная методика численной коррекции представляет собой применение корректирующего фильтра к сейсмическому сигналу, зарегистрированному сейсмометром. Измерительная аппаратура, как известно, вносит искажения в регистрируемый сигнал в соответствии с амплитудно- и фазово-частотными характеристиками (АЧХ и ФЧХ) датчика. При этом уравнение сейсмометра описывается разностным уравнением

$$Y(n) = -\frac{a1}{a2}\cdot X(n-1) - \frac{a0}{a2}\cdot X(n-2) + \left[X(n) + \frac{b1}{b2}\cdot X(n-1) + \frac{b0}{b2}\cdot X(n-2)\right]\cdot\frac{b2}{a2}, \quad (1)$$

а уравнение цифрового корректирующего фильтра имеет следующий вид

$$Z(n) = -\frac{c1}{c2}\cdot Y(n-1) - \frac{c0}{c2}\cdot Y(n-2) + \left[Y(n) + \frac{a1}{a2}\cdot Y(n-1) + \frac{a0}{a2}\cdot Y(n-2)\right]\cdot\frac{a2}{c2}, \quad (2)$$

где $X(n)$ – сигнал на входе измерительного прибора (сейсмическая волна в точке измерения), $Y(n)$ – сигнал на выходе сейсмометра (исходная сейсмограмма, зарегистрированная сейсмометром), $Z(n)$ – сигнал на выходе корректирующего фильтра, а коэффициенты a_0, a_1, a_2, b_0, b_1, b_2, c_0, c_1 и c_2 являются функциями Fs, w_0, w_1, h и G, где Fs – частота дискретизации записи, w_0 – собственная частота сейсмомет-

ра, w_1 – новая собственная частота сейсмометра, по величине более низкая, чем w_0, h – затухание сейсмометра, G – чувствительность сейсмометра. В уравнениях (1-2) обозначено:

$$a_0 = w_0^2 + 4 \cdot Fs^2 - 4 \cdot Fs \cdot h \cdot w_0,$$

$$a_1 = -(8 \cdot Fs^2 - 2 \cdot w_0^2),$$

$$a_2 = 4 \cdot Fs + 4 \cdot h \cdot Fs \cdot w_0 + w_0^2,$$

$$b_0 = b_2 = 4 \cdot Fs^2 \cdot G,$$

$$b_1 = -8 \cdot Fs^2 \cdot G,$$

$$c_0 = w_1^2 + 4 \cdot Fs^2 - 4 \cdot Fs \cdot h \cdot w_1,$$

$$c_1 = -(8 \cdot Fs^2 - 2 \cdot w_1^2),$$

$$c_2 = 4 \cdot Fs^2 + 4 \cdot h \cdot Fs \cdot w_1 + w_1^2.$$

Стоит отметить, что описанная выше процедура коррекции записанных сейсмограмм отличается от стандартной коррекции АЧХ измерительного прибора (согласно паспортным данным). Использование предложенной нами методики позволяет значительно расширить частотный диапазон в области больших периодов. Критерием применимости данного метода является значительное превышение амплитуды регистрируемого сигнала над собственными шумами системы измерительного канала в исследуемом диапазоне периодов [Беседина и др., 2011].

Результаты исследований

Исследование сейсмометра с расширенной частотной характеристикой в области низких частот проводилось на примере малогабаритного геофона GS20DX. Сперва выполнялось модельное построение АЧХ и ФЧХ для датчика GS20DX с параметрами f_0 = 10 Гц, h = 0,707, G = 20 В/м/с. С помощью предложенного метода коррекции было выполнено расширение частной характеристики геофона в область низких частот до собственной частоты сейсмометра СМ-3 f_1 = 0,5 Гц.

На рис. 1 представлены АЧХ и ФЧХ для величины затухания геофона, схемы коррекции и СМ-3 h = 0,707. Как мы видим при одинаковых значениях затухания геофона и корректирующего фильтра наблюдается идеальное совпадение для характеристик геофона с расширенной частотной характеристикой и сейсмометра СМ-3.

Если точно определить величину затухания геофона невозможно или используется упрощенная процедура коррекции зарегистрированных сейсмограмм, например, при величине h = 1 корректирующего фильтра, вид частотных характеристик геофона с расширенной АЧХ меняется (рис. 2). Но даже в этом случае результаты вполне удовлетворительные: на АЧХ геофона после коррекции появляется горб высотой 3 дБ, фазовая характеристика искажена в пределах 12 градусов.

На следующем этапе модифицированная фазовая характеристика геофона исследовалась в лабораторных условиях. Для этого на вибростенде «ПСВУ» в ИДГ РАН была снята ФЧХ геофона GS20DX с параметрами f_0 = 10 Гц, h = 0,707, G = = 20 В/м/с и сейсмоприемника СМ-3 (f_1 = 0,5 Гц) в частотном диапазоне 0,8–16 Гц. Далее синтезировался цифровой фильтр корректирующей схемы, и рассчитанные значения фазы суммировались с эмпирическими данными ФЧХ геофона. На рис. 3 представлены фазовые характеристики сейсмометра СМ-3, геофона GS20DX,

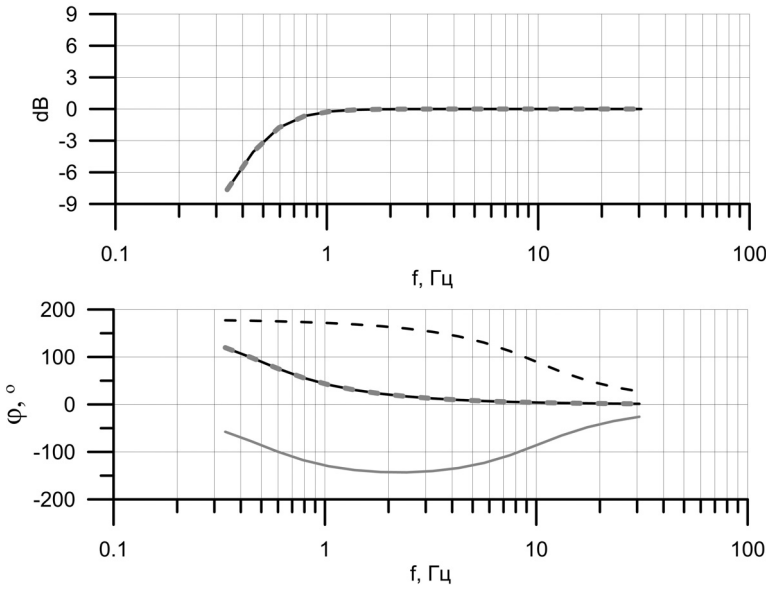


Рис. **1**. АЧХ (сверху) и ФЧХ (снизу) для геофона GS20DX и сейсмометра СМ-3 при величине затухания $h = 0{,}707$.
Черная сплошная линия – СМ-3, черная пунктирная линия – GS20DX, серая сплошная линия – схема коррекции, серая пунктирная линия – корректированный геофон GS20DX

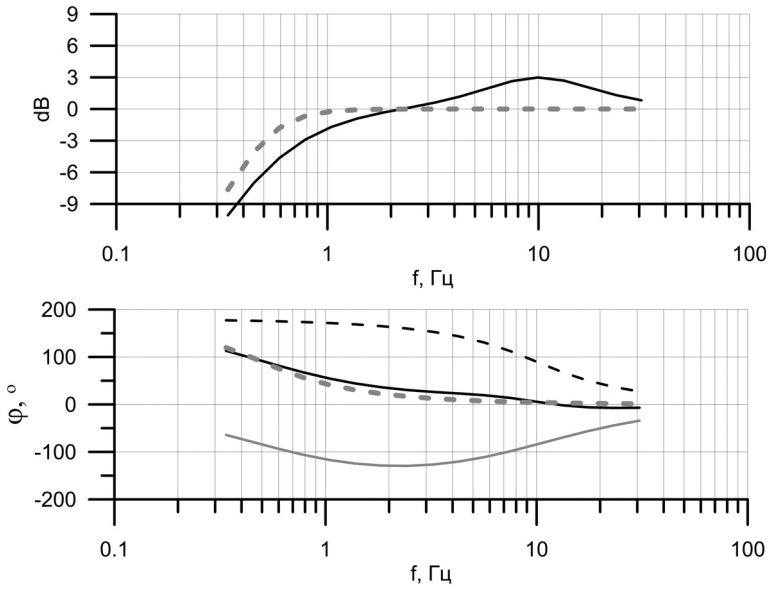


Рис. **2**. АЧХ (сверху) и ФЧХ (снизу) для геофона GS20DX и сейсмометра СМ-3 при величине затухания геофона и СМ-3 $h = 0{,}707$ и при затухании $h = 1$ корректирующего фильтра.
Черная сплошная линия – геофон GS20DX с расширенной частотной характеристикой в области низких частот, черная пунктирная линия – GS20DX, серая сплошная линия – схема коррекции, серая пунктирная линия – СМ-3

полученные экспериментально, а также ФЧХ геофона, после коррекции до нижней граничной частоты 0,5 Гц для значения затухания в корректирующей схеме h = 0,707. На рис. 4 представлены аналогичные зависимости с той лишь разницей, что величина затухания в схеме коррекции h = 1.

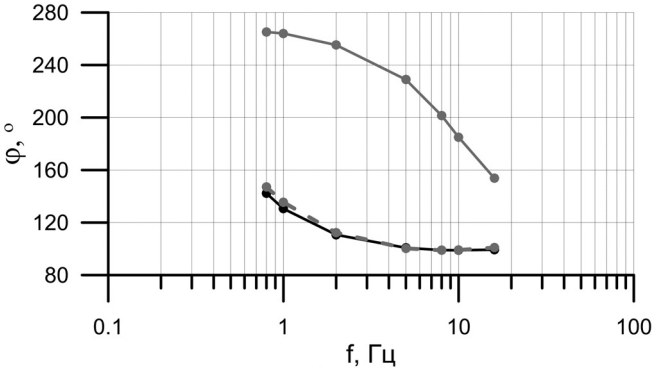


Рис. 3. ФЧХ сейсмометра СМ-3 (черная линия), геофона GS20DX (серая сплошная линия) и корректированного геофона до частоты 0,5 Гц (серая пунктирная линия) при значении затухания в корректирующей схеме h = 0,707

«Новая» фазовая характеристика (пунктирная линия на рис. 3) хорошо согласуется с ФЧХ сейсмометра СМ-3, в то время как на рис. 4 показано значительное расхождение модифицированной фазовой характеристикой геофона (пунктирная линия на рис. 4) с ФЧХ СМ-3. На частотах 0,8–5 Гц фазовый сдвиг между геофоном с расширенной частотной характеристикой и СМ-3 составляет 12–18 градусов при затухании h = 1, а при h = 0,707 величина фазовой задержки на частотах 0,8–2 Гц составляет 1,5–5 градусов, что при частоте опроса измерительного канала 200 Гц соответствует всего 1–3 отсчетам (см. Таблицу).

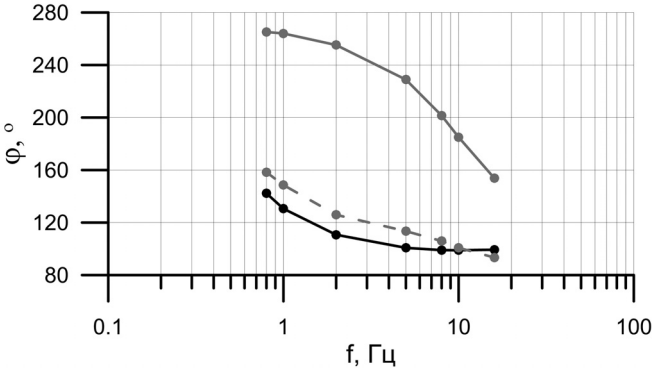


Рис. **4**. ФЧХ сейсмометра СМ-3 (черная линия), геофона GS20DX (серая сплошная линия) и корректированного геофона до частоты 0,5 Гц (серая пунктирная линия) при значении затухания в корректирующей схеме h = 1

Таким образом, для более точного проведения коррекции и получения надежных результатов необходимо знать величину затухания геофона. Для этого надо провести калибровку электродинамического датчика.

Таблица

Фазовый сдвиг в градусах и отсчетах (при частоте опроса 200 Гц) между геофоном с расширенной частотной характеристикой и сейсмометром СМ-3

f, Гц	*h* = 0,707		*h* = 1	
	Δφ, °	Δφ, отсчеты при шаге 0,005 с	Δφ, °	Δφ, отсчеты при шаге 0,005 с
0,8	4,8047	3,3366	16,0558	11,1499
1	4,9150	2,7306	18,0283	10,0158
2	1,5839	0,4400	15,2024	4,2229
5	–0,4232	–0,0470	12,6901	1,4100
8	–0,1078	–0,0074	6,9479	0,4825
10	0,1497	0,0083	1,8203	0,1011
16	1,6127	0,0560	–5,9383	–0,2062

Суть данной процедуры состоит в следующем: если пропустить через рабочую катушку сейсмоприемника постоянный ток I_0 определенной величины, который сместит ее в магнитном зазоре на величину Δy, а затем резко отключить ток и зарегистрировать напряжение переходного процесса на рабочей катушке, то по первым двум фазам (рис. 5) можно вычислить затухание h, собственную частоту ω_0 и чувствительность G сейсмоприемника – величину напряжения на рабочей катушке, обусловленную единицей скорости грунта.

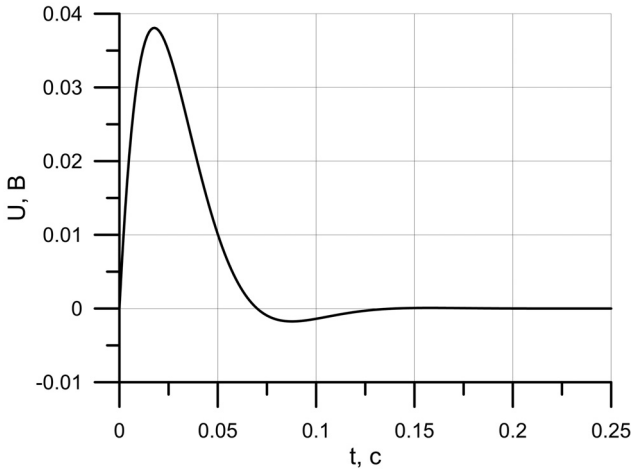


Рис. 5. Напряжение на катушке сейсмометра при калибровке ступенькой тока

Затухание датчика h при этом вычисляется по формуле:

$$h = \frac{\ln\left(\frac{U_1}{U_2}\right)}{\sqrt{\pi^2 + \ln^2\left(\frac{U_1}{U_2}\right)}}, \qquad (3)$$

где U_1 и U_2 – первый (положительный) и второй (отрицательный) экстремумы сигнала с выхода рабочей катушки сейсмоприемника. Для затухания h = 0,707 справедливо следующее соотношение для амплитуд колебаний катушки

$$U_1/U_2 = 23.$$

При проведении полевых измерений и установки датчиков измерительный канал включает в себя также операционный усилитель, который может вносить дополнительные фазовые искажения. Поэтому при выборе усилителя нужно учитывать его характеристики не только в штатном частотном диапазоне измерительного прибора, но и в предполагаемом расширенном (с помощью коррекции) диапазоне частот.

Заключение

В статье рассматривается метод численной коррекции применительно к геофону GS20DX и последующее сравнение фазовых и амплитудных характеристик модифицированного геофона и сейсмометра СМ-3. Исследована зависимость частотной характеристики геофона с расширенной частотной характеристикой от параметров датчика и схемы коррекции. Результаты лабораторных экспериментов и численного моделирования позволяют говорить о том, что на АЧХ и ФЧХ оказывает влияние величина затухания геофона. При этом результаты можно считать достоверными в том случае, когда коррекция выполняется при той величине затухания, которое имеется в геофоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 13-05-00780-а, № 13-05-00950-а), гранта НШ-231.2012.5 по поддержке ведущих научных школ РФ и ОНЗ РАН (Программа № 6).

Литература

Беседина А.Н., Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Численная коррекция сейсмограмм и шумы измерительного канала // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 2.: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2011. С. 100–108.

Кабыченко Н.В., Беседина А.Н., Павлов Д.В. Патент полезной модели «Устройство для коррекции частотной характеристики датчика» № 2011119205/28 МПК G01V/00(2006.01) 13.05.2011.

ГЛАВА 4

ПРОЦЕССЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ

УДК 532.546

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Н.А. Барышников, С.Б. Турунтаев, Г.В. Беляков, А.А. Таирова, Е.А. Виноградов

Получены экспериментальные данные об изменении распределения насыщенности вытесняющей жидкости в поровом пространстве плоскопараллельного прямоугольного пористого массива. Исследована математическая модель развития неустойчивости двухфазного потока в виде языков вытесняющей жидкости. Результаты математического моделирования сопоставлены с экспериментальными результатами.

Введение

Проблемы устойчивости многофазных фильтрационных потоков наиболее актуальны при разработке нефтяных и газовых месторождений. Задачи, связанные с необходимостью учёта неустойчивости водонефтяного контакта, возникают при разработке методов интенсификации нефтедобычи путём заводнения, при изучении движения пластовых вод в процессе эксплуатации месторождений. Подобные задачи рассматривались в большом количестве работ, например, в работах [Маскет, 1936], [Леверетт, 1939], [Лейбензон, 1947], [Желтов, 1975], [Баренблатт, 1984], [Николаевский, 1984], [Басниев, 2005] и других. Однако до сих пор остаются малоизученными вопросы крупномасштабной структуры неустойчивых многофазных потоков, влияния реологических свойств жидкостей и сил капиллярного взаимодействия на характер развития фильтрационной неустойчивости. Экспериментальные исследования, проведенные Саффманом и Тейлором [Saffman, 1958] и Чоуком [Chouke, 1959] показали, что развитие возмущений плоского фронта вытеснения вязкой жидкости в пористой среде при нарушении устойчивости происходит в виде неограниченно разрастающихся языков вытесняющей жидкости. Математическая модель развития языков вытесняющей жидкости бала предложена Баренблаттом. Предполагалось, что этот процесс может быть описан при помощи уравнений модели Бакли – Леверетта, с относительными фазовыми проницаемостями, линейно зависящими от соответствующих насыщенностей. В настоящей работе при помощи лабораторного моделирования решается задача о влиянии капиллярных сил на процесс развития фильтрационной неустойчивости в виде струй вытесняющей жидкости.

Экспериментальное моделирование двухфазного течения в пористой среде

Для изучения фильтрационной неустойчивости двухфазного течения была проведена серия опытов по вытеснению более вязкой жидкости, заполняющей модель коллектора, при помощи менее вязкой жидкости, несмешивающейся с первой. В качестве несмешивающихся жидкостей использовались вода с вязкостью 0,01 г/см·с и минеральное масло ВМ-1 вязкостью 1,2 г/см·с. В качестве фильтрующей среды использовался лист поролона толщиной 5 мм (рис. 1). Начальная пористость листа поролона составляла 0,98. Лист поролона сжимался между плоскостями полированных прямоугольных стекол 125×400 мм до конечной толщины 0,9 мм. Средний размер пор сжатием был уменьшен в 1,7 раз, а пористость – до значения 0,9. Проницаемость сжатого поролона составила 150 Дарси.

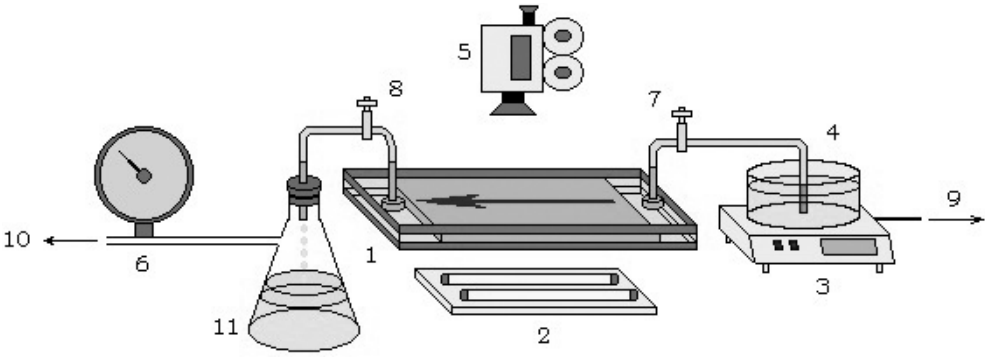


Рис. 1. Схема установки: 1 – плоский пористый массив; 2 – лампа подсветки; 3 – весы; 4 – кювета с закачиваемой жидкостью; 5 – фотокамера; 6 – манометр; 7, 8 – кран; 9 – компьютер; 10 – выход к насосу; 11 – буферная ёмкость.

Перед началом каждого опыта пористый массив заполнялся маслом. При этом измерялась фактическая проницаемость массива, а также общий объём порового пространства. Из-за сходных коэффициентов преломления света в масле и материале поролона (полиуретан) получаемая модель среды оптически прозрачна. Вытеснение масла водой происходило под действием постоянного перепада давления, создаваемого на концах модели коллектора при помощи вакуумного насоса. Непрерывное по времени измерение общего расхода закачиваемой в модель коллектора жидкости осуществлялось при помощи прецизионных электронных весов, измеряющих массу кюветы с закачиваемой жидкостью. Наблюдение за областью проникновения вытесняющей жидкости в пористую среду велось при помощи фотоаппарата. Для увеличения контрастности вытесняющая жидкость подкрашивалась. Распределение водонасыщенности пористого массива вдоль фильтрационного потока соотносилось с распределением яркости различных участков порового пространства на полученных фотоснимках. Для установления зависимости между определённой яркостью и соответствующей ей насыщенностью была проведена серия калибровочных измерений. Поровое пространство модельного коллектора заполнялось смесью жидкостей (воды и масла) с известным соотношением объёмов, после чего производилась его фотосъёмка. В процессе калибровки съёмка производилась при тех же значениях экспозиции и в тех же условиях, что и при прове-

дении основных опытов по вытеснению жидкостей. Яркость полученного изображения усреднялась по всей области, занимаемой смесью жидкостей. В результате серии измерений с различным соотношением количества жидкостей была получена зависимость, позволяющая установить значение водонасыщенности определённого участка модельного коллектора по яркости этого участка на фотоснимке. Опыты показали, что эта зависимость близка к линейной в интервале интересующих нас значений водонасыщенностей.

В ходе исследований нами получены экспериментальные данные об изменении распределения насыщенности вытесняющей жидкости в процессе вытеснения более вязкой жидкости при фиксированном перепаде давления. Установлено, что при соотношении вязкостей вытесняющей и вытесняемой жидкости 1:120 фронт вытеснения неустойчив при любых скоростях вытеснения. Развитие возмущений изначально плоского фронта вытеснения происходит в виде разрастающихся языков или струй вытесняющей жидкости (рис. 2). Скорость продвижения языков пропорциональна общему расходу жидкостей. В процессе вытеснения при постоянном перепаде давления общий расход жидкостей растёт, характерная толщина вытесняющих струй при этом уменьшается, стремясь в проделе к среднему размеру пор. Распределение водонасыщенности пористого коллектора, формально усреднённой по его сечению, вдоль направления фильтрационного потока имеет сложный характер. На более поздних стадиях вытеснения, по мере распространения вытесняющих струй на всё пространство коллектора, профиль распределения водонасыщенности вдоль направления потока выравнивается.

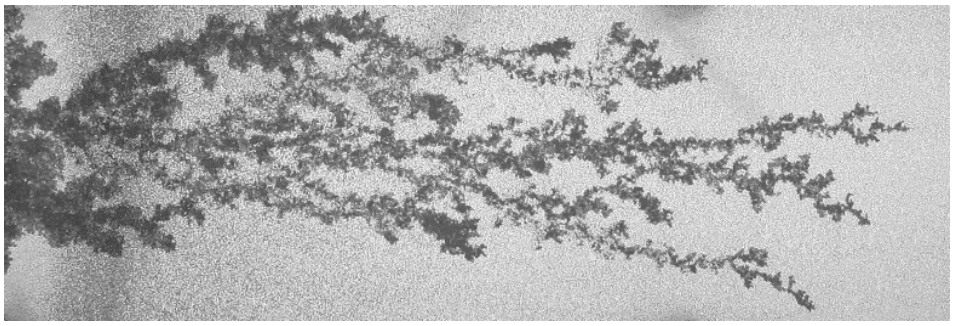
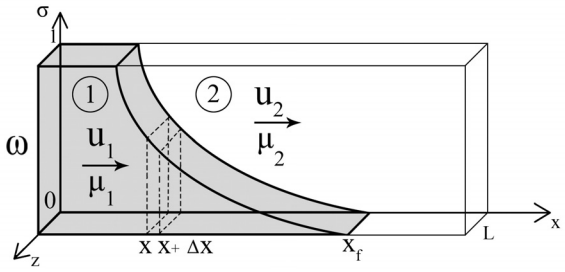


Рис. 2. Струи вытесняющей жидкости при перепаде давления 0,385 атмосферы. Поток направлен слева направо

Математическая модель двухфазного потока

Для упрощенного описания подобного процесса в работе [Баренблатт, 1984] делались следующие допущения: во-первых, протяженность языков в направлении потока считалась намного большей их ширины; во-вторых, течение в среднем считалось одномерным, поэтому скорость фильтрации каждой из жидкостей, осредненная по некоторому представительному сечению, была направлена вдоль оси x; в-третьих, насыщенность внутри каждого «языка» принималась постоянной. Предполагалось, что при подобном подходе для осредненного течения справедливы обычные уравнения двухфазной фильтрации, но с относительными проницаемостями, линейно зависящими от соответствующих насыщенностей.

Рис. 3. Схема для составления материального баланса при прямолинейно-параллельном вытеснении более вязкой жидкости при помощи менее вязкой



Рассмотрим процесс вытеснения, происходящий в тонком горизонтальном массиве, представленном однородной и изотропной пористой средой пористостью m и проницаемостью k. Координата x отсчитывается вдоль образца, направление течения – горизонтальное (рис. 3). Площадь поперечного сечения массива ω будем считать достаточно малой по сравнению с его длиной L, так что давление и насыщенность можно считать постоянными по сечениям. Жидкости будем считать несжимаемыми, давление P в вытесняющей и вытесняемой фазах будем считать одинаковым. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ жидкость с вязкостью μ_1 находится слева вплоть до координаты $x = 0$ пористого массива, а жидкость с вязкостью μ_2 находится справа от $x = 0$ до координаты $x = L$. Для определённости будем считать, что $\mu_0 = \mu_1/\mu_2 < 1$. С момента времени $t > 0$ жидкость 1 с объёмным расходом Q нагнетается в пористый массив, первоначально занятый жидкостью 2, тем самым вытесняя её.

Будем считать, что вытеснение происходит в виде «языков», продвигающихся в направлении потока. Насыщенность s вытесняющей фазы внутри языка будем считать равной 1, вне языка насыщенность равна 0, то есть будем считать, что внутри пор при прохождении фронта раздела жидкостей происходит поршневое вытеснение. Это предположение позволяет считать, что течение каждой из фаз подчиняется закону Дарси:

$$u_1 = -\frac{k}{\mu_1}\frac{\partial P}{\partial x},\ u_2 = -\frac{k}{\mu_2}\frac{\partial P}{\partial x}. \qquad (1)$$

Здесь $u_{1,2}$ скорости соответствующих фаз жидкостей $\mu_{1,2}$ – их коэффициенты динамической вязкости, k – проницаемость пористой среды, P – давление жидкости. Обозначим через $\sigma(x)$ отношение суммарной площади сечения всех «языков» вытесняющей жидкости по координате x к общей площади поперечного сечения пористого массива ω. Формально относительную площадь фильтрации σ можно считать насыщенностью вытесняющей фазы, усреднённой по площади сечения пористого массива. Для того, чтобы узнать, как σ меняется в процессе вытеснения, запишем уравнение баланса масс для вытесняющей фазы как однородной жидкости:

$$m\frac{\partial}{\partial t}\sigma(x, t) + \frac{\partial}{\partial x}[\sigma(x, t)\, u_1(x, t)] = 0. \qquad (2)$$

Аналогичное уравнение можно записать и для второй фазы. Сложив уравнения неразрывности для обеих фаз, получим:

$$\sigma u_1 + (1 - \sigma)u_2 = \frac{Q(t)}{\omega},$$

то есть суммарный объёмный расход обеих фаз, как и следовало ожидать, не зависит от координаты x.

Система уравнений (1-2) позволяет исключить другие зависимые переменные и получить уравнение относительно σ. Для этого исключим градиент давления из первых двух уравнений и подставим выражение для скоростей фильтрации в уравнение сохранения общего расхода:

$$u_2 = \frac{\mu_1}{\mu_2} u_1 = \mu_0 u_1,\ u_1 = g(\sigma)\frac{Q(t)}{\omega} \text{ и } u_2 = \mu_0 g(\sigma)\frac{Q(t)}{\omega},$$

где введены обозначения

$$g(\sigma) = \frac{1}{\sigma(1-\mu_0)+\mu_0} \text{ и } \mu_0 = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Функция $g(\sigma)$ аналогична функции Бакли-Леверетта, используемой в классической теории двухфазной фильтрации. Для каждого сечения пористого массива она равна отношению фильтрационной скорости вытесняющей фазы к средней скорости всего потока. Подставив выражения для скорости вытесняющей жидкости в уравнение баланса (2) и продифференцировав его второй член, окончательно приведём (2) к уравнению:

$$m\frac{\partial\sigma}{\partial t} + \frac{Q(t)}{\omega}\,[g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)]\frac{\partial\sigma}{\partial x} = 0. \qquad (3)$$

Если рассматривать суммарную относительную площадь фильтрационного течения вытесняющей фазы α как её насыщенность, усреднённую по сечению пористого массива, то полученное уравнение полностью совпадёт с классическим уравнением Бакли-Леверетта для двухфазного течения, в котором относительные проницаемости обеих фаз приняты равными соответствующим им насыщенностям.

Аналогично тому, как это делается в классической модели, рассмотрим на плоскости (x, t) такие линии $x(t)$, вдоль которых суммарная площадь «языков» вытесняющей жидкости принимает заданное постоянное значение

$$\sigma = \sigma(x, t) = \text{const}.$$

На этих линиях должно удовлетворяться уравнение $d\sigma = 0$. Для нахождения линии распространения заданной постоянной суммарной ширины вытесняющего потока необходимо решить систему уравнений:

$$\begin{cases} m\,\dfrac{\partial\sigma}{\partial t} + \dfrac{Q(t)}{\omega}\,[g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)]\,\dfrac{\partial\sigma}{\partial x} = 0 \\ \dfrac{\partial\sigma}{\partial t}\,dt + \dfrac{\partial\sigma}{\partial x}\,dx = 0 \end{cases}$$

Это система линейных уравнений относительно производных σ. Для того, чтобы она имела нетривиальное решение, её определитель должен быть равен нулю, из чего следует:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{Q(t)}{\omega m}\,[g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)] = \frac{Q(t)}{\omega m}\,\frac{\mu_0}{[\sigma(1-\mu_0)+\mu_0]^2}. \qquad (4)$$

Производная по времени вычисляется при постоянном значении σ. Отсюда следует, что точка с постоянной σ на кривой $\sigma(x)$ движется с постоянной скоростью, пропорциональной общему расходу жидкостей, и являющейся функцией самой σ.

Выражение (4) можно проинтегрировать, найдя тем самым положение x_σ заданного значения σ как функцию времени:

$$x_\sigma(t) = \frac{V(t)}{\omega m}\frac{\mu_0}{[\sigma(1-\mu_0)+\mu_0]^2} + x_\sigma(0), \tag{5}$$

$x_\sigma(0)$ – начальное положение фронта с соответствующим значением σ при $t = 0$. $V(t)$ – суммарный объём жидкостей, протекших через рассматриваемый пористый массив с момента начала вытеснения. Так как на входе в массив подаётся только фаза 1, то суммарный объём $V(t)$ совпадает с её общим объёмом. Кроме того, в силу начальных условий, $x_\sigma(0) = 0$ для любых значений σ.

Имея закон движения фронта для каждого фиксированного σ, мы можем получить зависимость координаты конца струи вытесняющей жидкости от времени. Для этого, устремив в выражении (5) σ к 0, для координаты x_f переднего края фронта вытеснения получим:

$$x_f(t) = \frac{1}{\mu_0}\frac{V(t)}{\omega m}. \tag{6}$$

Аналогично, приравняв в выражении (5) величину σ равной 1, получим зависимость координаты фронта полного вытеснения:

$$x_1(t) = \mu_0\frac{V(t)}{\omega m} = \mu_0^2 x_f.$$

Для всех значений $x1 < x < x_f$ в силу монотонности функции $x_\alpha(\sigma)$ получим зависимость $\sigma(x)$:

$$\sigma(x, t) = \frac{\left(\frac{\mu_0}{x}\frac{V(t)}{\omega m}\right)^{1/2} - \mu_0}{1-\mu_0}.$$

Сделав замену переменных, окончательно получим для $0 \le x \le L$ и $t \ge 0$:

$$\sigma(x, t) = \begin{cases} 1 & \text{, при } 0 \le x \le \mu_0^2 x_f \\ \left(\left(\frac{x_f}{x}\right)^{1/2} - 1\right)\frac{\mu_0}{1-\mu_0}, & \text{при } \mu_0^2 x_f \le x \le x_f \\ 0 & \text{, при } x_f \le x \le L \end{cases} \tag{7}$$

Функцию $\sigma(x, t)$ можно рассматривать как долю объёма на единице длины порового пространства массива, занимаемую вытесняющей жидкостью. Нетрудно убедиться, что результатом интегрирования функции $\sigma(x, t)$ по x в пределах $0 \le x \le x_f$ будет $V(t)/\omega m$.

Сопоставление теоретической модели с экспериментальными результатами. Учёт влияния сил межфазового взаимодействия

Проведённые нами наблюдения за координатой фронта вытеснения показали, что скорость распространения областей с малыми значениями σ значительно уступает скорости, предсказанной моделью. Измеренные времена прохождения фронта

вытеснения от устья к стоку оказываются на порядок больше полученных из приведённых выше теоретических оценок. По-видимому, это связано с влиянием сил поверхностного натяжения, возникающих на границе раздела фаз. При формулировке математической модели предполагалось, что при приближении к фронту вытеснения относительная площадь сечения струй σ стремится к 0. Опыты показали, что движение вытесняющей жидкости происходит в виде отдельных струй, ширина которых тем меньше, чем больше скорость их движения. На концах струй вытесняющей жидкости формируется зона быстрого роста их поперечного сечения, где области с различной относительной площадью σ движутся с одинаковой скоростью. Протяжённость этой зоны уменьшается с ростом скорости движения струи и имеет размер порядка её характерной ширины.

Для описания подобной зоны в рамках классической модели применяется уравнение, известное как уравнение Рапопорта-Лиса. Оно представляет собой уравнение массового баланса, записанного для фаз, каждая из которых движется под воздействием «своего» градиента давления [Баренблатт, 1984]. Давления на границах раздела фаз отличаются на величину капиллярного скачка давления $P_c = P_1 - P_2$, зависящего от локальной насыщенности s [Leverett, 1939]. Помимо поверхностного натяжения, влияние на величину скачка давления оказывает преимущественная смачиваемость скелета пористого массива одной из фаз. Считается, что движение флюидов происходит квазиравновесным образом, то есть при данной насыщенности жидкости распределены так же, как и в условиях гидростатического равновесия. Таким образом, кривые, задающие зависимость капиллярного давления от насыщенности, представляют собой интегральную характеристику структуры порового пространства.

Аналогичное уравнение можно записать для случая струйного вытеснения. Будем считать, что каждая подвижная фаза течет в занимаемом ею пространстве под действием «своего» давления, то есть так, как если бы она была ограничена только твердыми стенками. Тогда для одномерной двухфазной фильтрации будут справедливы уравнения:

$$u_i = -\frac{k}{\mu_i}\frac{\partial P_i}{\partial x},\ i = 1{,}2 \text{ и } P_1 - P_2 = P_c(x)$$

Откуда следует, что

$$u_2 = \mu_0 u_1 + \frac{k}{\mu_2}\frac{\partial P_c}{\partial x}$$

Использовав условие сохранения общего расхода жидкостей, получим для скорости вытесняющей фазы:

$$u_1 = g(\sigma)\left[\frac{Q}{\omega} - (1-\sigma)\frac{k}{\mu_2}\frac{\partial P_c}{\partial x}\right]$$

Подставив это выражение в уравнение баланса масс для первой фазы (2), окончательно получим уравнение для определения σ:

$$m\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{Q}{\omega}\left[g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)\right]\frac{\partial \sigma}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left[\sigma(1-\sigma)g(\sigma)\frac{k}{\mu_2}\frac{\partial P_c}{\partial x}\right] = 0 \qquad (8)$$

В изложенной выше модели предполагается, что насыщенность s вытесняющей фазы внутри струи постоянна и равна предельной, то есть величина капиллярного скачка давления должна быть постоянна. Однако, как видно из уравнения (8), учёт постоянной разности давлений фаз при составлении уравнений массового ба-

ланса не влияет на вид получающихся уравнений. Для описания зоны постоянных скоростей на конце струи вытесняющей жидкости в рамках предлагаемой модели необходимо предположить, что разность давления фаз зависит от локального значения относительной площади сечения фильтрационного потока σ. Это возможно, если принять во внимание конечное время установления капиллярного равновесия фаз. Кроме того, будем считать, что в состоянии равновесия перепад давления на границе раздела фаз равен 0, то есть поверхность пор массива обладает нейтральной смачиваемостью. При таких предположениях величина капиллярного давления будет тем больше, чем выше скорость перемещения фронта раздела жидкости относительно твёрдого скелета, стремясь в пределе к величине, определяемой поверхностным натяжением

$$P_c = P_1 - P_2 = \alpha(1/R_1 + 1/R_2),$$

где α – коэффициент межфазного натяжения; R_1 и R_2 – главные радиусы кривизны поверхности раздела фаз в данной точке, близкие к размеру пор.

Учёт силы поверхностного взаимодействия, зависящей от скорости перемещения границы раздела жидкостей даёт условие на минимально возможную «ширину» струи на фронте вытеснения жидкостей. Рассмотрим движение протяжённой струи вытесняющей жидкости с постоянной относительной площадью сечения σ_0 (рис. 4). Будем считать, что скорость вытесняющей жидкости в струе постоянна и равна $u_1 = g(\sigma_0)Q/\omega$. Ось x направим вдоль направления движения. Координату $x = 0$, как показано на рисунке, совместим с положением начала переходной зоны в момент времени ($t = 0$), так что $\sigma(0) = \sigma_0$. Длину переходной зоны обозначим через l, в начальный момент времени $\sigma(l) = 0$, что соответствует концу струи. Будем считать, что при $x < 0$ жидкости возле границы раздела находятся в равновесии так, что $P_c = P_1 - P_2 = 0$. На конце струи величина капиллярного давления максимальна и определяется по формуле Лапласа $P_f = 4\alpha/a$, где a – средний размер поры.

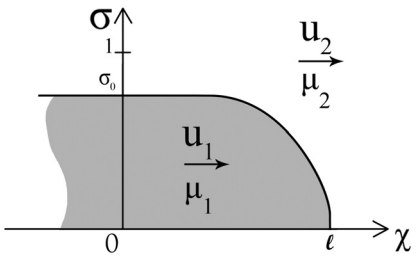


Рис. 4. Схема для составления уравнения вытесняющей струи

Так как скорость движения вытесняющей жидкости постоянна, будем искать решение уравнения (8) в виде бегущей волны. Для этого сделаем замену переменных

$$\chi = x - Dt,\ D = g(\sigma_0)\frac{Q}{\omega m},$$

где D – скорость движения струи, перейдя тем самым в систему отсчёта относительно положения струи. При этом уравнение (8) примет вид:

$$-mD\frac{d\sigma}{d\chi} + \frac{Q}{\omega}\frac{d(\sigma g(\sigma))}{d\chi} - \frac{d}{d\chi}\left[\sigma(1-\sigma)g(\sigma)\frac{k}{\mu_2}\frac{dP_c}{d\chi}\right] = 0.$$

Проинтегрировав полученное уравнение перейдём к:

$$\sigma = \left(-mD + \frac{Q}{\omega}g(\sigma)\right) - \sigma(1-\sigma)g(\sigma)\frac{k}{\mu_2}\frac{dP_c}{d\chi} = 0,$$

где константу интегрирования определим из условия что при $\chi = 0$ $\sigma = \sigma_0$ и равенства нулю производной капиллярного давления при $\chi \le 0$:

Разрешив получившееся уравнение относительно производной окончательно получим:

$$\frac{dP_c}{d\chi} = \frac{\mu_2}{k} mD(1-\mu_0)\sigma_0 \left[\frac{1-\dfrac{\sigma}{\sigma_0}}{1-\sigma}\right] \tag{9}$$

Для точного решения получившегося уравнения необходимо знать зависимость капиллярного давления от скорости движения границы раздела жидкостей. Однако для оценки величины переходной зоны достаточно проинтегрировать получившееся выражение, приняв

$$\int_0^l \frac{1}{1-\sigma}\left(1-\frac{\sigma}{\sigma_0}\right) d\chi \simeq l.$$

Таким образом, с учётом того, что $P_c(0) = 0$, $P_c(l) = P_f$ для оценки величины переходной зоны, а значит и безразмерной «ширины» струи σ_0 получим выражение:

$$\sigma_0 = \frac{k}{\mu_2}\frac{P_f}{l}\frac{1}{mD}\frac{1}{1-\mu_0}$$

Считая длину переходной зоны равной её «ширине», то есть $l \simeq \sqrt{\sigma_0 \omega}$ и, учитывая что $P_f = 4\alpha/a$, где α – коэффициент поверхностного натяжения, a – средний размер поры, окончательно получим:

$$\sigma_0 = \left(\frac{1}{\sqrt{\omega}}\frac{k}{\mu_2}\frac{4\alpha}{amD}\frac{1}{1-\mu_0}\right)^{2/3} \tag{10}$$

На рис. 5 показаны кривые зависимости насыщенности порового пространства от безразмерного расстояния: кривая 3 соответствует 105 секунде от начала вы-

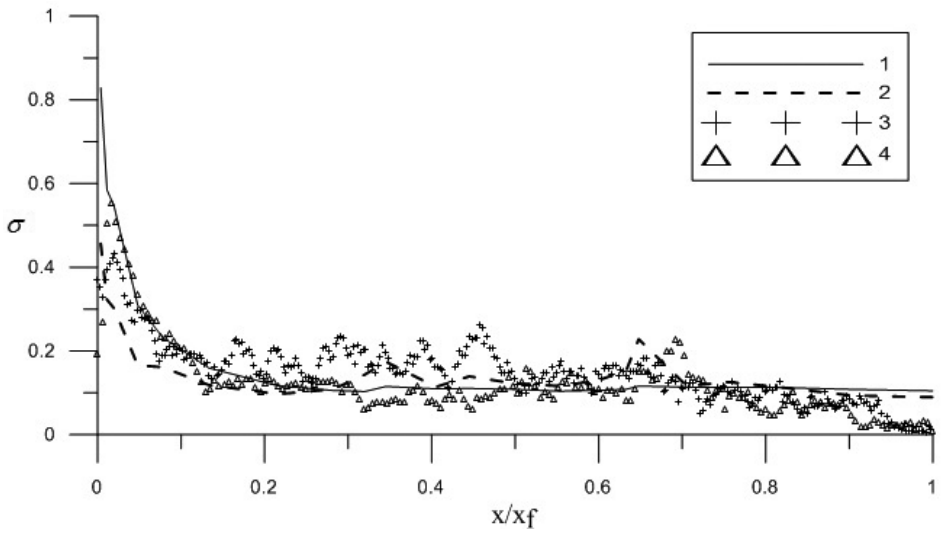


Рис. 5. Зависимость насыщенности порового пространства от безразмерного расстояния на разных этапах вытеснения: кривая 3 соответствует 105 секунде от начала вытеснения, кривая 4 – 65 секунде. 1, 2 – результаты моделирования

теснения, кривая 4 – 65 секунде. Кривые 1 и 2 получены из модели вытесняющей струи, учитывающей влияние капиллярного давления. Относительная площадь сечения струи для каждой координаты за фронтом вытеснения считается равной относительной «ширине» фронта вытеснения, при прохождении данной координаты. Кривая 1 получена из условия $x_f = g(\sigma_0)V/\omega m$ пропорциональности координаты конца струи и общего суммарного объёма вытесняющей фазы, измеренных в эксперименте. Кривая 2 вычислена по формуле (10) с использованием экспериментальных данных о скорости продвижения фронта раздела жидкостей для среднего размера поры a = 0,01 см и коэффициента поверхностного натяжения α = 70 (г/с^2). Обе кривые вычислены для значения μ_0 = 1/120. Расхождение кривых 1 и 2 при малых значениях x/x_f обусловлено тем, что на начальном этапе вытеснения протяжённость струй вытесняющей жидкости была много меньше их характерной «ширины», что противоречит предположению о протяжённости переходной зоны, при помощи которого получена формула (10). Для прочих значений x/x_f результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными кривыми.

Заключение

Методом лабораторного моделирования проведено исследование процесса развития неустойчивости двухфазного течения. Получены экспериментальные данные по распределению насыщенности вытесняющей жидкости в поровом пространстве коллектора. Установлено, что развитие возмущений плоской границы раздела разновязких жидкостей при их совместном движении в пористой среде происходит в виде протяжённых разрастающихся языков или струй вытесняющей жидкости. Это позволяет считать течение в среднем одномерным, при этом вектора скоростей фильтрации каждой из жидкостей и градиенты давления можно считать параллельными оси x. Показано, что для описания процесса двухфазной фильтрации необходим учёт влияния сил межфазного взаимодействия. Оценки минимальной ширины струи вытесняющей жидкости при подобном подходе дают хорошее совпадение с результатами эксперимента. Для более точного описания процесса двухфазной фильтрации, в рамках модели струй с постоянной насыщенностью вытесняющей жидкости, необходимо установить зависимость величины капиллярного давления от локального значения скорости движения границы раздела жидкостей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 12-05-31386-мол_а и 12-08-01091-а), а также совета по грантам президента РФ для поддержки ведущих научных школ НШ-341.2012.5.

Литература

Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 207 с.

Басниев К.С., Дмитриев Н.М., Каневская Р.Д., Максимов В.М. Подземная гидромеханика. М.: Ижевск: Ин-т компьютерных исследований, 2005. 496 с.

Chouke, R.L., van Meurs, P. and van der Poel, C., Instability of Slow, Immiscible, Viscous Liquid-Liquid Displacements in Permeable Media; Pet. Trans. A.I.M.E., 188 – 194, 216, 1959.

Желтов Ю. П. Механика нефтегазоносного пласта. М.: Недра, 1975. 216 с.

Лейбензон Л.С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.-Л.: Гостехиздат, 1947. 244 с.

Leverett, M.C., Flow of Oil-Water Mixtures through Unconsolidated Sands // Trans. A.I.M.E., 1939. 132: p. 381–401.

*Muskat, M. and M.W. Mere*s, The Flow of Heterogeneous Fluids Through Porous Media // Physics, 1936. 7(Sept.): p. 346–363.

Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984. 232 с.

Saffman, P.G. and Sir Taylor, G.I. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid // Proc. R. Soc. London, 1958. A245, 321–329.

Saffman P.G. Viscous fingering in Hele-Shaw cells // J. Fluid Mech. 1986 173, 73–94.

УДК 556.332.52:551.466.7

ВЛИЯНИЕ ЛУННО-СОЛНЕЧНЫХ ПРИЛИВОВ НА УРОВЕНЬ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ПО ДАННЫМ ГФО ИДГ РАН «МИХНЕВО»

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

В статье представлены результаты высокоточного мониторинга режима подземных вод, проводимого на территории геофизической обсерватории «Михнево» на протяжении последних 6 лет. Прослежены основные закономерности формирования полусуточных и суточных приливных компонент в уровне подземных вод и смещении грунта, определены амплитудный фактор и фазовый сдвиг для водовмещающего коллектора трещинно-порового типа. Результаты поэтапной обработки прецизионных гидрогеологических рядов свидетельствуют о зависимости фазового сдвига между приливами, выделенными в уровне подземных вод, и теоретически рассчитанным смещением грунта от значения гидростатического напора.

Общие сведения

На территории ГФО «Михнево» с февраля 2008 года проводится прецизионный мониторинг за режимом напорного алексинско-протвинского водоносного горизонта нижнего карбона в наблюдательной скважине. Характеристика инженерно-геологических и гидрогеологических условий территории наблюдательного полигона приводится в [Горбунова, 2007]. Методика сбора и первичной обработки данных при помощи погружного датчика уровня LMP308i (производство Германия) подробно изложена в [Виноградов и др., 2011].

Синхронно выполняется регистрация сейсмических волн малоапертурной сейсмической антенной (МСА «Михнево») [Санина и др., 2008] и широкополосным сейсмометром STS-2, чувствительность которого в диапазоне приливных волн удалось повысить при помощи методики, учитывающей гравитационные свойства сейсмографа [Кабыченко и др., 2011].

Результаты прецизионных наблюдений за режимом подземных вод, метео- и сейсмическими параметрами на территории ГФО «Михнево» обобщены в единую базу данных и использованы для построения амплитудных спектров (рис. 1). В спектре атмосферного давления по данным цифровой метеостанции ГФО «Михнево» проявляется синхронное усиление сигнала на периодах 6, 8 и 12 часов. Суточная приливная компонента выражена слабо (рис. 1,а).

В спектре приливов уровня подземных вод ГФО «Михнево» прослеживаются четыре основных типа суточных (K_1, O_1) и полусуточных (M_2, S_2) приливных волн, которые соответствуют приливам, выделенным в скорости смещения грунта по сейсмическим данным STS-2 ГФО «Михнево» [Беседина и др., 2012]. Амплитуда полусуточных приливов в уровне подземных вод выше относительно суточных. Усиление сигнала на периодах 6 и 8 часов находится в пределах точности измерения.

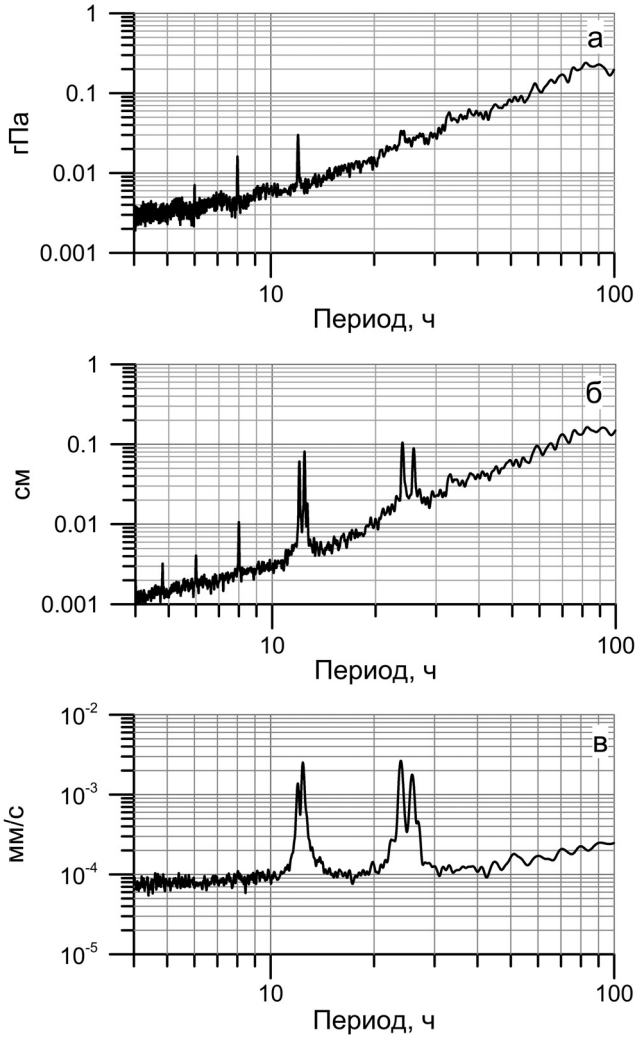


Рис. 1. Спектры приливов в атмосферном давлении (а), уровне подземных вод, отфильтрованном от барометрической составляющей (б), и скорости смещения грунта (в)

Полученные значения соответствуют распределению значений приливов, выделенных в смещении грунта, по широте [Мельхиор, 1968]. На основе программного пакета ETERNA 3.0 [Wenzel, 1994] определены смещения и деформации грунта по вертикальной компоненте флюидонасыщенного коллектора применительно к координатам сейсмической станции ГФО «Михнево» (54° 57.6′ с.ш. 37° 45.9′ в.д.).

Результаты амплитудного анализа суточных и полусуточных приливов, выделенных в уровне подземных вод и смещении грунта по вертикальной компоненте, рассчитанном теоретически, использованы для оценки амплитудного фактора. Выполнено сопоставление фазовых портретов, построенных за двухлетний период наблюдений 2011–2012 гг. с разбивкой по лунным циклам. Для выбранных участков, соответствующих значимым изменениям положения пьезометрической поверхности и квазистационарному режиму подземных вод, оценены значения фазового сдвига.

Закономерности проявления приливов в гидрогеологических и сейсмических данных

Для установления годовой цикличности приливной компоненты на первом этапе обработки гидрогеологических данных проведена полосовая фильтрация вариаций уровня подземных вод, децимированных к шагу 300 с, в диапазоне 13–15 дней. Выделенные двухнедельные циклы приливной компоненты в уровне подземных вод ГФО «Михнево», приуроченных к коллектору трещинно-порового типа, изменчивы по форме и интенсивности сигнала (рис. 2). Амплитуда приливов плавно увеличивается, достигая максимальных значений до ±0,2 см в конце марта – начале апреля 2011–2012 гг. Минимальные значения приливов регистрируются в летний период. Отмеченная годовая периодичность проявления двухнедельных циклов приливов в воде соответствует сезонным вариациям приливов в скорости смещения [Адушкин и др., 2012, Спивак и др., 2004] и, соответственно, смещении грунта.

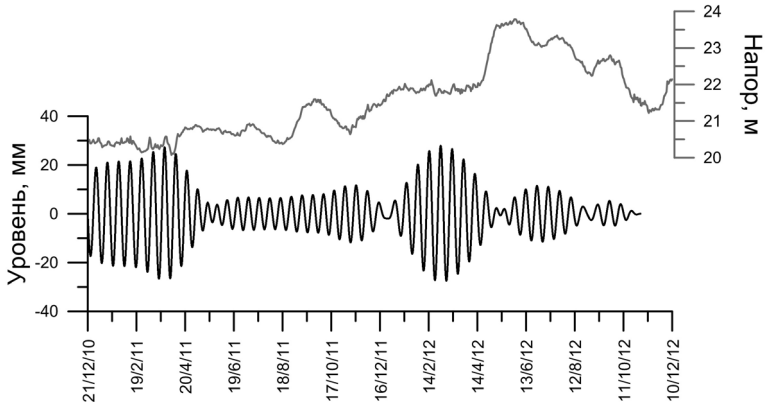


Рис. 2. Фильтрация вариаций уровня подземных вод в диапазоне 13–15 дней (черный) и напор подземных вод (серый)

Для выбранного интервала наблюдений с 21 декабря 2010 г. по 10 декабря 2012 г. прослежено более четкое проявление гармоник двухнедельных циклов с

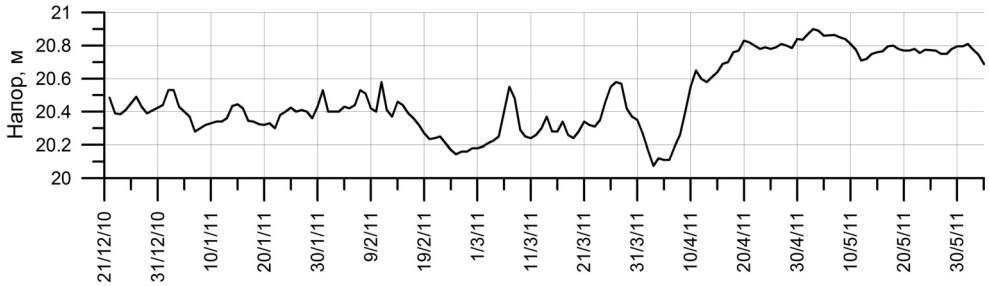


Рис. 3. Напор подземных вод (суточные измерения)

середины января 2012 г. на фоне увеличения гидростатического напора на 0,4 атм по сравнению с предшествующим периодом, характеризующимся более низким положением пьезометрической поверхности алексинско-протвинского горизонта.

Фильтрация рядов прецизионных гидрогеологических наблюдений, децимированных к шагу 300 с, в диапазоне 11–13 часов и 22–26 часов позволила выделить полусуточную и суточную компоненты в вариациях уровня подземных вод. Значения смещения грунта, рассчитанные по программе ETERNA за период с 21 декабря 2010 г. по 31 мая 2011 г., привлечены в качестве опорных для прослеживания взаимосвязи между вариациями уровня и объемной деформацией водовмещающих пород [Горбунова и др., 2009]. Сейсмические данные по МСА «Михнево» и STS-2 находятся в стадии обработки, поэтому в статье не рассматриваются. На рис. 3 приведены суточные измерения напора подземных вод за выбранный период.

Для полусуточной теоретически рассчитанной приливной компоненты в смещении грунта прослежено закономерное увеличение амплитуды приливов в периоды полнолуния по сравнению с новолунием. В марте 2011 г. амплитуда полусуточной приливной компоненты в смещении грунта достигает максимальных значений (до ±100 мм) по сравнению с декабрем 2010 г. (от ±70 мм) (рис. 4,а).

Изменения полусуточной приливной компоненты в уровне подземных вод синхронны вариациям приливов в смещении грунта, но максимальное значение амплитуды гидрогеологического отклика зарегистрировано в апреле 2011 г. и, вероятно, связано с общим трендом интенсивного восстановления пьезометрической поверхности со скоростью 5 см/сут и увеличением гидростатического напора на 0,2 атм. Следует отметить также и ассиметричность коды приливов в уровне воды, в целом, в отличие от устойчивости формы приливной компоненты, рассчитанной в смещении грунта и соответствующей чередованию лунных циклов (рис. 4,а).

Для суточной компоненты в смещении грунта прослежено снижение интенсивности сигнала в марте (до ±60 мм) с закономерным увеличением значений в декабре 2010 г. и июне 2011 г. (до ±90 мм) (рис. 4,б). Общий ход суточной компоненты приливов в уровне подземных вод не противоречит выраженному тренду изменения интенсивности приливов в смещении грунта. Однако в период с 16 апреля по 14 мая суточная приливная компонента в уровне подземных вод выражена слабо. Предположительно, это может быть связано со сложной структурой водовмещающего коллектора и постепенностью перераспределения пластового давления в связи с увеличением гидростатического давления. На участке квазистационарного режима фильтрации с вариациями уровня до ±2 см/сут с 12 по 31 мая 2011 г. амплитуда суточных приливов в воде закономерно возрастает.

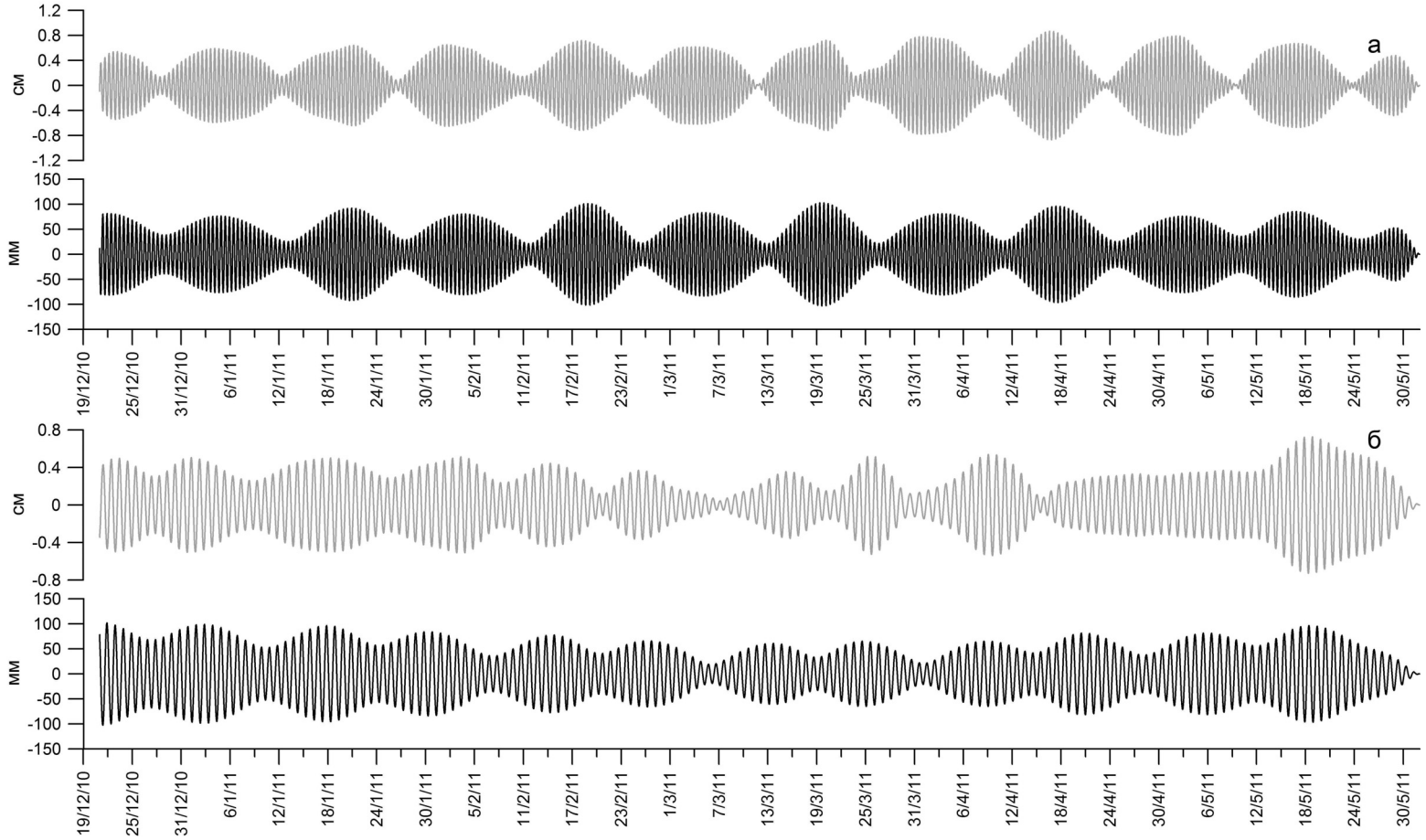


Рис. 4. Приливы в уровне подземных вод (серая линия) и смещении грунта (черная линия); а – полусуточная компонента, б – суточная компонента

Зарегистрированные значения максимальных амплитуд приливов в уровне и смещении грунта в периоды полно- и новолуний использованы для построения временных диаграмм (рис. 5). Выделенные в смещении грунта полусуточная и суточная приливные компоненты, теоретически рассчитанные по программе ETERNA, изменяются в противофазе. По полусуточной компоненте максимальное увеличение интенсивности приливов в смещении грунта регистрируется в весенний период – марте 2011 г. (рис. 5,а). Напротив, для суточной компоненты увеличение интенсивности приливов в смещении грунта в 1,5 и более раз фиксируется в зимний период (декабрь 2010 г.) и ближе к лету (конец мая 2011 г.) (рис. 5,б).

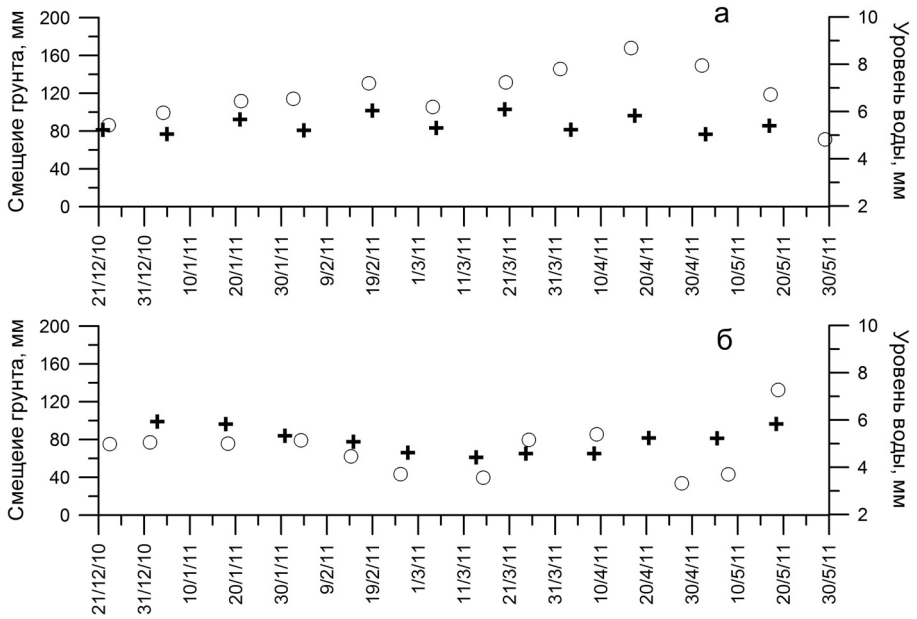


Рис. 5. Амплитуды полусуточной (а) и суточной (б) приливных компонент в уровне подземных вод (кружки) и смещении грунта (крестики)

Приливы в уровне подземных вод, в целом, соответствуют, вариациям приливов в смещении грунта и подтверждают динамику изменения свойств трещинно-порового коллектора [Кочарян и др., 2011]. Однако на временных диаграммах выделяются участки, косвенно свидетельствующие о влиянии дополнительных факторов на условия формирования приливной компоненты в уровне. Например, уменьшение амплитуды полусуточного прилива в уровне в марте 2011 г. на фоне относительного тренда увеличения амплитуд на протяжении марта-апреля 2011 г. может быть обусловлено постгидродинамической реакцией подземных вод на катастрофическое землетрясение, произошедшее 11 марта 2011 г. вблизи восточного побережья о. Хонсю, Япония (рис. 5,а). Частичное снижение интенсивности приливов суточной компоненты, предположительно, является следствием значимого увеличения гидростатического напора в апреле 2011 г. (рис. 5,б).

На основе значений амплитуд суточных и полусуточных приливов в уровне подземных вод и теоретически определенной деформации водовмещающих пород рассчитан амплитудный фактор, который представляет собой отношение ам-

плитуд гидрогеологического отклика на изменение свойств флюидонасыщенного массива (рис. 6). Амплитудный фактор алексинско-протвинского водоносного горизонта для суточной и полусуточной приливной компонент относительно постоянен и составляет 0,5 мм/нанострейн при деформации трещинно-порового коллектора от $3{,}8 \cdot 10^{-9}$ до $6{,}4 \cdot 10^{-9}$.

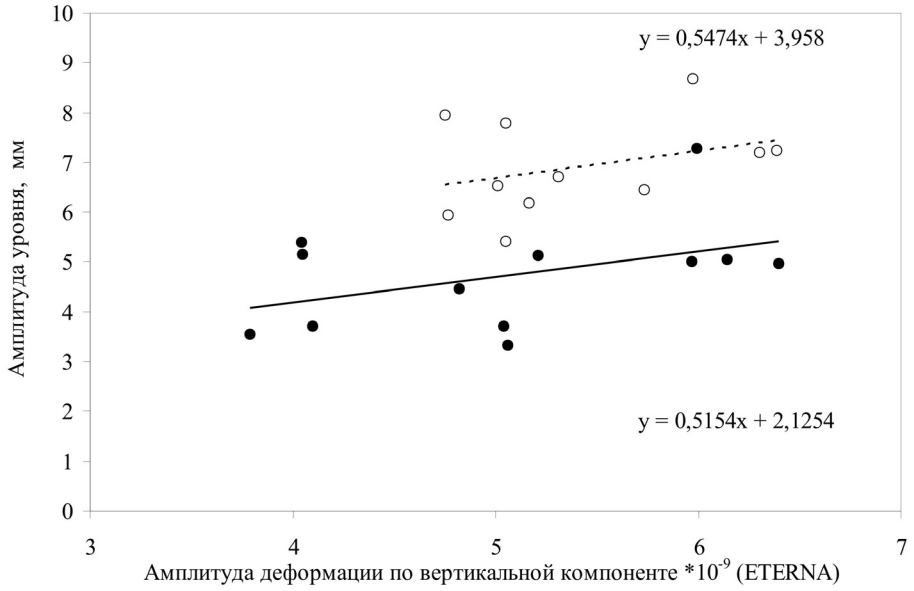


Рис. 6. Амплитудный фактор суточной и полусуточной приливной компонент (пустые кружки – значения полусуточной компоненты, залитые – значения суточной компоненты)

Фазовые портреты приливов

Для предварительного анализа фазового сдвига полусуточной и суточной компонент выбран представительный ряд гидрогеологических данных за 2011–2012 гг. (без разрывов измерений), для которого определены значения смещения грунта по пакету ETERNA. Разбивка интервалов для построения фазовых портретов между вариациями приливов в уровне и смещении грунта проведена в соответствии с лунными циклами.

Полученные фазовые портреты информативны, так как позволяют предварительно проследить изменчивость фазового сдвига, зависящую от вариаций приливной компоненты в воде на фоне относительно устойчивых теоретически рассчитанных параметров смещения грунта (рис. 7). Интервалам максимальных проявлений полусуточных приливов, выделенных в смещении грунта и в воде, соответствуют минимальные значения фазового сдвига.

В частности, соотношение амплитуд малых полуосей эллипсов, полученных при построении фазовых портретов, определяет величину фазового сдвига. Так для выбранных интервалов за март и сентябрь 2012 г., характеризующихся значительным увеличением приливной полусуточной компоненты, на фазовых портретах периоды полнолуний при максимальных амплитудах смещения грунта отличаются

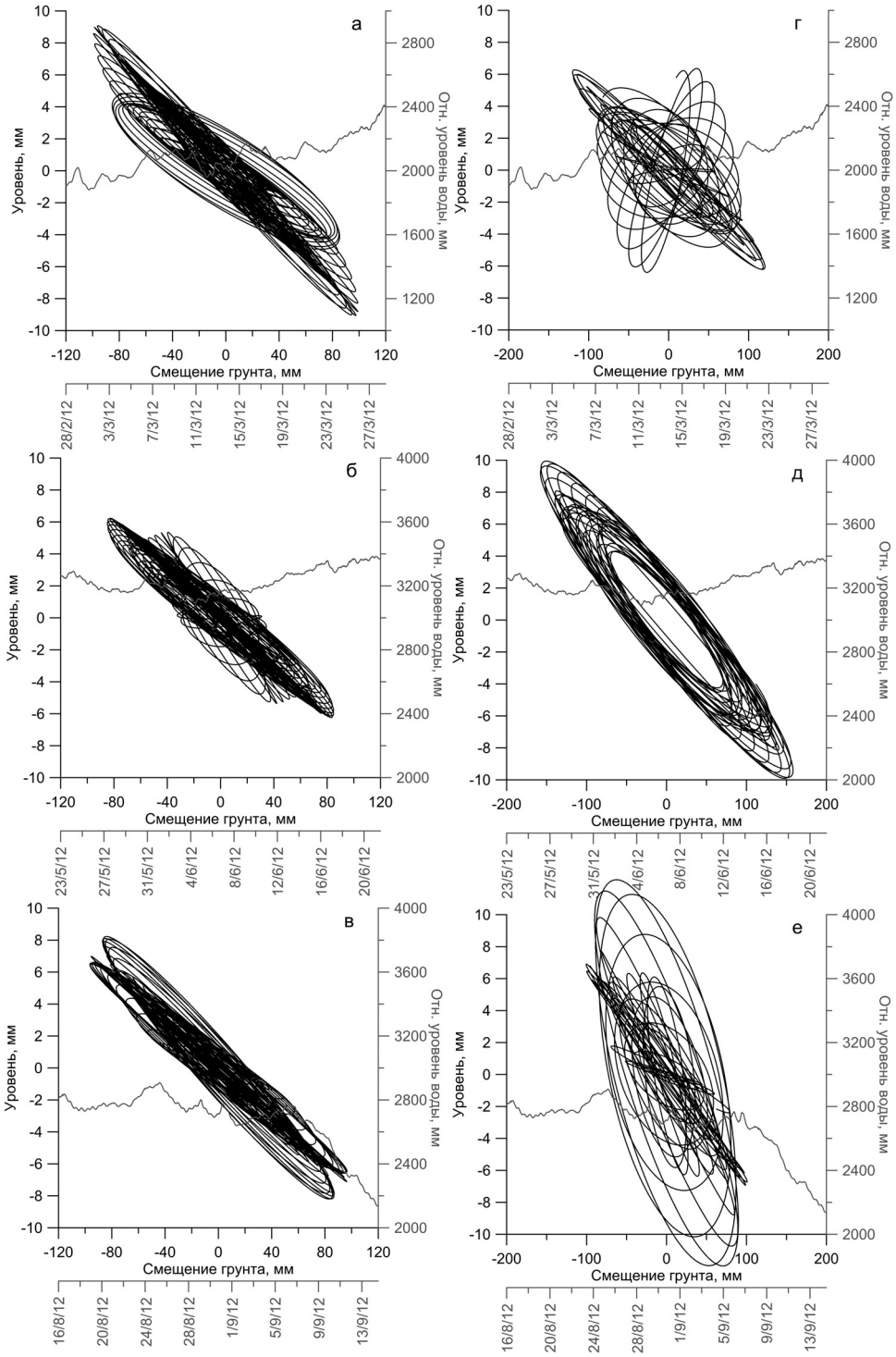


Рис. 7. Фазовые портреты полусуточной (а-в) и суточной (г-е) приливных компонент (черный) и относительный уровень – высота столба воды над датчиком (серый)

меньшей величиной фазового сдвига по сравнению с новолуниями (рис. 7,а, в). Диапазон значений фазового сдвига приливной полусуточной компоненты, определяемый для периода полнолуния и новолуния, зависит от скорости изменения пьезометрической поверхности, в сентябре 2012 г. при уменьшении гидростатического напора на 0,7 м в 2 раза меньше по сравнению со значениями, зарегистрированными в марте 2012 г.

Для суточной приливной компоненты, напротив, фазовые портреты за март и сентябрь 2012 г. (рис. 7,г, е) «расплывчаты» по отношению к четкому рисунку лунного цикла за июнь, для которого значения фазового сдвига минимальны при установленных максимальных амплитудах приливов в уровне и смещении грунта (рис. 7,д).

Таким образом, при максимальных значениях амплитуд полусуточных и суточных приливов установлена четкая взаимосвязь между вариациями гидрогеологического отклика на изменение состояния водонасыщенного коллектора; при минимальных значениях – ослаблена. Пониженные значения фазового сдвига между приливами в воде и в смещении грунта характерны для периодов максимальных проявлений полусуточной и суточной приливных компонент.

Заключение

Сопоставление гармоник полусуточных и суточных приливов в гидрогеологических рядах, полученных на территории ГФО «Михнево», подтвердило наличие годовых и полугодовых циклов в соответствии с периодичностью, прослеженной в теоретически рассчитанных деформационных параметрах.

Выделенная интенсивность приливных компонент в вариациях уровня подземных вод не устойчива относительно смещения грунта. В периоды интенсивного питания и разгрузки, характеризующиеся значимым изменением скорости подземного потока, прослеживается зависимость между амплитудами приливов и фазовым сдвигом с распределением гидростатического давления на фоне изменения состояния водовмещающего коллектора под влиянием лунно-солнечных приливов.

Работы проводятся при финансовой поддержке РФФИ (проект 12-05-00956-а).

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А., Харламов В.А. Влияние лунно-солнечного прилива на вариации геофизических полей на границе земная кора-атмосфера // Физика Земли. 2012. № 2. С. 14–26.

Беседина А.Н., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Кабыченко Н.В., Свинцов И.С. Исследование приливов в геофизических полях, регистрируемых на территории геофизической обсерватории «Михнево» // Динамические процессы в геосферах: Сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2012. С. 99–107.

Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Свинцов И.С. Мониторинг уровня подземных вод по данным прецизионных измерений // Геоэкология, № 5, 2011. С. 439–449.

Горбунова Э.М. Характеристика инженерно-геологического разреза территории геофизической обсерватории «Михнево» по результатам бурения экспериментальной скважины // Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2007, С. 289–297.

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: сб. научн. тр. 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. 4. № 3. 2011. С. 13–18.

Кочарян Г.Г., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. Гидрогеологический отклик подземных коллекторов на сейсмические колебания // Физика Земли. № 12. 2011. С. 50–62.

Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир. 1968. 482 с.

Санина И.А., Волосов С.Г., Черных О.А., Асминг В.Э., Солдатенков А.М., Ризниченко О.Ю. Синтез и опыт экспериментального применения двумерной малоапертурной сейсмической антенны «Михнево» // Сейсмические приборы. М.: ИФЗ РАН. 2008. Вып. 44. С. 3–18.

Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Овчинников В.М. Периодичности микросейсмических процессов // ДАН. 2004. Т. 398. № 3. С. 400–403.

Wenzel H.G. Earth tide analysis package ETERNA 3.0 // BIM. 1994. #118. H.8719-8721.

УДК 550.348

ОСОБЕННОСТИ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ НА ГФО ИДГ РАН «МИХНЕВО»

В.В. Адушкин, Э.М. Горбунова, В.А. Рябова, А.А. Спивак, В.А. Харламов

Приведены результаты анализа данных синхронных инструментальных наблюдений за фоновыми геомагнитными вариациями и сейсмическим фоном на среднеширотной геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево», выполненными в период 2006–2011 гг. Определены основные периодичности и цикличности геомагнитных вариаций, показан их спорадический и самосогласованный характер. Установлена значимая корреляция между годовыми вариациями магнитного типпера и уровнем подземных вод.

Введение

Повышенный интерес к вариациям геофизических полей и магнитного поля, в частности, связан, прежде всего, с установлением условий среды обитания, которая не статична, а ее изменчивость напрямую определяет приспособленность к окружающей среде и эволюционную направленность изменений биологических организмов, в первую очередь человека [Экология…, 2006]. Электрические и магнитные поля имеют особое значение, поскольку нарушение условий передачи и восприятия органами человека электромагнитных управляющих сигналов при биоэлектромаг-

нитных резонансах – одна из основных причин разбалансировки организма, ухудшения его функционирования как с точки зрения работы отдельных органов, так и организации высшей нервной деятельности [Колесник др., 2009; Экология…, 2006; Казначеев, Михайлова, 1985]. Здесь важно отметить, что наряду с короткопериодными биоритмами (0,1–20 Гц), отвечающими за работу сердца, нервно-мышечной системы и головного мозга, у человека имеется несколько длиннопериодных биоритмов с периодами от 1 сут до 1 года, отвечающих за физическое, эмоциональное и интеллектуальное состояние организма. Биоэлектромагнитный резонанс на этих периодах вызывает весьма значимые эффекты [Экология…, 2006].

Определенное фундаментальное значение имеет изучение локальных длиннопериодных геомагнитных вариаций с точки зрения установления изменчивости электропроводности, структуры и напряженного состояния верхних участков земной коры в результате возмущений естественного и техногенного происхождения. Также, представляется естественным, что длиннопериодные геомагнитные вариации на земной поверхности могут содержать информацию о ходе геодинамических процессов как на приповерхностных участках земной коры, так и в верхних слоях литосферы.

Немаловажно и прикладное значение изучения вариаций естественного электромагнитного фона при высокоточных измерениях и прецизионном производстве на микро- и наномасштабном уровнях, например, в биотехнологии, при производстве электронных элементов и микросборок для современной электронной и вычислительной техники и т.д. Значительный интерес к вариациям магнитного и электрического поля отмечается в последнее время в связи с развитием и внедрением нанотехнологий.

Магнитное поле Земли характеризуется как иррегулярными, так и квазипериодическими вариациями, связанными с возмущающим влиянием внутренних и внешних источников. Периодичности временных геомагнитных вариаций отражают не только изменения магнитного динамо Земли, солнечной активности и, как следствие, – ионосферных и магнитосферных возмущений, но также изменения электрокинетических и геомеханических характеристик, в первую очередь структуры и напряженно-деформированного состояния приповерхностных участков земной коры [Колесник и др., 2009; Атлас…, 1994; Бердичевский и др., 2003].

В настоящей работе изучались геомагнитные вариации в широком диапазоне периодов в условиях Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН, а также корреляционные соотношения между геомагнитными вариациями, амплитудой сейсмического фона и режимом подземных вод.

Используемые данные

В качестве исходных данных в настоящей работе использовались результаты инструментальных наблюдений, выполненных в течение 2008–2012 гг. на ГФО «Михнево»[1], расположенной в центральной части Восточно-Европейской платформы (54,960N; 37,7740E) [Адушкин и др., 2005].

Обсерватория расположена на юге Московской области вдали от крупных промышленных объектов в зоне влияния глубинной тектонической структуры – Нелидово-Рязанской шовной зоны (НРШЗ), приуроченной к долине р. Оки.

[1] Геомагнитные наблюдения выполняются силами лаборатории литосферно-ионосферных связей ИДГ РАН (зав. лаб. Б.Г. Гаврилов).

Геологическое строение территории ГФО «Михнево» характеризуется тектонической двухярусностью. Нижний структурный этаж представлен кристаллическим фундаментом, верхний – осадочным чехлом мощностью около 1,3 км, который сложен верхнепротерозойскими, девонскими, каменноугольными и мезокайнозойскими отложениями [Иванченко, Горбунова, 2008].

Анализ современного морфоструктурного плана территории исследований позволяет определить структуры, активизированные в современном поле напряжений. Рассматриваемая Нелидово-Рязанская шовная зона отнесена к структурам II порядка согласно СНиП 2.02.85-85. В ее пределах может быть выделен спрямленный субширотный Приокский участок, характеризующийся рядом геоморфологических и геологических признаков неотектонической активности. В частности, Приокский участок является границей между северным и южным морфотектоническими блоковыми структурами, которые различаются геодинамической обстановкой.

Регистрация локальных геомагнитных вариаций выполнялась с помощью трехкомпонентного феррозондового магнитометра LEMI-018, электронный блок которого обеспечивает соответствующее преобразование данных, получаемых с феррозондового датчика, их обработку и накопление с дискретностью 1 с. В качестве исходных данных для анализа вариаций привлекались цифровые ряды, сформированные с дискретностью 1 мин.

На территории ГФО «Михнево» в экспериментальных скважинах проводятся наблюдения за режимом подземных вод. Измерения вариаций уровня подземных вод выполняются с использованием стандартных электроуровнемеров и прецизионных датчиков уровня LMP308i (производство Германия) с дискретностью 1 с и точностью измерений 0,1 мм. В качестве исходных данных были рассмотрены ряды среднесуточных значений уровня верхнего безнапорного водоносного горизонта, приуроченного к лопасненской толще каширских отложений. Результаты регистрации геофизических полей на ГФО «Михнево» размещены на сайте ИДГ РАН [idg–copmp/chph/ras/ru/~mikhnevo/data/magnet/].

Периодичность геомагнитных вариаций анализировалась на основе результатов вейвлет-анализа данных, выполненного с помощью хорошо локализованного в k- и r-пространстве вейвлета Morlet [Астафьева, 1996]:

$$\psi(r) = \exp(ik_0 r)\exp\left\{-\frac{r^2}{2}\right\},\ \widehat{\psi}(k) = \theta(k)\exp\left\{-\frac{(k-k_0)^2}{2}\right\},$$

где k_0 – порядок вейвлета.

Вариации магнитного типпера определялись из соотношений между вертикальной H_Z компонентой магнитного поля и его горизонтальными компонентами [Бердичевский и др., 2003] в виде:

$$H_Z = WH_h,$$

где W и H_h – соответственно вектор Визе-Паркинсона с компонентами W_{ZX} и W_{ZY} и горизонтальная составляющая магнитного поля с компонентами H_X и H_Y.

При постоянной во времени ориентации координатных осей, соотношение между компонентами индукционной матрицы [W_{ZX} W_{ZY}] (магнитного типпера) отражают наличие геоэлектрических неоднородностей, а их вариации характеризуют, в частности, изменение электропроводности верхних участков земной коры в месте выполнения измерений [Бердичевский и др., 2003; Мороз и др., 2011].

В настоящей работе ось *X* была направлена на географический север. Поскольку значения компонент магнитного типпера отражают наличие геоэлектрических неоднородностей, в частности, величину электрической проводимости верхних участков земной коры,

Анализ периодичностей геомагнитных вариаций

Имеющиеся данные [Атлас…, 2002; Колесник и др., 2009; Мороз и др., 2011] свидетельствуют о том, что величина компонент геомагнитного поля не постоянна во времени. Хорошо фиксируются как медленные, так и быстрые их вариации. Временные вариации классифицируются с учетом источника их происхождения. Так, например, выделяют длиннопериодные вариации с периодом несколько лет, причиной которых являются внутренние источники Земли, регулярные вариации магнитного поля с периодом около 27 сут, связанные с солнечной активностью, иррегулярные магнитные бури и суббури (глобальные и локальные), суточные вариации и пульсации, которые вызываются внешними ионосферными и магнитосферными источниками. Также известны и другие низкоамплитудные (0,1–10 нТл) короткопериодные, например, Pc и Pi геомагнитные пульсации с периодами от 0,2 до 600 с, вызываемые ионно-циклотронными и гидромагнитными волнами в магнитосфере Земли.

Полученные данные свидетельствуют о сложном характере геомагнитных вариаций на ГФО «Михнево». В качестве примера на рис. 1 приведены результаты вейвлет-анализа геомагнитных вариаций за период февраль–август 2011 г. Из представленной скалограммы видно, что выделяется несколько хорошо выраженных периодичностей в вариациях магнитного поля Земли. Обработка всех имеющихся данных показывает, что наряду с известными вариациями с периодом около 27 суток и двумя гармониками указанной периодичности в ~6–8 и ~12–14 сут наблюдаются периодичности локальных вариаций магнитного поля Земли с периодом 57–60 сут, около 120 сут (рис. 2), а также около 1 года.

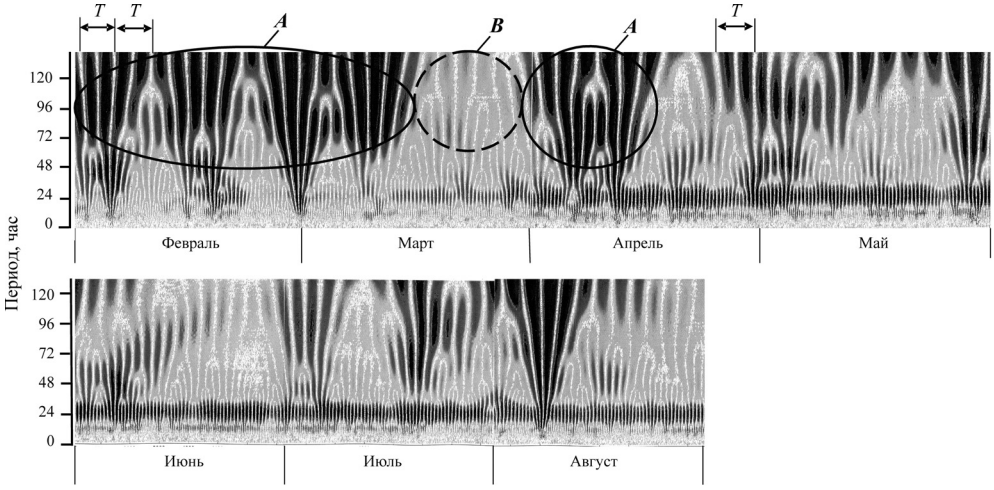


Рис. 1. Скалограмма геомагнитных вариаций в диапазоне периодов 0–6 сут.
T – примеры выделения 6-ти суточных периодичностей; *A* и *B* – примеры наличия ярко выраженных периодичностей геомагнитных вариаций и их деградации

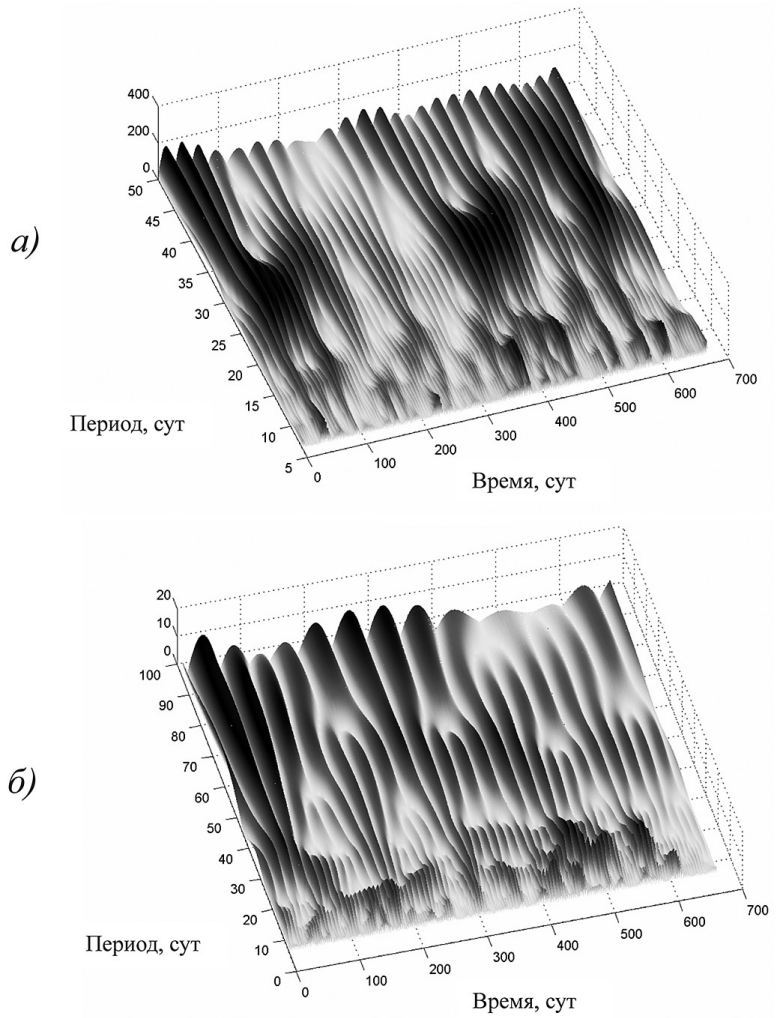


Рис. 2. Скалограммы геомагнитных вариаций в области периодов 0–50 сут (*а*) и 14–90 сут (*б*)

Важно отметить, что периодичности геомагнитных вариаций имеют спорадический характер. Как это видно из скалограммы рис. 1 временные интервалы, когда наблюдаются ярко выраженные периодичности геомагнитных вариаций, сменяются периодами спада амплитуды вариаций и даже полного отсутствия некоторых из установленных периодичностей. Так, например, в 2011 г. периодичности с периодом 6–8 сут отчетливо проявляются в феврале-первой половине марта, первой половине апреля, частично во второй половине мая, в течение недели июля и в первой половине августа, но практически отсутствуют во второй половине марта, в третью неделю апреля, первой половине мая, полностью в июне и во второй половине августа.

Отмеченная особенность вариаций представляет несомненный интерес для дальнейших исследований и свидетельствует о сложных процессах формирования и деградации источников геомагнитных вариаций на средних широтах.

Другой особенностью наблюдаемых периодичностей геомагнитных вариаций является их фрактальный характер. Приведенный на рис. 3 фрагмент скалограммы демонстрирует иерархическую структуру анализируемого множества. Хорошо просматриваются линии локальных максимумов. Каждый этап каскадного процесса, каждое дробление масштаба проявляется на скалограмме ветвлением, появлением характерной «вилочки»: каждая из линий, характеризующих положение локальных максимумов, раздваивается, расходясь на два независимых локальных максимума. Это повторяется с увеличением масштаба, свидетельствуя о самоподобии и монофрактальности процесса [Астафьева, 1996].

Изменение амплитуды отдельных спектральных составляющих хорошо демонстрирует рис. 4, на котором в качестве примера приведены временные вариации

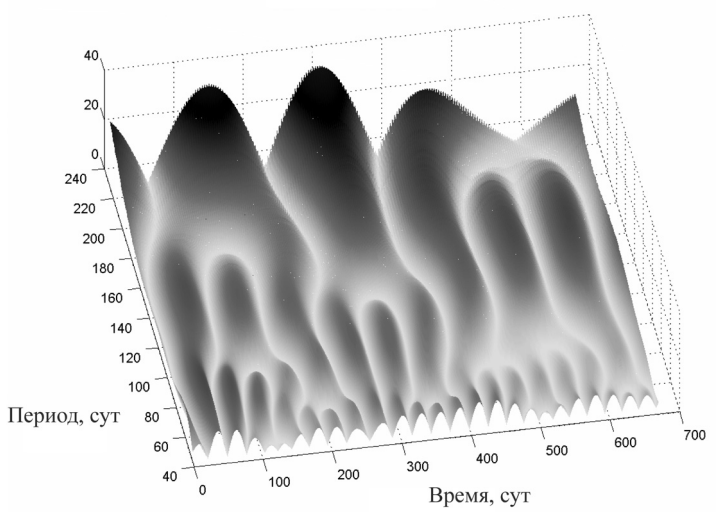


Рис. 3. Скалограмма геомагнитных вариаций в диапазоне периодов 60–240 сут.

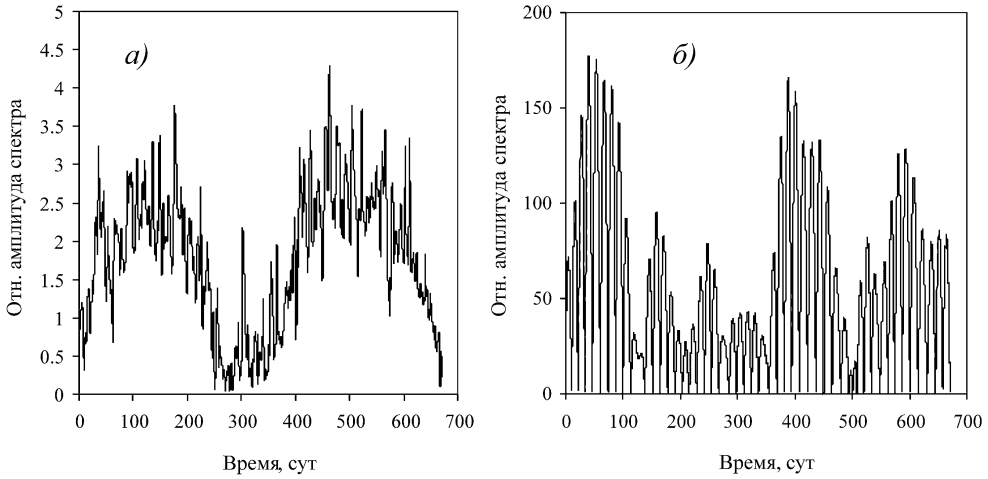


Рис. 4. Модуль спектральных составляющих геомагнитных вариаций с периодом 1 (*а*) и 29 (*б*) сут.

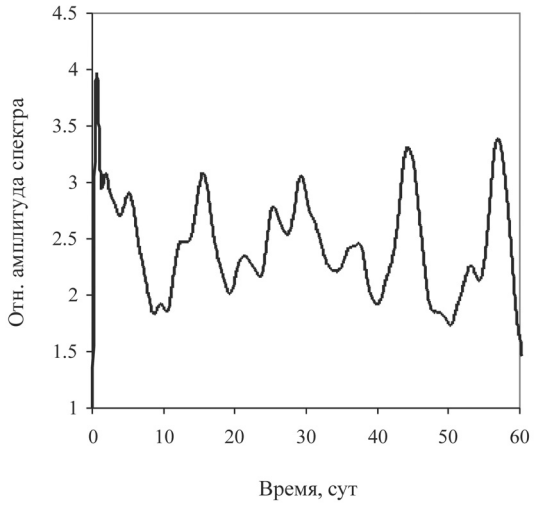


Рис. 5. Огибающая спектральной составляющей геомагнитных вариаций с периодом 1 сут.

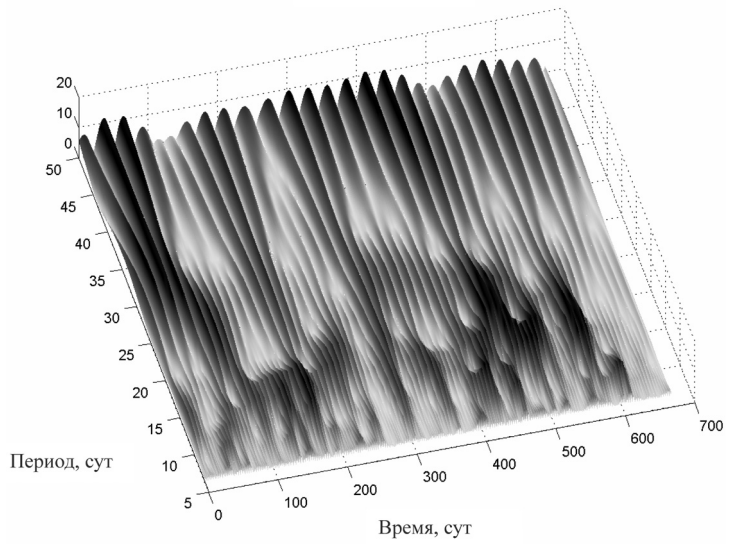


Рис. 6. Скалограмма спектральной составляющей геомагнитных вариаций с периодом 1 сут.

спектральных составляющих с периодами 1, 14 и 28 сут за 2011–2012 гг., а также огибающая вариаций спектральной составляющей с околосуточным периодом (рис. 5). Общую картину вариаций спектральной составляющей с периодом 1 сут демонстрирует скалограмма, приведенная на рис. 6.

Все рассмотренные выше данные свидетельствуют о том, что в целом геомагнитные вариации и их отдельные спектральные составляющие сложным образом меняются со временем и имеют спорадический характер. Установленные на ГФО «Михнево» особенности геомагнитных вариаций позволяют предполагать, что таковые, скорее всего, являются характерными для средних широт, то есть можно ожидать, что спорадический и скейлинговый характер геомагнитных вариаций можно наблюдать и в других среднеширотных районах.

Совместные вариации магнитного типпера и уровня подземных вод

Можно полагать, что некоторые вариации геомагнитного поля связаны с периодическими изменениями физико-механических свойств приповерхностных участков земной коры, например, ее проводимости. Одной из основных причин изменения проводимости среды являются вариации ее водонасыщенности. В этой связи, представляет интерес сопоставление геомагнитных вариаций с изменением режима подземных вод. С этой целью на ГФО «Михнево» одновременно с регистрацией геомагнитных вариаций выполнялась синхронная регистрация уровня подземных вод, вскрытых на различных глубинах в наблюдательных скважинах [Адушкин и др., 2013; Горбунова, 2003; Горбунова и др., 2009; Кочарян и др., 2008].

В пределах территории исследований ГФО «Михнево» преимущественное развитие получают два водоносных горизонта. Верхний безнапорный каширский водоносный горизонт приурочен к лопасненской и нарской толщам каширских отложений. Подошва каширского горизонта залегает на глубине 56,6 м. Уровень подземных вод в лопасненской толще изменяется от 25 до 26 м, в нарской – варьирует от 44 до 46 м. Нижний напорный алексинско-протвинский водоносный горизонт вскрыт на глубине 92 м в наблюдательной скважине, пройденной на глубину 115 м. Уровень алексинско-протвинского водоносного горизонта устанавливается на глубине 67 м, сезонные вариации достигают 3 м. С точки зрения возможного влияния на геомагнитные вариации основной интерес представляет безнапорный водоносный горизонт, так как в этом случае вариации уровня подземных вод пропорциональны изменению мощности водопроводящего слоя, то есть фактически эффективной проводимости верхних участков земной коры.

Результаты измерений свидетельствуют о том, что основная по величине амплитуды вариация уровня верхнего безнапорного горизонта характеризуется годовой периодичностью, определяемой питанием подземных вод [Адушкин и др., 2013] (рис. 7).

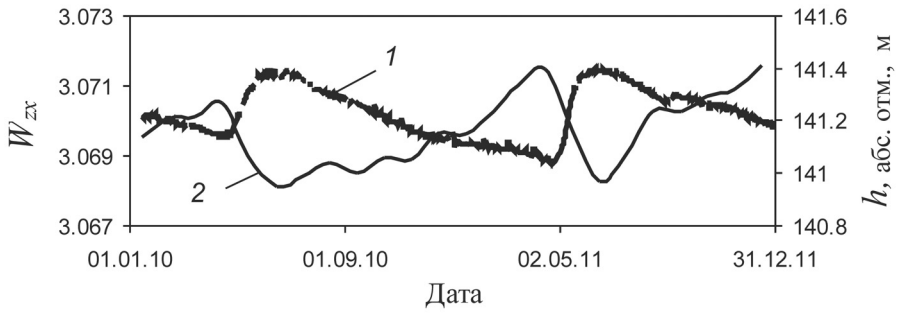


Рис. 7. Вариация уровня безнапорного водоносного горизонта (1) и компоненты магнитного типпера (2)

С целью установления возможной корреляции был выполнен совместный анализ вариации магнитного типпера и уровня подземных вод h в открытой скважине. В частности, сравнивались вариации главной компоненты типпера Wzx с изменением уровня подземных вод (в случае безнапорного горизонта вариации уровня воды в открытой скважине определяют вариации мощности водо-

проводящего слоя, то есть эффективной проводимости верхних участков земной коры).

На рис. 7 приведены совместно временные вариации компоненты *Wzx* магнитного типпера и уровня подземных вод. Из рис. 7 видно, что хорошо проявляется отрицательная корреляция кривых. Корреляционный анализ подтверждает наличие значимой отрицательной корреляции между вариациями магнитного типпера и уровнем подземных вод (коэффициент ранговой корреляции Спирмена составляет в нашем случае 0,65 при значимости не хуже 0,95).

Более детальный анализ показывает, что одновременно с магнитным типпером заметно варьирует его дисперсия, что дополнительно свидетельствует о периодических вариациях напряженности магнитного поля в процессе его формирования, которые видны на рис. 8, где в качестве примера приведены совместно кривые, характеризующие изменения среднеквадратического отклонения в суточных вариациях магнитного типпера и уровня подземных вод *h* за 2011 г.

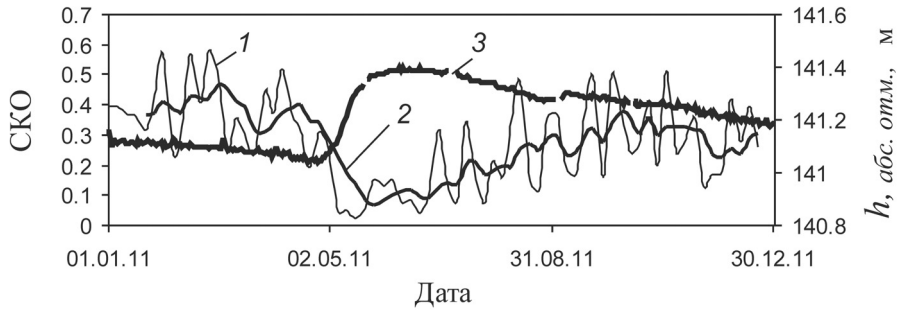


Рис. 8. Вариации среднеквадратического отклонения компоненты W_{ZX} магнитного типпера (*1* – среднее за 1 сут., *2* – среднее за 5 сут.) и уровня подземных вод, абс. отм., м (3)

Таким образом, в результате сравнения сезонных вариаций гидрогеологического режима и годовой цикличности геомагнитных вариаций показана значимая корреляция между сезонными вариациями одного из основных параметров магнитного поля – магнитного типпера, и изменением уровня подземных вод в безнапорном горизонте.

Обнаруженная связь между локальными вариациями магнитного поля и изменением уровня подземных вод может оказаться также существенной и более сложной в регионах с другими гидрогеологическими условиями.

Заключение

Результаты синхронных инструментальных наблюдений, выполненных в среднеширотных условиях, свидетельствуют о сложной картине вариаций геомагнитного поля Земли и его отклика на гидрогеологический режим земной коры. Отмеченные в настоящей работе особенности геомагнитных вариаций несомненно можно использовать в целях диагностики и контроля геодинамического состояния локальных участков земной коры и его изменчивости со временем под воздействием природных и техногенных факторов.

Полученные на материале 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 флюидодинамического режима и поля фоновых сейсмических колебаний в других условиях, отличающихся, например, свойствами конкретных участков земной коры, наличием и особенностями распространения дизъюнктивов и так далее, 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» и при поддержке РФФИ (грант 11-05-00096-а).

Литература

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

Адушкин В.В., Спивак А.А., Горбунова Э.М., Рябова С.А., Харламов В.А. Синхронные вариации магнитного поля Земли и уровня подземных вод // Доклады академии наук. 2013. Т. 449. № 5. С. 579–581.

Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.

Атлас временных вариаций природных, антропогенных и социальных процессов. Т. 3. М.: Научный мир, 2002. 672 с.

Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И., Голубцова Н.С. и др. Магнитовариационное зондирование: новые возможности // Физика Земли. 2003. № 9. С. 3–30.

Горбунова Э.М. Гидрогеологические условия Приокского участка Нелидово-Рязанской шовной зоны // Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2003. С. 129–141.

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. М.: ГЕОС, 2009. С. 232–244.

Иванченко Г.Н. , Горбунова Э.М. Взаимосвязь линеаментных форм и геолого-структурного плана территории Московского региона // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы. М.: ГЕОС, 2008. С. 23–30.

Казначеев В.П., Михайлова Л.П. Биоинформационные функции естественных электромагнитных полей. Новосибирск: Наука, 1985. 180 с.

Колесник А.Г., Колесник С.А., Побаченко С.В. Электромагнитная экология. Томск: ТМЛ-Пресс, 2009. 336 с.

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 ГФО «Михнево» // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы. М.: ГЕОС, 2008. С. 52–62.

Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А., Смирнов С.Э. Результаты мониторинга вариаций геомагнитного поля на обсерваториях «Магадан» и «Паратунка» // Физика Земли. 2011. № 8. С. 49–61.

Экология и человек в изменяющемся мире / Н.А. Агаджанян, С.И. Алексндров, О.А. Аптекаева и др. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 670 с.

УДК 550.8.04+551.594

КОМПЛЕКСНЫЙ МОНИТОРИНГ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ

С.П. Соловьев, Д.Н. Локтев

Методы диагностики локальных участков земной коры, использующие наблюдения за микросейсмическими фоновыми колебаниями, могут быть усовершенствованы на основе комплексного анализа геофизических полей в приповерхностной зоне. На примере анализа данных, полученных на территории Нижегородской области, показано, что учет вклада атмосферных возмущений в вариации сейсмического фона, в частности, использование одновременной регистрации напряженности электрического поля и сейсмоакустических колебаний при прохождении атмосферных грозовых фронтов позволяет выделить сейсмические сигналы, имеющие акустическую природу.

Введение

Наиболее распространенным способом изучения геодинамических процессов, протекающих в верхней части земной коры, являются сейсмологические наблюдения. В зависимости от задач исследований сейсмологические наблюдения имеют различные системы конфигурации: от наблюдений в одной точке до организации сейсмических сетей малой и большой апертуры [Бугаев, Кишкина, 2009; Кишкина, Локтев, Санина и др., 2012]. В любом случае для качественной интерпретации полученных данных необходимо учитывать явления, прямо или косвенно влияющие на сейсмический режим изучаемой среды: приповерхностные и высотные атмосферные процессы, лунно-солнечные приливы, антропогенную нагрузку и т.п. Дополнение сейсмологических наблюдений регистрацией других геофизических полей с точной синхронизацией по времени позволит получить наиболее полную картину процессов, протекающих на границе земная кора – атмосфера. В настоящей работе рассматривается возможность усовершенствования методики интерпретации данных для диагностики локальных участков земной коры на основе комплексного анализа геофизических полей в приповерхностной зоне.

Район проведения наблюдений и аппаратура

Геофизические наблюдения, проведенные в 2012 году (август–октябрь) на территории Нижегородской области, включали в себя: сейсмоакустические наблюдения в нескольких точках: наблюдения за атмосферным электрическим полем, электрическим полем в грунте; объемной активностью радона в почве; метеорологические наблюдения (рис. 1).

Система сейсмоакустических наблюдений представляет собой группу из трех точек на расстоянии около 1 км друг от друга. В каждой точке расположен

трехкомпонентный широкополосный сейсмометр и микробарограф, работающий в диапазоне 0,01–30 Гц. Пункты регистрации, расположенные в заглублениях порядка 1 м, оснащены автономными регистраторами с синхронизацией по GPS.

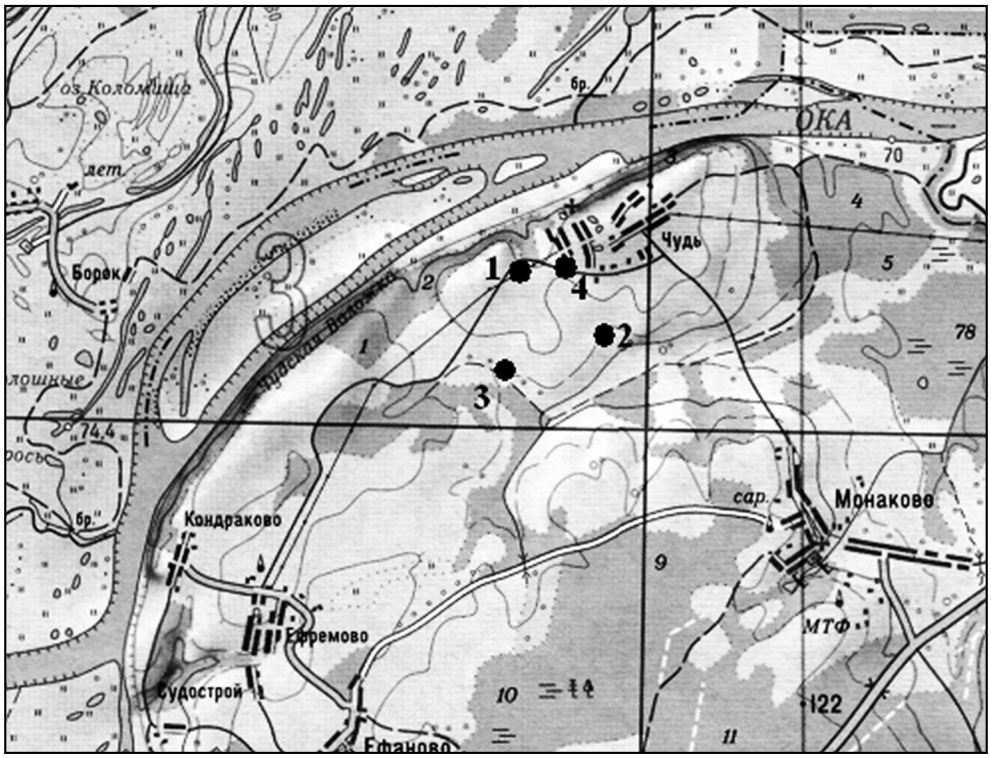


Рис. 1. Схема расположения геофизического комплекса регистрации в Нижегородской области. 1 – пункт регистрации сейсмоакустических колебаний и вариаций напряженности электрического поля; 2 – пункт регистрации сейсмоакустических колебаний; 3 – пункт регистрации сейсмоакустических колебаний и эманаций радона; 4 – метеостанция

В пункте 2 помимо регистрации сейсмических и акустических колебаний велось наблюдение за напряженностью электрического поля в грунте (с помощью разнесенных электродов). В пункте 3 дополнительно располагался датчик радона (СРС-05), измеряющий объемную активность Rn222 в подпочвенной атмосфере на глубине порядка 80 см. В пункте 4 располагалась автоматическая метеостанция и измеритель напряженности электрического поля в приземной атмосфере (флюксметр ИНЭП).

Результаты наблюдений

Вариации напряженности электрического поля в приземном слое определяются как глобальными, так и местными факторами (орография района, метеопараметры, изменение концентраций аэрозолей в воздухе и т.п.). Известно также, что в непосредственной близости от поверхности почвы на величину электрического поля оказывает влияние интенсивность ионизации воздуха, изменяющаяся за счет

радиоактивности почвы и, в частности, выхода из подпочвенной атмосферы радиоактивных газов радона и торона (увеличение объемной активности радона приводит к увеличению интенсивности ионизации в приземном слое воздуха и соответственно к уменьшению напряженности электрического поля). В нашем случае, совместное измерение напряженности электрического поля и объемной активности подпочвенного радона показало, что эманация радиоактивного газа не вносит значительного вклада в поведение электрического поля. Характер изменений объемной активности подпочвенного радона, в основном, зависит от вариаций атмосферного давления в районе наблюдения (рис. 2).

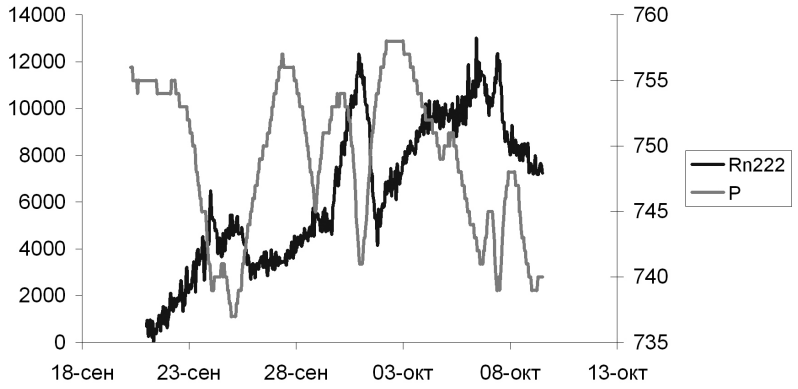


Рис. 2. Изменение объемной активности подпочвенного радона (Бк/м^3) и атмосферного давления (мм.рт.ст.)

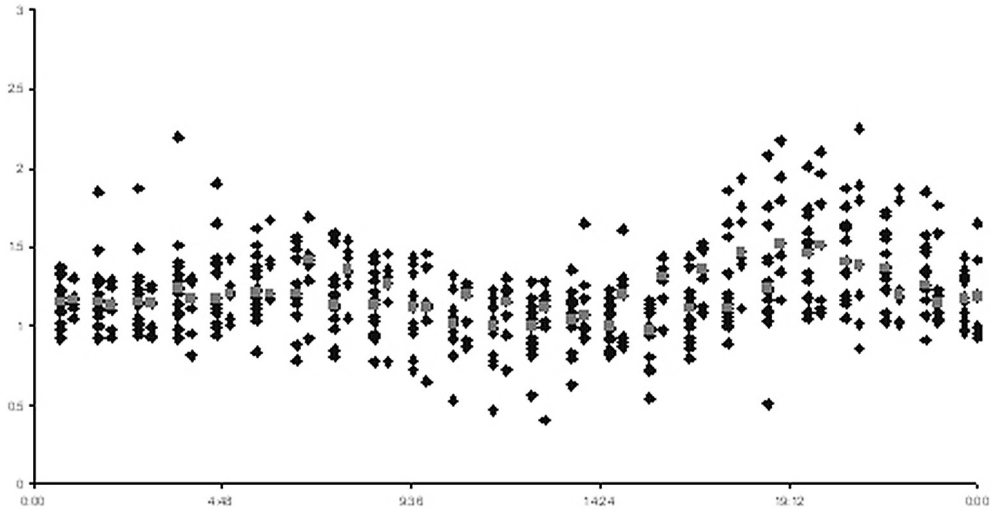


Рис. 3. Суточный ход вариации вертикальной составляющей электрического поля в условиях «хорошей погоды» (значения поля в В/м)

Суточный ход напряженности электрического поля в условиях «хорошей погоды» представлен на рис. 3. Наиболее заметные возмущения электрического поля в приземном слое связаны с прохождением атмосферных фронтов. Рассмотрим один из атмосферных фронтов, проходящих в районе регистрации 9 сентября 2012 г.

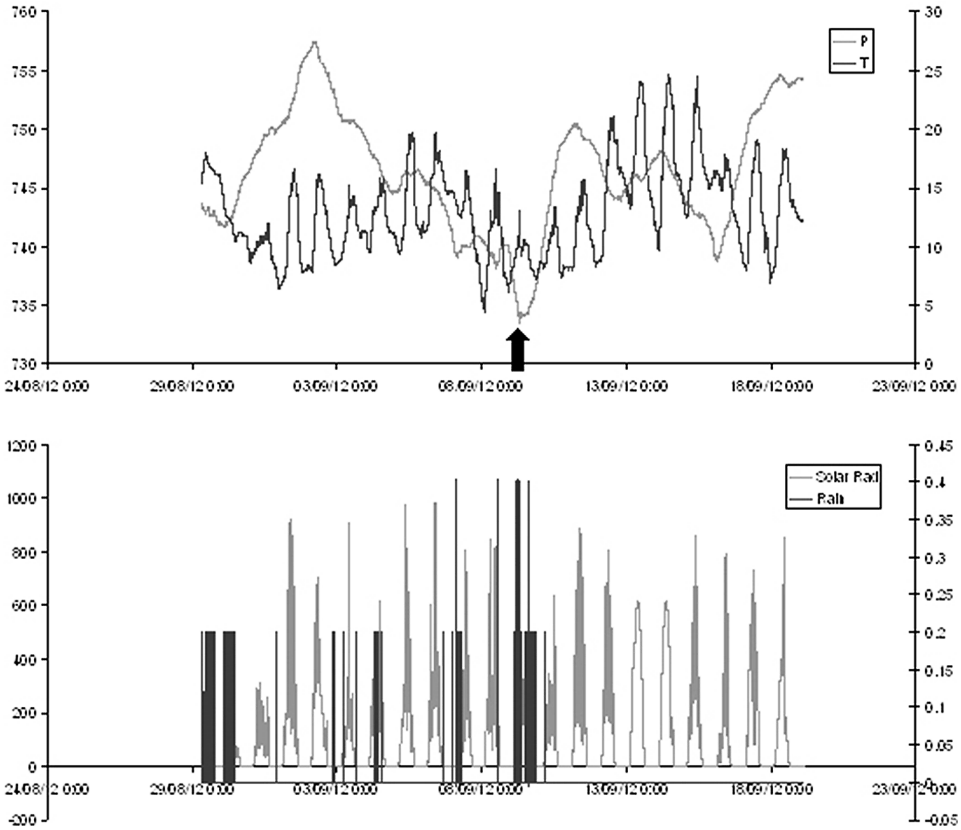


Рис. 4. Изменение атмосферного давления (левая шкала, верхний график, в мм.рт.ст.) и температуры, а так же уровня солнечной радиации (левая шкала, нижний график, в Вт/м^2) и количества осадков (правая шкала, нижний график, в мм). Стрелкой отмечено прохождение холодного атмосферного фронта

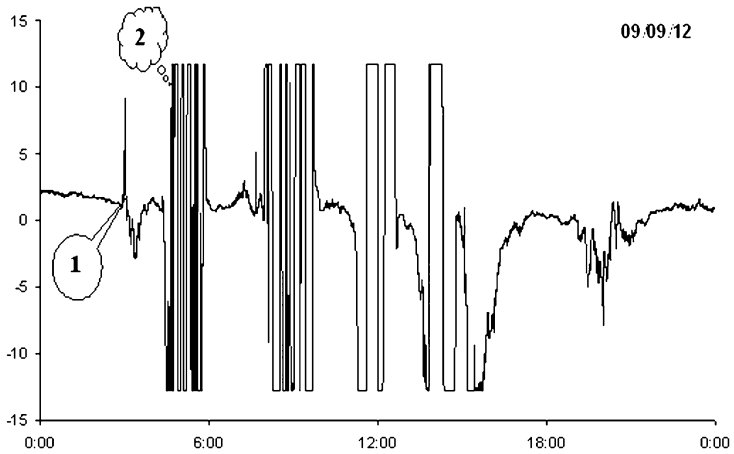


Рис. 5. Вариации вертикальной составляющей электрического поля в приземной атмосфере в течение 9 сентября 2012 г.

1 – аномальное значение, связанное с приближением атмосферного фронта; 2 – аномальные значения, связанные с началом выпадения осадков (значения поля в В/м)

(рисунки 4–5). Аномальный рост значений напряженности электрического поля начинается примерно за 30 минут до прохождения осевой линии холодного фронта над местом регистрации, одновременно с началом падения атмосферного давления. Одновременно регистрируются высокочастотные импульсы, свидетельствующие о том, что приближающийся фронт грозовой (рис. 6). Во время прохождения фронта увеличивается общий уровень сейсмического фона из-за ветровых помех и появления акустических сигналов от молниевых разрядов.

Рис. 6. Пример регистрации грозовых электрических разрядов с помощью ИНЭП

Всего за время регистрации сейсмическими датчиками было зарегистрировано около 300 сигналов, имеющих акустическую природу. Эти сигналы отмечаются в любое время суток: как в дневные, так и в ночные часы.

В отличие от одиночной станции сейсмическая группа, состоящая из нескольких датчиков, позволяет на начальном этапе выделения сигналов распознать акустические события по кажущейся скорости распространения волны ~350 м/с. Однако, если источник сигнала находится непосредственно над сейсмической группой, например, во время грозы, то приход волны на всех точках регистрируется одновременно. Высокая кажущаяся скорость – так называемая «скорость следа» – очень близка к кажущейся скорости волн, имеющих сейсмическую природу. Со временем группы волн начинают расходиться во времени, но это не всегда можно увидеть на фоне достаточно высокого уровня микросейсмического шума. Существенно поднять качество распознавания природы выделяемых сейсмических сигналов позволяет установка в точках регистрации сейсмических, акустических и электрических датчиков. Такая конфигурация позволяет не только определить природу сейсмических сигналов от акустических источников, но и провести локацию акустических и сейсмических сигналов.

На рис. 7 представлен фрагмент регистрации геофизическим комплексом грозового разряда в ближнем районе. Если по сопоставлению фаз сейсмического и

акустического каналов, видно, что сигналы практически синфазны, полярности совпадают, то можно сделать заключение об акустической природе сигнала.

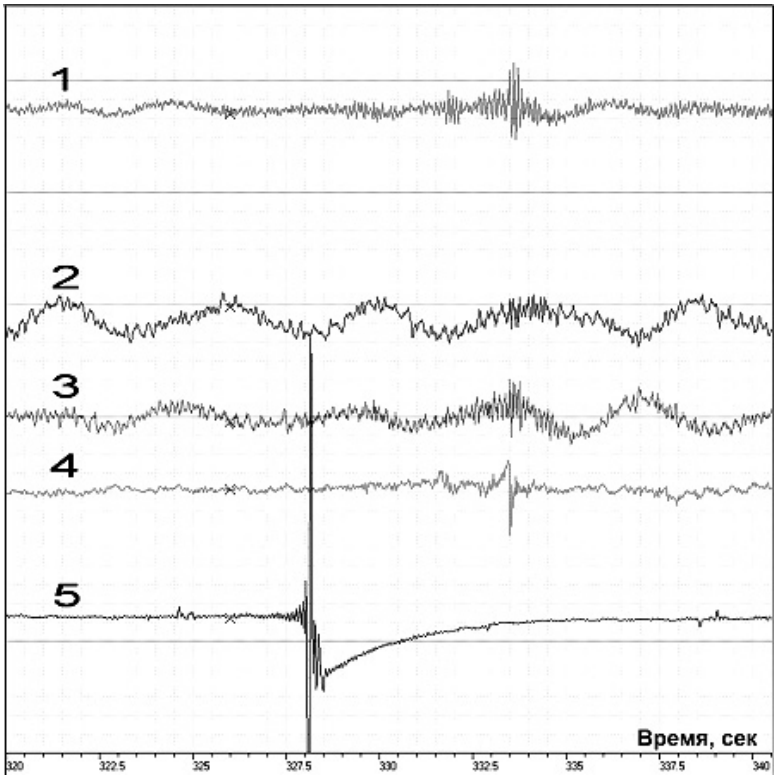


Рис. 7. Пример записи геофизических полей при прохождении грозового фронта.
1, 2, 3 – трехкомпонентный сейсмический датчик (Z, NS, EW); 4 – микробарометр; 5 – регистратор электрического поля в грунте (величины в отн. ед.)

Использование одновременной регистрации напряженности электрического поля и сейсмоакустических колебаний дает возможность определить точное время грозового разряда, что позволяет повысить точность локации источника акустического возмущения. Как видно из рисунков 5 и 6, сигналы от грозовых разрядов имеют крутой передний фронт и хорошо выделяются среди фоновых вариаций электрического поля. Анализ записей атмосферного электрического поля (вертикальная компонента напряженности поля $E_z(t)$) и электрического поля в грунте (горизонтальные компоненты напряженности поля $E_x(t)$ и $E_y(t)$) позволяет определить общее время, в течение которого могут наблюдаться возмущения, связанные с прохождением грозового фронта.

Сделаем оценки расстояний от точки регистрации электрического поля до грозового разряда для тех случаев, когда сигналы от разрядов уверенно выделяются среди фоновых вариаций электрического поля: на записях, полученных в Нижегородской области, минимальная амплитуда таких сигналов составляла ΔE_z = 5–10 В/м. Будем рассматривать молниевые разряды между грозовым облаком и поверхностью земли. Существуют также межоблачные разряды, но масштаб их, как правило, значительно меньше, чем первых. Высоту H сосредоточения электрических зарядов

в нижней части облака относительно поверхности земли полагаем равной 1000–3000 м. Известно, что электрический разряд, образующий молнию, состоит из коротких импульсов, следующих друг за другом и переносящих в общей сложности из облака на землю электрический заряд Q порядка 5–20 Кулон [Чалмерс, 1973]. В ближней зоне от источника электрического поля, где еще не формируется электромагнитная волна (расстояния порядка 100 км), можно воспользоваться квазиэлектростатическим приближением для оценки амплитуды сигналов электрического поля. Самая простая модель, предполагающая быстрое исчезновение части электрического заряда грозового облака ΔQ, расположенного на высоте H от проводящей поверхности, с учетом его зеркального отображения, дает следующую оценку скачка вертикальной компоненты электрического поля:

$$\Delta E_z = \frac{\Delta Q H}{2\pi\varepsilon_0 (r^2 + H^2)^{2/3}}, \tag{1}$$

где ε_0 – электрическая постоянная, r – расстояние до грозового облака.

Другая оценка может быть получена из решения задачи Зоммерфельда об электрическом диполе, расположенном вблизи границы раздела двух сред, в квазистатическом приближении. В этом случае оценки могут быть получены как для вертикальной компоненты напряженности электрического поля $\Delta E_z(t)$, так и для горизонтальных компонент $\Delta E_r(t)$ и $\Delta E_\theta(t)$. На границе раздела вертикальная компонента электрического поля испытывает скачок $E_{1z} = \frac{\rho_2}{\rho_1} E_{2z}$ (ρ_1 и ρ_2 – электропроводности воздуха и земли, соответственно), а горизонтальные компоненты непрерывны.

$$E_{1z} = \frac{p_z(2H^2 - r^2) + p_x 3rH\cos\theta}{2\pi\varepsilon_0 R^5}, \; E_{2z} = \frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{p_z(2H^2 - r^2) + p_x 3rH\cos\theta}{2\pi\varepsilon_0 R^5}, \tag{2}$$

$$E_{1,2r} = \frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{p_z 3rH + p_x(2r^2 - H^2)\cos\theta}{2\pi\varepsilon_0 R^5}, \tag{3}$$

$$E_{1,2\theta} = \frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{p_x \sin\theta}{2\pi\varepsilon_0 R^3}, \tag{4}$$

где p_z и p_x – вертикальная и горизонтальная компоненты электрического диполя, $R^2 = r^2 + H^2$, θ – полярный угол. Оценки по формулам (1) и (2) дают близкие значения. В таблице приведены оценки расстояния r до грозового облака, для которых значения сигналов ΔE_z превышают 5–10 В/м.

Таблица

ΔQ, Кл	H, м	r, км	H, м	r, км
5	2000	27–33	3000	30–38
10	2000	33–42	3000	38–48
20	2000	42–53	3000	48–60

Заключение

Анализ результатов комплексных геофизических наблюдений, полученных в августе–октябре 2012 года, позволил определить вклад атмосферных возмущений в

вариации сейсмического фона и эманации радона; выделить сейсмические сигналы, имеющие акустическую природу. По геофизическим данным были определены времена прохождения атмосферных (грозовых) фронтов в районе регистрации, а также определена пространственная «чувствительность» геофизического комплекса к грозовым фронтам: радиус этой зоны находится в пределах от 30 до 60 км.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-05-00578).

Литература

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

Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Санина И.А. и др. Сейсмологический мониторинг проектируемой площадки Нижегородской АЭС с использованием малоапертурной группы // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 3: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2012. С. 57–65.

Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеоиздат. 1973. 384 с.

УДК 550.3; 550.4

ОСОБЕННОСТИ СЕЙСМОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В ЗОНЕ ВЛИЯНИЯ РАЗЛОМА

Г.Н. Иванченко, Б.Г. Лукишов, А.А. Спивак, В.А. Харламов

Приводятся результаты синхронных инструментальных наблюдений за геомагнитными вариациями, вызванными распространением сейсмических волн через тектонический разлом. Получены зависимости сейсмомагнитного эффекта от амплитуды сейсмического сигнала. Впервые показано, что амплитуда сейсмомагнитного эффекта максимальна в зоне влияния разлома и уменьшается экспоненциально с расстоянием до его серединной линии.

Введение

Разломные зоны земной коры оказывают существенное влияние на формирование режимов геофизических полей в приповерхностном слое атмосферы Земли [Адушкин, Спивак, 2012; Спивак, 2010] в том числе при внешних воздействиях, связанных с приливной деформацией [Адушкин и др., 2012], барическими вариациями в атмосфере [Локтев, Спивак, 2008] и распространением сейсмических волн [Гохберг и др., 1987; Гершензон и др., 1993; Гульельми и др., 1996; Лукишов и др., 2012]. Инструментальные наблюдения свидетельствуют также о повышенной интенсивности геодинамических процессов в зонах влияния тектонических разломов,

а также процессов, связанных с взаимодействием и преобразованием геофизических полей [Адушкин и др., 2006].

Исследование вариаций геофизических полей в зонах тектонических нарушений (а, следовательно, зонах повышенной деформируемости твердой среды) представляет значительный интерес при решении фундаментальных задач, связанных с установлением механизмов межгеосферных взаимодействий, преобразованием энергии физических полей разной природы, а также с постоянно возрастающим интересом к совершенствованию имеющихся и разработке новых перспективных методов диагностики геодинамического состояния земной коры.

Повышение чувствительности методов геодинамического контроля локальных участков земной коры и достоверности картирования наиболее опасных (с точки зрения потери механической устойчивости зон) востребовано при выборе и обосновании площадок под строительство особо ответственных сооружений и объектов повышенного риска (АЭС, трубопроводный транспорт, крупные гидроузлы и т.д.), а также обеспечении их долговременной безопасной эксплуатации. Одновременно с этим совершенствование методов диагностики массивов горных пород необходимо проводить в целях контроля и предотвращения катастрофических последствий природных явлений и процессов (склоновые явления, обрушение карстовых пустот и т.д.).

Результаты инструментальных наблюдений, выполненных в ИДГ РАН в течение последних 8 лет, свидетельствуют о том, что расширение возможностей геодинамического контроля локальных участков земной коры и, в частности, интенсивности деформационных процессов в разломных зонах связано с необходимостью привлечения анализа временных и пространственных вариаций геофизических полей (например, электрического и магнитного) на приповерхностных участках земной коры и в приземном слое атмосферы [Адушкин и др., 2011].

Одним из наиболее перспективных является подход, основанный на оценке отклика геофизических полей на слабые внешние возмущения, и, особенно, в зонах влияния тектонических структур, в которых процессы, связанные с взаимодействием и преобразованием геофизических полей, проявляются более ярко [Гульельми, 2002; Спивак, 2010]. При этом весьма важной является информация о степени локализации и размерах зоны влияния тектонического разлома на указанные процессы.

Нас заинтересовал известный сейсмомагнитный эффект, проявляющийся возникновением геомагнитных вариаций при распространении сейсмических волн [Гульельми, 1986а, 1986б; Eleman, 1965]. Известны механизмы этого явления: инерционный, индукционный и деформационный, в зависимости от того, какой элемент движения среды является определяющим – ускорение, скорость или смещение [Гульельми, Рубан, 1990; Гульельми, 1995 и др.]. Сейсмомагнитный сигнал может возникать в результате пьезомагнитного эффекта, возбуждения роста микротрещин, а также вследствие магнитостатических колебаний локальных геомагнитных аномалий среды в поле сейсмических волн либо колебаний проводящих элементов среды в магнитном поле геодинамо [Анисимов и др., 1985; Горбачев, Сурков, 1987; Гульельми, Рубан, 1990; Гульельми и др., 1996].

При большом объеме выполненных исследований вопросы, связанные с установлением количественного соотношения между амплитудой сейсмического сигнала и амплитудой геомагнитных вариаций, а также влиянием разломной зоны на величину эффекта, детально не рассматривались.

В настоящей работе анализируется роль и влияние разломной зоны на пространственное распределение геомагнитных вариаций в приземном слое атмосферы, вызванных распространением сейсмических волн разного происхождения.

Объект исследований и содержание наблюдений

Влияние разломной зоны на пространственные характеристики процесса преобразования энергии сейсмических колебаний в энергию геомагнитных вариаций исследовалось в настоящей работе в одном из районов центральной части Восточно-Европейской платформы, расположенном в северной части Тульской области РФ. В качестве объекта исследований был выбран один из разломов, оперяющий Приокскую разломную зону на Тарусо-Алексинском участке и проявляющийся на поверхности в виде хорошо выраженного линеамента, пересекающего субмеридиональный участок долинного комплекса р. Оки (рис. 1). Линеамент трассируется по правому и левому притокам р. Оки, которые имеют выраженный бухтообразный поперечный профиль и невыработанный продольный профиль равновесия. На дне флювиальных форм отмечен выход коренных нижнекарбоновых известняков тарусской свиты, что связано с интенсивной глубинной эрозией. Эти морфологические

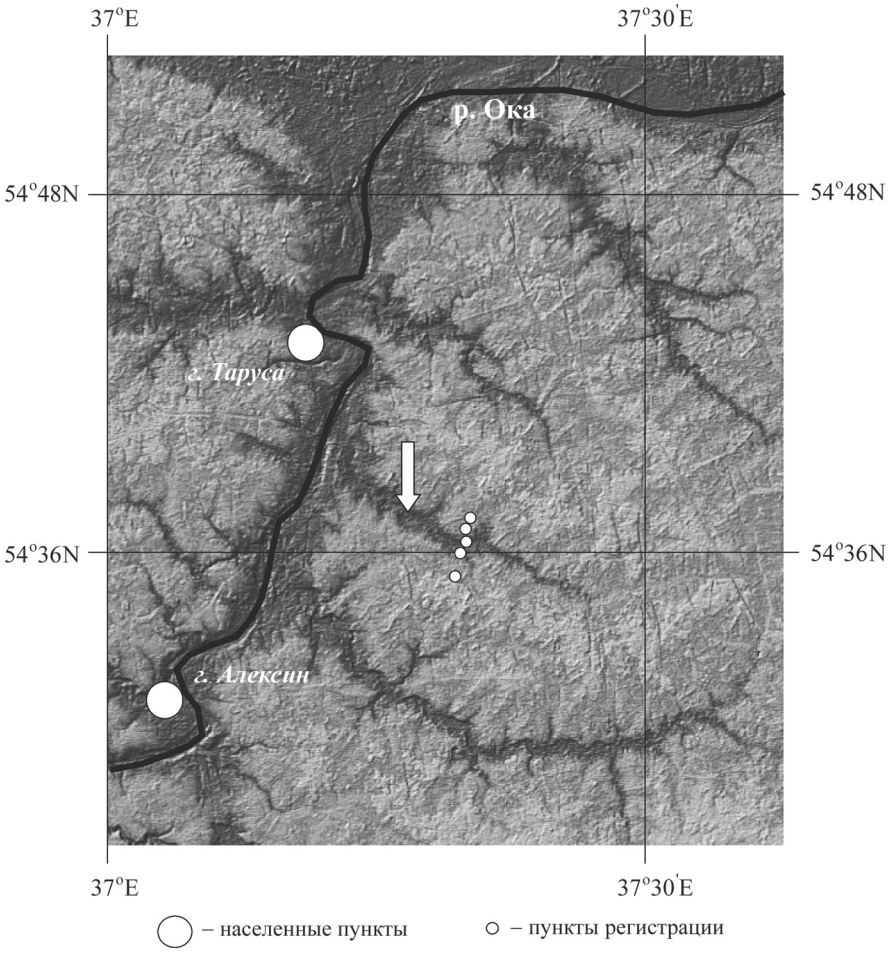


Рис. 1. Схема линеаментов района проведения инструментальных наблюдений с указанием профиля регистрации геофизических полей.
Стрелкой обозначена исследуемая тектоническая структура

признаки свидетельствуют о заложении рассматриваемой линеаментной формы в новейшее время и, следовательно, о ее возможной неотектонической активности. По нашим оценкам, выполненным с использованием подхода, изложенного в работе [Кузьмин, 2004], ширина разломной зоны составляет около 500 м.

Трехкомпонентная сейсмическая регистрация выполнялась в диапазоне частот 0,5–40 Гц с помощью сейсмометров СМ-3КВ-Э, работающих в режиме велосиметра. Измерение геомагнитных вариаций выполнялись в сейсмическом диапазоне частот с помощью магнитометра G-856 (GEOMETRICS) и тремя магнитометрами индукционного типа МИН-ВЧ-002. Регистрация получаемой информации выполнялась с помощью программируемых регистраторов REFTEK-130 и «Дельта-Геон-023». Более подробно методика проведения инструментальных наблюдений описана в работе [Лукишов и др., 2012].

Сейсмическая регистрация и регистрация геомагнитных вариаций выполнялись вдоль профиля, пересекающего линеаментную форму (рис. 1), на разных расстояниях R от ее серединной линии в летний период 2012 г. при стабильных метеоусловиях и отсутствии заметных ветровых проявлений. Анализировались геомагнитные вариации, вызванные сейсмическими сигналами от взрывов на карьерах Московской и Тульской областей и от местных событий релаксационного типа [Адушкин и др., 2006; Куликов и др., 2008; Спивак, Кишкина, 2004].

Результаты инструментальных наблюдений

Синхронная регистрация показала, что распространение сейсмического сигнала через разломную зону вызывает вариацию геомагнитного поля. Выбор участков записей, содержащих сейсмический сигнал и вариации геомагнитного поля, осуществлялся следующим образом. На первом этапе выполнялась подготовка цифровых данных для дальнейшего анализа. Для приведения в эквидестантный вид и восстановления данных («сглаживание» пропусков и выбросов в исходных временных рядах) привлекались методы, основанные на использовании ряда Котельникова [Загоруйко, 1972], методы дискретного преобразования Фурье [Россиев, 1998] и сплайн-интерполяции программного пакета MatLab.

На втором этапе с использованием метода STA/LTA выполнялась выборка участков записей, содержащих по отдельности сейсмические и геомагнитные вариации с амплитудой, в 2,5 раза превышающей фоновую. Для анализа выбирались участки записи, содержащие одновременно сейсмическое событие и геомагнитные вариации (таких участков за время выполнения наблюдений было выделено 48).

Пример синхронной записи сейсмического сигнала и вызванных геомагнитных вариаций представлен на рис. 2. Детальный анализ синхронных вариаций сейсмического и геомагнитного полей свидетельствует о том, что рассматриваемый эффект связан с группой поверхностных волн (это хорошо видно из рис. 2) и имеет выраженный локальный характер, поскольку предвестник геомагнитных вариаций в экспериментах не наблюдается. Последнее может быть связано с сильным пространственным затуханием электромагнитного сигнала в отличие от сейсмического.

Сравнительный анализ данных демонстрирует также существенное отличие в спектрах сейсмических сигналов и геомагнитных вариаций. Если характерная частота сейсмических сигналов находится в диапазоне 0,7–1 Гц, то характерная частота геомагнитных вариаций составляет величину 0,5 Гц и менее.

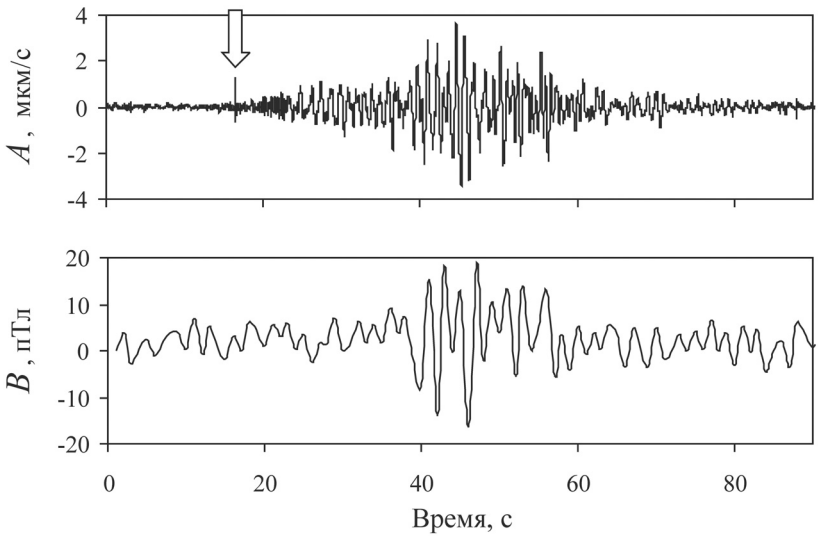


Рис. 2. Пример синхронных вариаций полного вектора геомагнитного поля *B* за вычетом тренда и вертикальной компоненты сейсмического сигнала *A* от массового карьерного взрыва (вертикальной стрелкой обозначен приход *P*-волны)

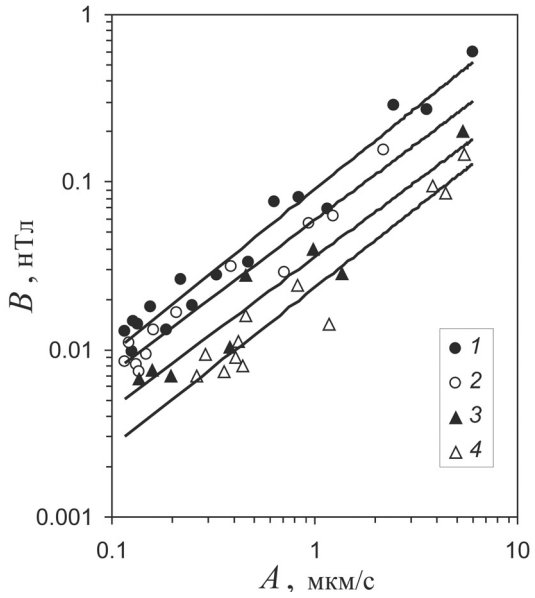


Рис. 3. Соотношение между максимальными среднеквадратичными амплитудами сейсмического сигнала *A* и вызванных геомагнитных вариаций *B*; расстояние от серединной линии разлома, км: *1* – 0,1; *2* – 0,625; *3* – 1,109; *4* – 1,156

Анализ полученных данных показал, что зависимость между максимальными значениями модуля полного вектора[1] сейсмических импульсных колебаний *A* и модулем полного вектора геомагнитных вариаций *B* близка к линейной (величины *A*

[1] В связи с тем, что сейсмические сигналы распространялись вдоль разных азимутов и под разными углами выхода на свободную поверхность в точках регистрации зависимости между отдельными компонентами рассматриваемых геофизических полей не анализировались.

и B вычислялись относительно тренда). На рис. 3 представлены результаты измерений в виде зависимости $B(A)$, которая представима в виде:

$$B = 0{,}09A^{0{,}97} \text{ нТл, для } R = 0{,}1 \text{ км},$$

$$B = 0{,}06A^{0{,}91} \text{ нТл, для } R = 0{,}625 \text{ км},$$

$$B = 0{,}036A^{0{,}9} \text{ нТл, для } R = 1{,}109 \text{ км},$$

$$B = 0{,}023A^{0{,}95} \text{ нТл, для } R = 1{,}156 \text{ км},$$

где A выражена в мкм/с.

Из данных рис. 3 также следует, что по мере удаления от разлома величина геомагнитных вариаций при сходных по величине амплитудах сейсмического сигнала уменьшается. Из этого следует, что преобразование энергии механических колебаний в энергию геомагнитных вариаций происходит более интенсивно в самом разломе и в зоне его влияния. Это может быть связано с более сложной по сравнению с окружающей средой внутренней структурой разломной зоны, а также ее особой флюидодинамикой. Но этот вопрос требует проведения дальнейших исследований.

С целью группирования данных и в связи с отсутствием выполнения многоточечных синхронных наблюдений одновременно на разных расстояниях от разлома, в качестве параметра, характеризующего сейсмомагнитный эффект, в настоящей работе анализировался параметр $B_0 = \frac{B}{A}(R)$, где R – кратчайшее расстояние от точки наблюдений до центральной части разломной зоны.

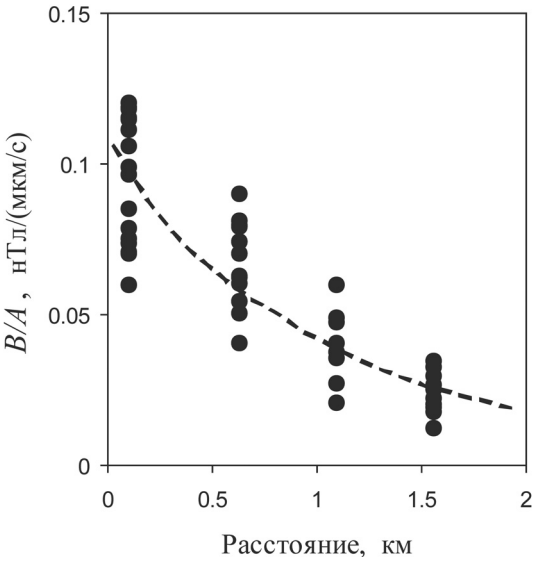


Рис. 4. Относительные геомагнитные вариации, вызванные сейсмическим сигналом в зависимости от расстояния до серединной линии разломной зоны

Полученные в ходе эксперимента значения параметра B_0 приведены на рис. 4 в зависимости от расстояния до центральной части разломной зоны. Данные рис. 4 свидетельствуют о том, что интенсивность сейсмомагнитного эффекта максимальна в окрестности серединного участка разломной зоны и заметно уменьшается по мере удаления от разлома.

Заключение

Полученные данные в очередной раз подтверждают неоднократно высказанное ранее мнение о разломах как особых зонах земной коры, внутренняя структура которых и особенности поведения материала-заполнителя определяют не только интегральные механические свойства локальных участков земной коры, но также сложные процессы, связанные с преобразованием и взаимодействием геофизических полей [Ребецкий, 2008; Кочарян и др., 2011; Спивак, Цветков, 2009; Спивак, 2010; Шерман, 2012]. Роль разломных зон в преобразовании энергии между геофизическими полями разной природы значительна, что открывает новые возможности для картирования активных разломов и оценки величины возможных дифференциальных смещений в среде на основе анализа особенностей пространственных и временных вариаций геофизических полей.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант 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: материалы семинара-совещания, 26-27 сентября 2011 г., Москва. М.: ГЕОС, 2011. С. 27–42.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Приповерхностная геофизика: комплексные исследования литосферно-атмосферных взаимодействий в окружающей среде // Физика Земли. 2012. № 3. С. 3–21.

Адушкин В.В., Спивак А.А., В.А. Харламов. Влияние лунно-солнечного прилива на вариации геофизических полей на границе земная кора-атмосфера // Физика Земли. 2012. № 2. С. 14–26.

Анисимов С.В., Гохберг М.Б., Иванов Е.А. и др. Короткопериодные колебания электромагнитного поля при промышленном взрыве // Доклады академии наук. 1985. Т. 281. № 3. С. 556–559.

Гершензон Н.И., Гохберг М.Б., Гульельми А.В. Электромагнитное поле сейсмического импульса // Физика Земли. 1993. № 9. С. 48–52.

Горбачев Л.П., Сурков В.В. Возмущение внешнего магнитного поля поверхностной волной Релея // Магнитная гидродинамика. 1987. № 2. С. 2–12.

Гохберг М.Б., Гуфельд И.Л., Козырева О.В., и др. Электромагнитное излучение горной среды в условиях взрывного нагружения // ДАН. 1987. Т. 295. № 2. С. 321–325.

Гульельми А.В. Магнитоупругие волны // Физика земли. 1986а. № 7. С. 110–121.

Гульельми А.В. Возбуждение колебаний электромагнитного поля упругими волнами в проводящем теле // Геомагнетизм и аэрономия. 1986б, Т. 26. № 3. С. 467–470.

Гульельми А.В., Левшенко В.Т., Похотелов Д.О. Сравнительный анализ динамических и квазистатических механизмов генерации сейсмомагнитных сигналов // Физика Земли. 1996. № 8. С. 18–25.

Гульельми А.В. О пороговых явлениях в геоэлектрике // Физика Земли. 2002. № 4. С. 75–77.

Загоруйко Н.Г. Методы распознавания и их применение. М.: Сов. радио, 1972. 216 с.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Марков В.К. Изменение жесткости контакта между блоками горной породы в ходе прерывистого скольжения // Динамические процессы в геосферах. Вып. 2:сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2011. С. 40–49.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломных зон // Физика Земли. 2004. № 10. С. 95–111.

Куликов В.И., Санина И.А., Гончаров А.И. и др. Особенности распространения сейсмических волн от карьерных взрывов на Русской платформе // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2008. С. 89–97.

Локтев Д.Н., Спивак А.А. Вариации высокочастотной составляющей микросейсмического фона при барических возмущениях атмосферы // ДАН. 2008. Т. 418. № 3. С. 387–390.

Лукишов Б.Г. Спвак А.А., Тер-Семенов А.А. Вариации геомагнитного поля при распространении сейсмических волн через разлом // ДАН. 2012. Т. 442. №. 2. С. 259–262.

Ребецкий Ю.Л. Разломы как особое геологическое тело. Модель развития крупномасштабного хрупкого разрушения // Дегазация Земли: геодинамика, геофлюиды, нефть, газ и их прагенезы. М.: ГЕОС, 2008. С. 418–420.

Россиев А.А. Моделирование данных при помощи кривых для восстановления пробелов в данных // Методы нейроинформатики» / Под ред. А.Н. Горбаня. КГТУ: Красноярск, 1998. С. 6–22.

Спивак 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.

Спивак А.А., Цветков В.М. Новая модель зональной структуры разломов // ДАН. 2009. Т.424. № 3. С. 398–401.

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

Шерман В.Н. Деструкция литосферы: состояние проблемы, современные представления о разломно-блоковой делимости и ее короткопериодной активизации // Тектонофизика и актуальные вопросы наук о Земле. Т. 1. М.: ИФЗ РАН, 2012. С. 123–129.

Eleman F. The response of magnetic instruments to earthquake waves // J. Geomag. Geoelectr. 1965. Vol. 18. No. 1. P. 43–72.

УДК 550.8.04+551.594

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ОБРАЗЦАМИ ГОРНЫХ ПОРОД НИЗКОЙ ПОРИСТОСТИ

И.Б. Косарев, С.П. Соловьев

Проведены предварительные оценки характеристик электрической поляризации, возникающей при ударном воздействии на образцы горных пород, проявляющие аномальный пьезоэлектрический эффект. Физическая модель поляризации построена на основе механизма движущихся заряженных дислокаций. Конкретные расчёты проведены для образца из мрамора.

Введение

Исследование генерации электромагнитных сигналов при динамических воздействиях на образцы горных пород служит одним из методов изучения механизмов возникновения электромагнитного излучения в твердых телах. Предполагаемое сходство отдельных механизмов генерации электромагнитного поля при протекании естественных процессов в земной коре и в процессе деформации и разрушения образцов горной породы побудило исследователей использовать для моделирования электромагнитных эффектов. Эксперименты в лабораторных условиях обладают тем преимуществом, что позволяют осуществлять контролируемое динамическое воздействие на фрагмент горной породы в условиях различного напряженно-деформированного состояния. Электромагнитная эмиссия напрямую связана с проявлением различного рода физических механизмов, способствующих преобразованию механической энергии в электромагнитную.

Источниками генерации электромагнитного излучения в твёрдых телах являются механоэлектрические преобразователи (МЭП), возбуждаемые за счёт пьезоэлектрического, пьезомагнитного эффектов, электрокинетических явлений, процессов электризации при трении и трещинообразовании, движения заряженных дислокаций и др. [Гохберг и др., 1988]. Некоторые из этих механизмов были проанализированы в работе [Косарев, Соловьев, 2011]. Цель проводимых исследований – изучение возможного проявления этих физических механизмов в проведённых динамических экспериментах.

Механическая модель

Ударное воздействие является одним из эффективных способов возбуждения упругих волн в исследуемом образце, в свою очередь приводящих к появлению электрических сигналов [Веттегрень и др., 2013; Chmel, Shcherbakov, 2012; Беседина и др., 2010; Яворович и др., 1999]. На рассматриваемом в статье примере соударения металлического шара и образцов различных горных пород, на которых ранее были проведены лабораторные эксперименты [Беседина и др., 2010], анализируется связь механических параметров удара с характеристиками возникающей при этом электрической поляризации. Ниже будут приведены расчеты для мраморного образца.

Каждый из используемых в экспериментах образцов представляет собой балку со своими размерами в трёх измерениях, лежащую на упругом основании [Беседина и др., 2010]. Поэтому строгое решение динамической задачи о продольном ударе стального шарика по торцу образца и рассмотрение волнового движения в нём должно быть проведено как расчёт 3-х мерной задачи. Распространение любого возмущения вдоль продольной оси балки можно представить в виде волн, которые многократно отражаются от граней. При этом волна каждого одного типа при отражении порождает 2 типа волн, и процесс распространения оказывается очень сложным для описания. Изучение результатов ряда работ, связанных с подобного рода задачами, (см. например, [Кондауров и др., 1984]), показывает, что наряду с осевым волнообменом происходит интенсивное радиальное движение. В процессе распространения продольной волны возникают силы инерции, связанные с расширением и/или сжатием среды в поперечном направлении. В ряде работ [Адищев, Кардаков, 1992; Skalak, 1957; Miklowitz, 1957] радиальная инжекция была учтена

введением дополнительного слагаемого, описывающего дисперсные эффекты, в уравнение распространения волн деформаций, в результате чего задача была сведена к квазиодномерному приближению. В ряде экспериментальных работ было также показано, что для описания волновой картины в стержне (поперечные размеры которого гораздо меньше, чем его длина) на расстояниях приблизительно в 10 раз превышающих размеры его поперечного сечения может быть использована одномерная постановка задачи. Так в экспериментах с мраморным стержнем [Беседина и др., 2010] было установлено, что на расстоянии ~1 м от торца, по которому производился удар, сформировавшаяся упругая волна с хорошей точностью может быть описана как плоская, и для ее моделирования может быть использована одномерная постановка.

В рассматриваемой задаче для описания начальной стадии используется решение Герца, полученное для абсолютно упругого нормального удара металлического шара в торец балки. Зависимости от времени смещения поверхностей в контактной точке шаровой поверхности $h(t)$, силы и времени столкновения, рассчитанные по теории Герца, взяты из [Read, 1985]:

$$h(t) = h_m \sin(\pi t/t_c). \tag{1}$$

Максимальное смещение h_m поверхности твёрдого полупространства, по которой происходит удар:

$$h_m = \left(\frac{15}{16}\, m V_0^2 (x_1 + x_2) R_1^{-0.5}\right)^{0,4}, \tag{2}$$

где $x_i = (1 - \nu_i^2)/E_i$, $i = 1, 2$, E_i и ν_i – модули Юнга и Пуассона для материала шара ($i = 1$) и полупространства ($i = 2$), R_1 – радиус шара, V_0 – его скорость, m – масса шара, время столкновения

$$t_c = 4{,}53(4\pi d_1(x_1 + x_2)/3)^{2/5} R_1 V_0^{-2/5},$$

где d_1 – плотность материала шара.

Зависимость нормальной силы сжатия F от смещения имеет вид степенной функции $F = \text{const} \cdot h^{3/2}$. Постоянная зависит от геометрии соударяющихся тел и упругих свойств материалов. Сила F между шаром и торцевой поверхностью имеет вид:

$$F(t) = F_{\max} \sin(\pi t/t_c)^{3/2},$$

где

$$F_{\max} = 1{,}917 d_1^{3/5} (x_1 + x_2)^{-2/5} R_1^2 V_0^{6/5}, \tag{2'}$$

Поскольку точки измерения механических и электрических величин расположены достаточно далеко от ударяемого торца, для проведения численных оценок воспользуемся асимптотическим решением задачи, соответствующим выходу решения неодномерной задачи на одномерное в виде плоской волны, возникающей в результате взаимодействия и многократного отражения волн от боковых граней балки и распространяющейся на расстояниях от торца больших $10a$ (где $a = 10$ см – характерный размер сечения балки) – «стержневое приближение». При этом предполагается, что удар производится твёрдым телом той же массы, что и шар, но с площадью сечения, совпадающей с площадью сечения образца.

Плоская волна деформации описывается следующим уравнением [Ландау, Лившиц, 1969]:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \tag{3}$$

где $u(x, t)$ – смещение сечений с координатой x в момент времени t, $c = \sqrt{E/d}$ – скорость распространения волны в веществе стержня с модулем упругости E и плотностью d. В момент времени $t = 0$ тело массы m наносит удар по торцу стержня со скоростью V_0.

Начальные и граничные условия в задаче следующие [Манжосов, 2007]:

$$u\Big|_{t=0} = 0,\ \frac{\partial u}{\partial t}\Big|_{t=0} = \begin{cases} V_0, & x = 0 \\ 0, & 0 < x \le L \end{cases} \tag{4}$$

$$m\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - ES\frac{\partial u}{\partial x}\Big|_{x=0} = 0,\ ES\frac{\partial u}{\partial x} + Ku\Big|_{x=L} = 0.$$

Здесь L – длина стержня, K – коэффициент, характеризующий свойства материала образца, S – площадь сечения стержня. Характерный временной масштаб длительности граничного импульса давления, который формируется под действием удара, определяется параметром $\alpha = ES/mc$. Решение задачи (3) и (4) получено с помощью преобразования Лапласа по времени [Манжосов, 2007].

Обратная величина параметра α в сформулированной модели, описывающей распространение волн, α^{-1} играет роль характерного временного масштаба столкновения. При выбранных значениях массы стального ударника, плотности и скорости продольных волн для мраморного образца его величина составляет 1 мкс. При этом время столкновения t_c, рассчитанное по теории Герца (см. формулы (2')) равно 100 мкс. В применении к практическому расчёту динамики распространения волн сжатия в одномерном приближении используется эффективное значение α, которое находится из наилучшего приближения к экспериментальным величинам массовой скорости V за фронтом и осевых напряжений, рассчитанных по формулам (2'). В результате подбора принято эффективное значение $\alpha^{-1} = 50$ мкс.

Модель движущихся заряженных дислокаций

Оценим величины электрических сигналов, возникающих при ударном воздействии на мраморный образец, исходя из механизма движущихся заряженных дислокаций [Гохберг и др., 1988; Slifkin, 1993; Косарев, Соловьев, 2011].

В квазистатическом приближении электрический потенциал φ в точке наблюдения может быть получен путём суммирования вкладов от всех возможных составляющих рассматриваемого объёма образца горной породы [Yoshida et al., 1997]:

$$\varphi(t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\sum_m \frac{v_m(\vec{P}^{(m)}\cdot\vec{r}^{(m)})}{|\vec{r}^{(m)}|^3}, \tag{5}$$

где суммирование проводится по составляющим образца, дающим вклад в величину потенциала, $\vec{P}^{(m)}$ – вектор поляризации, $\vec{r}^{(m)}$ – радиус-вектор, проведённый от m-го объёма v_m в точку наблюдения, ε – величина диэлектрической проницаемости материала образца.

Для ударной поляризации можно записать следующее уравнение, описывающее поляризацию в каждом элементарном i-том объёме образца

$$\frac{dP_i}{dt} = -c_p \frac{d\sigma}{dt} - \frac{P_i}{\tau_r}. \tag{6}$$

1-ый член в правой части уравнения описывает ударную поляризацию в объёме исследуемого образца, c_p – модуль связи поляризации и напряжения.

Величину $\dot{\sigma}$ можно получить из решения уравнений механической модели. Тогда, исходя из асимптотического решения механической задачи, получаем, что временная производная механического напряжения в далеких от ударяемого торца точках записывается как

$$\dot{\sigma} = -\frac{\Delta\sigma}{\tau} e^{-t/\tau}. \tag{7}$$

Параметр c_p здесь рассчитывается на основе модели движущихся дислокаций (MCD), τ_r – временной масштаб релаксации электрического заряда:

$$\tau_r = \rho\varepsilon, \ \ \tau = 1/\alpha,$$

ρ – величина удельного сопротивления материала образца.

Решение уравнения для поляризации (6) запишется как

$$P_i(t) = \frac{c_p \cdot \Delta\sigma \cdot \alpha\tau_r}{1 - \alpha\tau_r} (e^{-\alpha t} - e^{-t/\tau_r}). \tag{8}$$

При этом плотность поляризационного тока

$$j_p = \frac{dP_i}{dt} = \frac{c_p \cdot \Delta\sigma \cdot \alpha\tau_r}{1 - \alpha\tau_r} (e^{-t/\tau_r}/\tau_r - \alpha e^{-\alpha t}). \tag{9}$$

Сечения стержня, через которые проходит ударный импульс, подвергаются резкому продольному сжатию с последующей разгрузкой. Регистрируемый электрический сигнал в точке измерения соответствует суммарному вкладу от сечений стержня, нагруженных ударным импульсом, движущимся по стержню. Заметное возрастание его абсолютной величины обусловлено усилением поляризации образца, связанным с прохождением фронта через сечение балки, в котором находится измерительная точка.

Для описания возникновения электрических сигналов в проведённых экспериментах [Беседина и др., 2010] в работе использовался механизм движущихся заряженных дислокаций. Поляризационное поле в этом механизме определяют процессы, приводящие к образованию заряженных дислокаций и трещинообразованию. Эти процессы возникают и развиваются при механическом нагружении материала образца [Гохберг и др., 1987; Hadjicontis, Mavromatou, 1994; Slifkin, 1993; Косарев, Соловьев, 2011].

В процессе движения дислокации равновесное положение дислокационной линии и окружающего её облака точечных дефектов нарушается, при этом нарушается и электронейтральность. В этом физическом механизме поляризационное поле, определяемое дислокационным механизмом, пропорционально производной по времени от приложенного механического напряжения. Движение заряженных дислокаций производит поперечную поляризацию по отношению к направлению возникающего в волне напряжения сжатия [Vallianatos, Tzanis, 1998].

Основываясь на этой гипотезе, можно записать следующее выражение для плотности поляризационного тока

$$j_p = \sqrt{2}\ \beta\ \frac{q_\ell}{b}\ \dot{\varepsilon}_p, \text{ где } \beta = \frac{\Lambda^+ - \Lambda^-}{\Lambda^+ + \Lambda^-}. \tag{10}$$

Λ^+ и Λ^- – плотности дислокаций разных механических знаков, β – константа, величина которой около 1 для ионных кристаллов, q_ℓ – заряд дислокаций на единицу длины, b – вектор Бюргера, $\dot{\varepsilon}_p$ – скорость деформации.

Уравнение (10) показывает, что наблюдаемые изменения электрических сигналов связаны с нестационарными изменениями деформации в исследуемом образце. Используя в качестве оценки экспериментальные величины заряда на единицу длины, равного $0{,}1e$ и $b = 5 \cdot 10^{-10}$ м, можно получить входящую в (10) величину $q_\ell = 0{,}3 \cdot 10^{-10}$ Кл/м [Slifkin, 1993].

Приведённые в ряде работ последних лет [Stavrakas et al., 2003; Stavrakas et al., 2008] результаты экспериментальных работ описываются достаточно простым соотношением, связывающим измеренный электрический ток со скоростью изменения механического напряжения, приложенного к образцу при его одноосном сжатии. Величина измеренного в экспериментах тока

$$I = \gamma\ \frac{d\sigma}{dt}, \tag{11}$$

где масштабный коэффициент γ проявляет обратную зависимость от модуля Юнга E (то есть $\gamma \sim 1/E$) и рассчитывается по экспериментальным данным как

$$\gamma = \frac{I_{\max}}{(d\sigma/dt)_{\max}}, \tag{12}$$

где $I_{\max}$ – максимальная величина возникающего тока при одноосном сжатии, $(d\sigma/dt)_{\max}$ – соответствующая величина скорости изменения механического напряжения.

В настоящей работе были использованы зависимости γ, полученные в работах [Stavrakas et al., 2003; Stavrakas et al., 2008]. Регистрируемый в этих работах ток линейно связан со скоростью изменения механического напряжения $d\sigma/dt$ до тех пор, пока материал образца деформируется упруго. Аппроксимируя экспериментальную зависимость, связывающую измеренный ток $I_{\max}$ в (пА) и скорость изменения механического напряжения $\dot{\sigma}_{\max}$, можно получить следующее соотношение

$$\gamma = \frac{I_{\max}}{(d\sigma/dt)_{\max}} = 0.1755 \text{ пА/(МПа/с)}. \tag{13}$$

Используя приведенные выше величины параметров, даваемые формулами (10) и (13), получаем, что $c_p = 10^{-7} \div 10^{-6}$ Кл/(м^{2}МПа). Отметим, что экспериментальное значение c_p, полученное в [Гончаров, Соловьев, 2004], заключено в пределах 10^{-9}–10^{-7} Кл/(м^{2}МПа).

Результаты расчётов

На основе выбранного для описания экспериментов [Беседина и др., 2010] механизма движущихся заряженных дислокаций проведено численное моделирова-

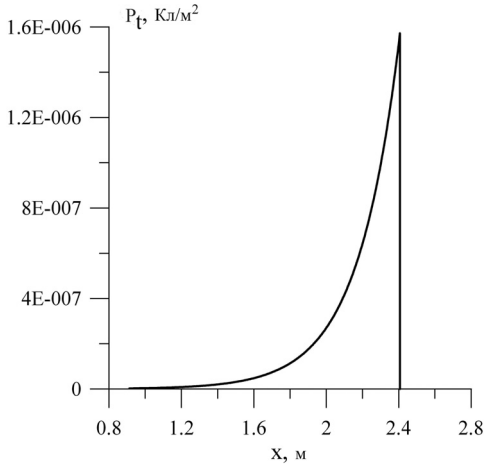


Рис. 1. Распределение плотности поляризации вдоль оси мраморного образца $t = 0.524$ мс

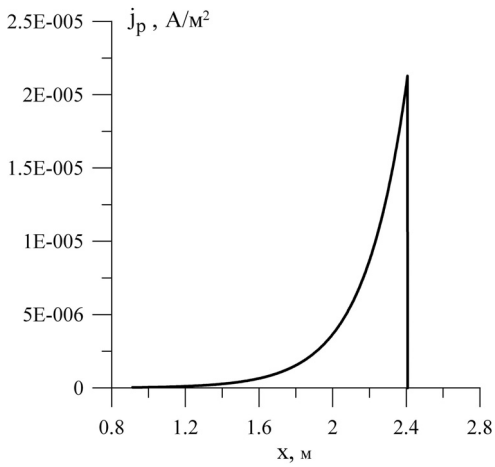


Рис. 2. Распределение плотности поляризационного тока j_p по оси мраморного образца $t = 0.524$ мс

ние процесса возникновения электрической поляризации при ударе стального шарика диаметром 36 мм по торцу мраморной балки длиной 3,6 м. В момент удара скорость налетающего стального шарика равна 1,1 м/с. Измерительная точка расположена на 2,41 м от удара торца.

На рис. 1-2 приведены распределения возникающего при торцевом ударе импульса электрической поляризации P_t (Кл/м^2) и плотности поляризационного тока $j_p = \partial P_t/\partial t$ вдоль оси балки, соответствующие распределениям напряжения σ и его производной по времени $\dot{\sigma}$. Графики этих величин приведены для момента времени $t = 0.524$ мс прохождения измерительной точки. Из приведенных рисунков видно, что электрическая поляризация происходит на фронте ударного импульса, распространяющегося по образцу.

Выводы

Проведено численное моделирование экспериментов, в которых наблюдалось возникновение электрической поляризации при ударе стального шара по поверхности мраморного образца. Физический механизм, используемый для описания электрической поляризации, – механизм движущихся заряженных дислокаций. В предположении, что электрическая поляризация пропорциональна скорости изменения по времени приложенного механического напряжения, вычислено значение модуля связи величины электрической поляризации и производной по времени механического напряжения, которое заключено в пределах 10^{-7}–10^{-6} Кл/(м^{2}МПа). Заметное превышение теоретических величин над экспериментальными, возможно, объясняется использованием квазистационарного соотношения для поляризационного тока или попаданием в область пластических деформаций.

Представленная работа выполнена при поддержке РФФИ (Проект № 12-05-00578а).

Литература

Адищев В.В., Кардаков В.Д. Точное решение задачи об ударе по стержню с учётом дисперсии // Известия ВУЗов. Строительство. 1992. С. 46–48.

Беседина А. Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Соловьев С.П. Лабораторные исследования электрических сигналов при распространении акустических волн в горных породах с низкой пористостью // Сборник научных трудов ИДГ РАН. 2010. С. 106–114.

Веттегрень В.И., Куксенко В.С., Щербаков И.П. Динамика фрактолюминесценции, электромагнитной и акустической эмиссии при ударе по поверхности мрамора // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 144–147.

Гончаров А.И., Соловьев А.П. Ударная электрическая поляризация материалов // ФГВ. 2004. Т. 40. № 6. С. 52–57.

Гохберг М.Б. Гуфельд И.Л., Маренко В.Ф. и др. Исследования возмущений естественных и искусственных электромагнитных полей источниками сейсмического происхождения // Физика Земли. 1987. № 2. С. 17–24.

Гохберг М. Б., Похотелов О.А., Моргунов В.А. Сейсмоэлектромагнитные явления // М.: Наука, 1988. С. 55–58.

Кондауров В.И., Петров И.Б., Холодов А.С. Численное моделирование процесса внедрения жесткого тела вращения в упругопластическую преграду // ПМТФ. 1984. № 4. С. 132–139.

Косарев И.Б., Соловьев С.П. Физические модели генерации электромагнитных сигналов при деформации и разрушении горных пород с низкой пористостью // Динамические процессы в геосферах. Сб. научн. Трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2011. С. 165–176.

Ландау А.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1969.

Манжосов В.К. Продольный удар // Ульяновск: 2007. 358 с.

Яворович Л.В., Гольд Р.М., Ласуков В.В. Исследование амплитуды электромагнитного сигнала при ударном воздействии на образцы горных пород с различной пористостью // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. СО РАН. 1999. № 6. С. 33–39.

Chmel A., Shcherbakov I. Acoustic, electromagnetic and photon emission from dynamically fracturing granite // Pure and Applied Geophysics. 2012. P. 27. doi 10.1007/s00024-012-0470z

Hadjicontis V., Mavromatou C. Transient electric signals prior to rock failure under uniaxial compression // Geophys. Res. Lett. 1994 V. 21. P. 1687–1690.

Miklowitz J. The propagation of compressional waves in a dispersive elastic rod. Part I – Results from the theory // J. Applied Mechanics. 1957. P. 231–239.

Read J. Energy losses due to elastic wave propagation during elastic impact // J. Phys. D. 1985. V. 18. P. 2329–2337.

Skalak R. Longitudinal impact of a semi-infinite circular elastic bar // ASME Jour. Appl. Mechanics. 1957. V. 24. P. 59–64.

Slifkin L. Seismic electric signals from displacement of charged dislocations // Tectonophysics. 1993. V. 224. P. 149–152.

Stavrakas I., Anastasiadis C., Triantis D., Vallianatos F. Piezo stimulated currents in marble samples: precursory and concurrent-with-failure signals // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2003. V. 3. P. 243–247.

Stavrakas I., Triantis D., Agioutantis Z. et al. Electric and electromagnetic signals emitted from rocks under stress up fracture. Experimental results // WSEAS International Conference on GEOLOGY and SEISMOLOGY. 2008. P. 77–83.

Vallianatos F., Tzanis A. Electric current generation associated with the deformation rate of a solid: Preseismic and coseismic signals // Phys. Chem. Earth. 1998. V. 23. № 9–10. P. 933–938.

Yoshida S., Uyeshima M., Nakatani M. Electric potential changes associated with slip failure of granite: Preseismic and coseismic signals // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № B7. C. 14883–14897.

УДК 553.065:553.21/24

МОДЕЛЬ КАВИТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ПОВЕРХНОСТИ СОПРИКОСНОВЕНИЯ ЖИДКОСТИ С МЕЛКОДИСПЕРСНЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ГЕОСИСТЕМАХ

А.П. Голубь, С.И. Попель

Разработаны самосогласованная теоретическая модель и схема численного моделирования, а также создан численный код, реализующие описание кавитационных процессов в геосистемах. В отличие от ранее проведенных исследований объемных кавитационных процессов предложено рассмотрение этих процессов на поверхности соприкосновения жидкости с мелкодисперсными частицами. Модель описывает динамику сжатия и расширения кавитационного пузырька под действием внешнего давления, газодинамические процессы в парах внутри пузырька, теплообмен между паром и жидкостью, сопровождаемый фазовым превращением, кинетику фазового превращения, нагрев и плавление твердой микрочастицы в результате контакта с высокотемпературным паром. Обсуждаются применения модели для описания формирования нано- и микросферул в земной коре, процессов при формировании рудных месторождений, технологических процессов извлечения из минерального сырья в кавитационной камере. Показано, что кавитационные процессы, происходящие на поверхности соприкосновения жидкости с мелкодисперсными частицами, в ряде ситуаций оказываются более эффективными, чем ранее рассмотренные объемные кавитационные процессы.

Введение

Кавитационные процессы играют, как выяснилось, важную роль в понимании явлений, происходящих в земной коре. Механизм кавитационного плавления существенен для объяснения происхождения микроскопических шаровидных образований в пустотах и трещинах жильного кварца из мезотермальных золоторудных месторождений [Гамянин и др., 1999; Адушкин и др., 2004, 2006]. Изучение кавитационных процессов в геосистемах с участием нано- и микроструктур может дать новую информацию о механизмах минералообразования, рудообразования и т.д. Кавитационные процессы в специальных установках могут использоваться [Адушкин и др., 2007] для выделения нано- и микромасштабных мономинеральных фракций из полиминеральных микрочастиц, что имеет существенное значение с точки зрения повышения эффективности разработки менее богатых месторождений и переработки рудных отвалов и хвостохранилищ, содержащих определенное количество благородных металлов в виде тонковкрапленных фракций [Некрасов, 1988].

В работах [Адушкин и др., 2004, 2006, 2007] рассматривалась ситуация, когда кавитационные пузырьки образуются во всем объеме жидкости. Такого рода объемные кавитационные процессы в определенном смысле аналогичны объемному

кипению. Однако объемное кипение, когда пузырьки образуются во всем объеме жидкости, можно наблюдать лишь в исключительных случаях – при кипении жидкости образование пузырьков пара происходит в основном на поверхности соприкосновения жидкости с твердым телом (поверхностное кипение). Роль твердых поверхностей как фактора, облегчающего образование пузырьков, состоит в том, что работа, которую следует затратить для образования пузырька на границе с твердыми поверхностями, оказывается меньше работы, необходимой для создания сферического пузырька в объеме жидкости. Мелкодисперсные частицы руды или вмещающей породы являются естественными центрами образования кавитационных поверхностных пузырьков. При резком возрастании внешнего давления кавитационные пузырьки коллапсируют. Сжатие пузырька сопровождается резким локальным повышением температуры и давления, что может приводить по аналогии с результатами [Адушкин и др., 2004, 2006, 2007] к плавлению и/или разделению на мономинеральные фракции мелкодисперсной частицы, на которой удерживается коллапсирующий пузырек.

Целью настоящей работы является разработка самосогласованной теоретической модели такого рода поверхностных кавитационных процессов в геосистемах, а также проведение оценки эффективности кавитационных процессов, происходящих на поверхности соприкосновения жидкости с мелкодисперсными частицами, при формировании нано- и микросферул в земной коре, эволюции рудных месторождений, а также в технологических процессах извлечения из минерального сырья в кавитационной камере.

Упрощающие предположения

Поверхностные пузырьки имеют грибовидную форму, их размеры, время нахождения на твердой поверхности, частота отрыва от поверхности и т. п. зависят от локальных вариаций смачиваемости, шероховатости поверхности, ее наклона и ряда неучитываемых случайных воздействий [Несис, 1973]. В стационарных условиях пузырек устойчив, газовое давление в нем уравновешивает внешнее давление. Если давление в жидкости становится больше внутреннего давления в пузырьке, то равновесие нарушается, жидкость устремляется к подстилающей твердой поверхности и захлопывает пузырек. По мере уменьшения объема пузырька увеличиваются давление и температура газа внутри пузырька. Если давление в жидкости поднимается медленно и становится выше давления насыщенного пара при температуре, равной температуре жидкости, то пузырек исчезает. В случае достаточно быстрого повышения давления пар в пузырьке не успевает сконденсироваться, давление внутри пузырька настолько возрастает, что сдерживает напор жидкости и заставляет ее отступить обратно. При быстром сжатии пузырька плотность, давление и температура пара достигают весьма больших значений, не зависящих от начального объема и геометрической формы пузырька. Движение пара внутри пузырька остается дозвуковым. Газодинамические процессы доминируют над процессами, в которых участвует теплопроводность. Поскольку температура пара оказывается значительно выше температуры жидкости и имеет место нарушение фазового равновесия, необходимо учитывать теплообмен между паром и жидкостью, обусловленный фазовым превращением. Кроме того [Маргулис, 2000], неидеальность плотного газа в пузырьке может являться важным фактором, определяющим динамику сжатия пузырька.

При расчете нагрева твердой мелкодисперсной частицы (с учетом возможности ее плавления), находящейся в жидкости и взаимодействующей с коллапсирующим кавитационным пузырьком, делаются следующие упрощающие задачу допущения:

– жидкость несжимаемая;

– кавитационные пузырьки не взимодействуют друг с другом; по форме пузырек представляет собой шаровой сектор с центром шара, расположенным на подстилающей поверхности мелкодисперсной частицы; при изменении объема пузырька его геометрическая форма сохраняется;

– динамика пузырька, движение пара в нем и нагрев окружающей пузырек жидкости описываются в рамках соответствующей сферически симметричной задачи; пар считается газом Ван-дер-Ваальса; при расчете газодинамических процессов в пузырьке пренебрегается теплообменом между паром и мелкодисперсной частицей по сравнению со значительно более интенсивным, сопровождаемым фазовым превращением теплообменом между паром и жидкостью;

– полиминеральный характер мелкодисперсной частицы учитывается следующим образом: реальная геометрическая форма частицы не рассматривается, а лишь задаются ее характерный линейный размер (диаметр для частицы по форме близкой к сферической или толщина для частицы в виде пластины) и характерный линейный размер ее ядра – вкрапления из благородного металла; процесс нагрева и плавления мелкодисперсной частицы при контакте ее с паром пузырька описывается в рамках одномерной (плоской) задачи теплопроводности для соответствующего трехслойного несжимаемого тела: между двумя слоями из минерала располагается слой из благородного металла.

Основные уравнения

Система уравнений газовой динамики, описывающая движение пара внутри пузырька, имеет вид:

$$\rho r^2 \frac{\partial r}{\partial m} = 1, \ \frac{\partial u}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial p}{\partial m},$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + p\,\frac{\partial (r^2 u)}{\partial m} + \frac{\partial F}{\partial m} = 0, \ F = -r^2 \lambda\,\frac{\partial T}{\partial r}, \qquad (1)$$

$$u = 0 \text{ и } \partial T/\partial r = 0 \text{ при } m = 0,$$

$$p(\rho, T),\ e(\rho, T),\ \lambda(\rho, T),$$

$$\rho = \rho_0,\ T = T_0,\ p = p_0,\ u = 0,\ r_b = r_{b0},\ m_w = m_{w0} \text{ при } t = 0,$$

$$0 \le r \le r_b(t),\ 0 \le m \le m_w(t),\ t \ge 0,$$

где t – время, r – радиус (эйлерова координата), $r_b(t)$ – радиус пузырька, m – лагранжева массовая координата, $m_w(t)$ – масса пара в пузырьке, приходящаяся на единичный телесный угол, u – скорость, ρ – плотность, p – давление, e − удельная внутренняя энергия, T − температура, F − поток энергии, переносимой теплопроводностным механизмом, λ − коэффициент теплопроводности. Граница пара с подстилающей поверхностью микрочастицы соответствует значениям $m = 0$ и $r = 0$, граница пара с жидкостью – $m = m_w$ и $r = r_b$, индексом «0» отмечены величины в начальный момент времени.

Термическое и калорическое уравнения состояния пара, который рассматривается как газ Ван-дер-Ваальса, в условиях локального термодинамического равновесия имеют следующий вид:

$$(p + a\rho^2)(1 - b\rho) = \rho RT, \tag{2}$$

$$e = c_v T - a\rho = \frac{3}{2}RT + e_{\text{int}} - a\rho,$$

где a и b − постоянные Ван-дер-Ваальса, c_v − удельная теплоемкость при постоянном объеме, $e_{\text{int}}(T)$ − энергия единицы массы газа, связанная с внутренними степенями свободы молекул, $R = k/M$ − газовая постоянная, M − масса молекулы, k − постоянная Больцмана.

Изменение температуры жидкости определяется системой уравнений теплопроводности:

$$c_l \frac{\partial T_l}{\partial t} + \frac{\partial F_l}{\partial m_l} = 0,\ F_l = -r^2\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r},\ \partial m_l = \rho_l r^2 \partial r, \tag{3}$$

$$T_l(t = 0, m_l) = T_0,\ F_l = 0 \text{ и } T_l = T_0 \text{ при } m_l \Rightarrow +\infty,$$

$$F_l(t, m_l = m_w + 0) = F_{lw},\ m_l > m_w,\ r > r_b,\ t \geq 0,$$

где m_l – лагранжева массовая координата в области, занятой жидкостью, T_l, $c_l(T_l)$ и $\lambda_l(T_l)$ – температура, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности жидкости, F_{lw} – поток энергии, отводимый механизмом, связанным с теплопроводностью, от границы пузырька в жидкость и обеспечивающий энергетический баланс при теплообмене с паром.

Распределение скорости жидкости u_l по радиусу r после начала движения определяется из уравнения непрерывности для несжимаемой жидкости в условиях сферической симметрии:

$$u_l = u_b \frac{r_b^2}{r^2},\ r > r_b,\ t \geq 0,\ u_b = \frac{dr_b}{dt},\ u_b = 0 \text{ при } t = 0, \tag{4}$$

где u_b − скорость границы пузырька, а давление в жидкости p_l удовлетворяет уравнению Эйлера

$$\frac{\partial u_l}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial p_l}{\partial m_l}.$$

Изменение радиуса пузырька в несжимаемой жидкости описывается уравнением Рэлея-Плесета [Маргулис, 2000], которое можно представить в виде

$$r_b \frac{d^2 r_b}{dt^2} + \frac{3}{2}u_b^2 + \frac{1}{\rho_l}\left(p_\infty - q_{pw} + \frac{2\sigma}{r_b} + \frac{4\eta u_b}{r_b}\right) = 0, \tag{5}$$

где $\sigma(T_{lw})$, $\eta(T_{lw})$ и $T_{lw} = T_l(t, m = m_w + 0)$ − поверхностное натяжение, вязкость и температура жидкости на границе с паром, q_{pw} − плотность потока импульса на границе пузырька со стороны пара, $p_\infty(t)$ − давление в жидкости вдали от пузырька. Отметим, что поверхностное натяжение и вязкость жидкости следует учитывать для пузырьков достаточно малых размеров.

Если температура жидкости на границе с паром T_{lw} меньше критической температуры газа Ван-дер-Ваальса T_{cr}, то на поверхности пузырька имеет место фазовое превращение вещества. Рассматривая границу пузырька как гидродинамический

разрыв (волну фазового превращения), запишем соотношения непрерывности на его поверхности потоков массы, импульса и энергии:

$$\frac{dm_w}{dt} = -r_b^2 \rho_w (u_w - u_b),\ \ p_{lw} = q_{pw} \equiv p_w + \rho_w (u_w - u_b)^2,$$

$$F_{lw} - \frac{dm_w}{dt}(c_l T_{lw} - Q_v) = F_w - \frac{dm_w}{dt}\left(e_w + \frac{p_w}{\rho_w} + \frac{(u_w - u_b)^2}{2}\right), \qquad (6)$$

где индексом «w» отмечены величины по обе стороны волны фазового превращения, $\rho_w << \rho_l$, p_{lw} – давление в жидкости на границе пузырька, $Q_v(T_{lw})$ − удельная теплота испарения.

Если температура жидкости на границе с паром выше критической температуры (или равна ей), то считается, что фазовый переход отсутствует, и на границе $m_l = m_w$ имеют место соотношения (6) при условии

$$u_w = u_b \text{ при } T_{lw} \geq T_{cr}. \qquad (7)$$

На поверхности пузырька протекают два конкурирующих между собой процесса: поверхностное испарение и поверхностная конденсация. Предполагается, что пар находится в состоянии локального термодинамического равновесия во всем объеме пузырька за исключением прилегающего к поверхности жидкости кнудсеновского слоя толщиной в несколько средних длин свободного пробега молекул. В этом слое распределение молекул по скоростям может существенно отличаться от локально-равновесного максвелловского распределения, приближаясь к равновесному распределению по мере удаления от поверхности жидкости. Поскольку радиус пузырька намного больше средних длин свободного пробега молекул газа, то кнудсеновский слой можно рассматривать как тонкую плоскую квазистационарную область, являющуюся составной частью волны фазового превращения. Поскольку при нарушении фазового равновесия конвективный перенос доминирует над теплопроводностным, при переходе через кнудсеновский слой должны сохраняться конвективные потоки массы, импульса и энергии:

$$q_{mw} = \rho_w (u_w - u_b) = \rho_K u_K,$$

$$q_{pw} = p_w + \rho_w (u_w - u_b)^2 = p_K + \rho_K u_K^2,$$

$$q_{ew} = q_{mw}\left(e_w + \frac{p_w}{\rho_w} + \frac{(u_w - u_b)^2}{2}\right) = q_{mw}\left(e_K + \frac{p_K}{\rho_K} + \frac{u_K^2}{2}\right), \qquad (8)$$

где индексом «K» отмечены величины, характеризующие состояние пара на границе кнудсеновского слоя с жидкостью, u_K – скорость пара относительно поверхности жидкости, величины с индексом «w» соответствуют границе кнудсеновского слоя с локально равновесным паром на волне фазового превращения.

Структура кнудсеновского слоя и значения газодинамических переменных непосредственно вблизи испаряющейся поверхности жидкости определяются уравнениями кинетики фазовых превращений по аналогии с работами [Анисимов, 1968; Найт, 1979], в которых кнудсеновский слой рассматривается для идеального газа. В отличие от [Анисимов, 1968; Найт, 1979] здесь кнудсеновский слой рассматривается для газа Ван-дер-Ваальса. При этом учитывается тот факт, что в выражениях для давления и удельной внутренней энергии газа Ван-дер-Ваальса присутствуют так называемые «холодные» составляющие (связанные исключительно с притяжением молекул друг к другу и зависящие от взаимного расположения молекул, то есть от

концентрации газа) и тепловые составляющие (соответствующие тепловому движению молекул и зависящие от функции распределения молекул по скоростям).

Дальнейшие преобразования исходных уравнений (1)–(8) с учетом структуры кнудсеновского слоя связаны с рассмотрением существенно дозвукового характера течениия газа в пузырьке. Так полученные уравнения решаются численно. При этом используется трехточечная неявная разностная схема уравнения теплопроводности [Самарский, 1971] и полностью консервативная разностная схема уравнений газовой динамики [Самарский, Попов, 1975].

Результаты и их обсуждение

Рассмотрим пример численного расчета. Предположим, что в воде при давлении $p_0 = 10^5$ Па и температуре $T_0 = 373$ К (температура кипения воды) находится паровой пузырек радиусом $r_{b0} = 0{,}5$ см, расположенный на кварцевой микрочастице. В начальный момент времени давление в жидкости вдали от пузырька скачком увеличивается до величины $p_\infty = 15p_0$. На рис. 1 представлены зависимости от времени t следующих величин: r_b/r_{b0} – отношение радиуса пузырька r_b к его на-

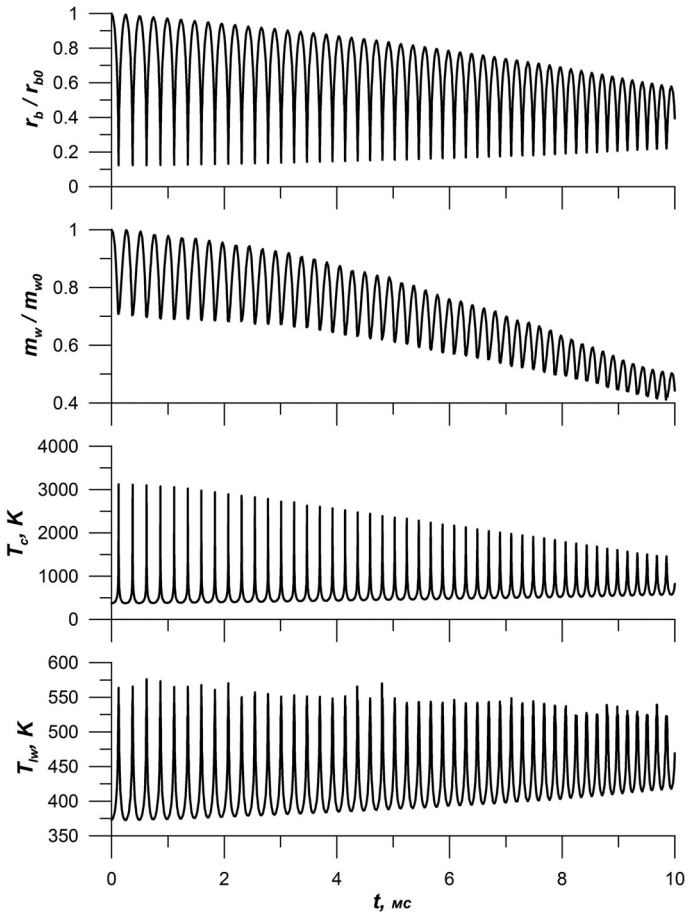


Рис. 1. Временные зависимости r_b/r_{b0}, m_w/m_{w0}, T_c и T_{lw} в пульсирующем кавитационном пузырьке

чальному радиусу r_{b0}, m_w/m_{w0} – отношение массы пара в пузырьке m_w к его начальной массе m_{w0}, T_c – температура пара на границе с мелкодисперсной частицей, T_{lw} – температура жидкости у границы пузырька. Видно, что движение пузырька носит пульсирующий характер со следующими друг за другом стадиями сжатия и расширения. Эти собственные колебания пузырька затухающие, что обусловлено нагревом окружающей пузырек жидкости. При первом максимальном сжатии пузырька масса пара в нем уменьшается примерно в 1,4 раза по сравнению с начальной массой, температура пара T_c на границе с микрочастицей достигает 3100 К, что в 1,4 раза больше соответствующей величины, полученной в рамках модели, не учитывающей фазовые превращения. Начиная с момента времени, когда значение температуры T_c при максимальном сжатии пузырька становится меньше температуры плавления мелкодисперсной частицы $(T_{mt})_p$ (для кварца $(T_{mt})_p$ = 1883 К), плавление микрочастицы прекращается. В рассматриваемом примере численного решения для микрочастицы из кварца (наиболее тугоплавкого минерала) толщина расплавленного слоя составляет 3 мкм.

Таким образом, плавление, связанное с поверхностными кавитационными процессами, оказывается достаточно эффективным и может вносить существенный вклад в процессы формирования нано- и микросферул в земной коре, процессы при формировании рудных месторождений, технологические процессы извлечения из минерального сырья в кавитационной камере.

С точки зрения развития методов кавитационного разрушения полиминеральных микрочастиц и выделения из них нано- и микромасштабных мономинеральных фракций [Адушкин и др., 2007] большой интерес представляет изучение поверхностной кавитации, вызываемой ультразвуковыми полями с амплитудами давления, лежащими в пределах от 10^5 до 10^6 Па. В этом случае возникают режимы с вынужденными колебаниями кавитационных пузырьков под действием внешнего периодического синусоидального давления, что может приводить к максимальному эффекту.

Работа выполнена по Программе № 5 фундаментальных исследований ОНЗ РАН «Наночастицы: условия образования, методы анализа и извлечения из минерального сырья», а также Совета по грантам Президента РФ (проект № НШ-203.2012.5) для поддержки ведущих научных школ.

Литература

Адушкин В.В., Андреев С.Н., Попель С.И. Кавитационный механизм формирования нано- и микрочастиц минералов в рудных месторождениях // Геология руд. месторождений. 2004 а. Т. 46, № 5. С. 363–370.

Адушкин В.В., Андреев С.Н., Попель С.И. Кавитационный механизм формирования нано- и микрочастиц в недрах Земли // Докл. РАН. 2004 б. Т. 399, № 1. С. 107–109.

Адушкин В.В., Андреев С.Н., Попель С.И. Формирование нано- и микросферул минералов в рудных месторождениях в зависимости от глубины залегания вмещающей породы // Геология руд. месторождений. 2006. Т. 48, № 3. С. 237–243.

Адушкин В.В., Андреев С.Н., Попель С.И. Кавитационное выделение нано- и микромасштабных мономинеральных фракций из полиминеральных микрочастиц // Геология руд. месторождений. 2007. Т. 49, № 3. С. 227–234.

Анисимов С.И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение // ЖЭТФ. 1968. Т. 54, Вып. 1. С. 339−342.

Гамянин Г.Н., Жданов Ю.Я., Сыромятникова А.С. Состав и структурные особенности эндогенных сфероидов в золоторудных месторождениях Северо-Востока России // Зап. Всеросс. минерал. о-ва. 1999. Ч. 128, № 5. С. 71–75.

Маргулис М.А. Сонолюминесценция // УФН. 2000. Т. 170, № 3. С. 263–287.

Найт Ч. Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодавления // Ракетная техника и космонавтика. 1979. Т. 17, № 5. С. 81−86.

Некрасов Е.М. Зарубежные эндогенные месторождения золота. М.: Недра, 1988. 286 с.

Несис Е.И. Кипение жидкостей. М.: Наука, 1973. 280 с.

Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.

Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975. 352 с.

ГЛАВА 5

ПРОЦЕССЫ В ВЕРХНИХ ГЕОСФЕРАХ

УДК 533.95.3

ОБ ИСТОЧНИКЕ ДЕМОДУЛЯЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ ОТ СТЕНДА EISCAT ПРИ ЕГО РАБОТЕ ПО ВЕЧЕРНЕМУ ТЕРМИНАТОРУ

И.Х. Ковалева, Ю.А. Корсунская, Ю.В. Поклад, И.А. Ряховский, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов

Проведён детальный анализ происхождения различных компонент магнитометрического сигнала, регистрируемого во время модулированного нагрева ионосферы стендом EISCAT. Спектральные характеристики амплитуд принимаемого в ГФО ИДГ РАН «Михнево» низкочастотного сигнала сопоставлены с этими данными. Сделан вывод о том, что модуляционный процесс связан не с током электроджета, а с ионосферными АГВ-магнитогидродинамическими возмущениями.

Введение

За последние годы проведено большое количество экспериментов по модулированному нагреву ионосферы в диапазоне частот модуляции 1 ~ 2000 Гц, однако результаты в виде достаточно интенсивного ELF сигнала на больших расстояниях от места возбуждения получают эпизодически. Результаты успешного эксперимента по регистрации таких сигналов (частоты 28, 32, 38, 44 Гц) от стенда HAARP, регистрировавшихся на Гуаме и Гавайях, были представлены [Chang, Papadopoulos, 2010]. Papadopoulos-ом была представлена теоретическая интерпретация этого явления, в основе которой лежит гипотеза о двух возможных механизмах передачи низкочастотного сигнала. Первый механизм хорошо известен и основан на модуляции тока электроджета. Второй – предполагает при модулированном нагреве F-области ионосферы возникновение зоны повышенной плотности, волнового возмущения, возбуждающего систему диамагнитных токов. В своё время в работе [Jin, Spasojevic, Inan, 2009] рассматривалась зависимость амплитуды регистрируемого ELF сигнала на частоте 2125 Гц при модулированном нагреве электроджета. По классической гипотезе первого механизма амплитуда ELF сигнала должна быть прямо пропорциональна ΔH. Однако экспериментальные результаты демонстрируют как случаи прямой пропорциональности, так и случаи чёткой обратной пропорциональности амплитуды ELF сигнала от магнитной вариации. В той же работе [Jin, Spasojevic, Inan, 2009] делается вывод о возможности нарушения пропорциональности ELF сигнала интенсивности тока электроджета при вариациях магнитного поля менее 50 нТл, высказывается предположение, что это связано с неправильным определением стационарного магнитного поля, от величины которого отсчитывается магнитная вариация.

Авторам представляется такой метод анализа достаточно ограниченным, основанным только на первом из предложенных механизмов. В настоящее время считается общепринятым, что магнитометрический сигнал, регистрируемый на Земле, является суммой сигнала, производимого током электроджета, и сигнала, формируемого системой диамагнитных токов, образующихся в процессе крупномасштабной конвекции нагретых нейтральных и заряженных компонент плазмы полярной ионосферы. Выделение второго вида сигналов в магнитных бурях, определение его параметров является предметом исследований последних лет [Zaka, Kobea, Assamoi et al., 2009]. Более детальный анализ магнитометрических сигналов, регистрируемых при работе стенда EISCAT в режиме модулированного нагрева, сопоставление уровней принимаемых низкочастотных сигналов с амплитудами магнитометрических возмущений различной природы позволил бы получить свидетельства работы первого или второго механизмов демодуляции.

Анализ геофизической ситуации над Tromsø 20.02.2012

В качестве примера проведём подробный анализ одного дня 20.02.2012 модулированного нагрева на стенде в Tromsø, когда в Геофизической обсерватории (ГФО) ИДГ РАН «Михнево» был принят низкочастотный сигнал со значительным превышением уровня шумов. Модулированный нагрев на стенде EISCAT осуществлялся в период от 16 до 19 UT часов. Рассмотрим более подробно геофизические условия этого дня, как они отразились на различных геофизических данных, измеренных различными приборами. Прежде всего, необходимо отметить наличие в этот день рентгеновской вспышки, «хвост» которой попадает на терминатор над нагревным стендом. Временная зависимость мощности рентгеновского излучения в различных диапазонах длин волн в рассматриваемый период представлена на рис. 1.

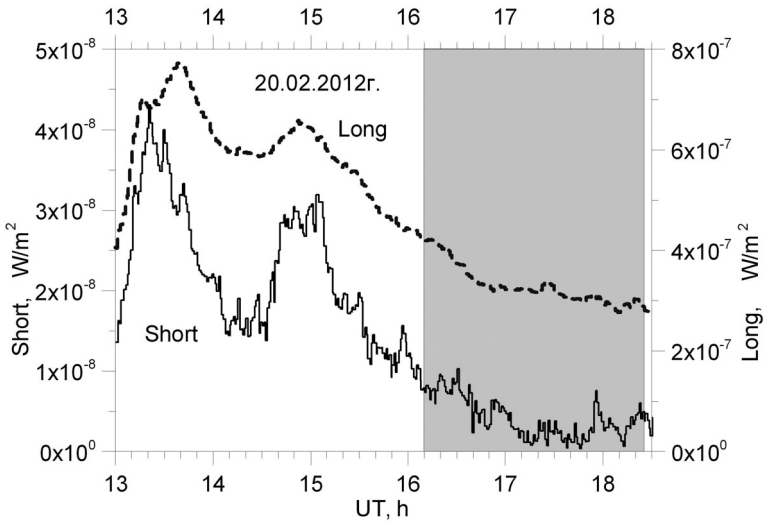


Рис. 1. Потоки рентгеновского излучения Солнца на уровне орбиты Земли, полученные на основе спутниковых измерений

Время работы стенда приходится на время прохождения терминатора. Модулированный нагрев осуществлялся с 16 до 19 часов. В фазе релаксации возмущения ионосферы, вызванного солнечной вспышкой, усилился спорадический слой-E (так что критическая частота его колебалась от 2 до 4 Мгц в двух градусах южнее Tromso над Sodankyla). Высота, по которой работал стенд, не определена и, видимо, постоянно менялась в процессе работы. Можно ожидать, что все эффекты, обычно возникающие на терминаторе, были более выражены и акустико-гравитационные терминаторные волны постоянно меняли высотный профиль плотности плазмы.

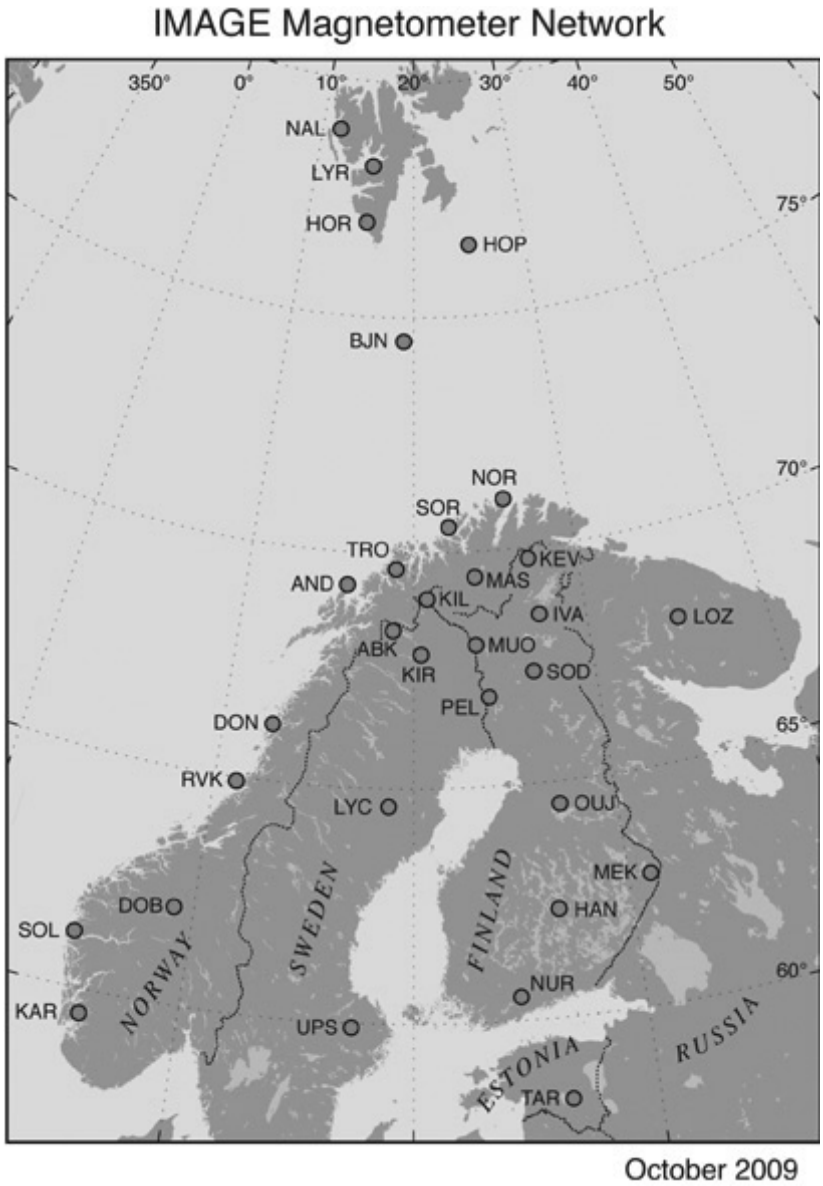


Рис. 2. Положение цепи магнитометрических станций

Рассмотрим записи магнитных возмущений на цепи магнитометров от полярных широт вблизи Tromsø (Soroya 70,54°), до средних широт (Тарту 58,26°) Положение станций приведено на карте рис. 2. Значения вариаций Y компоненты магнитного поля (в направлении восток-запад) сети геофизических станций IMAGE приведены на рис. 3.

Основная черта данных записей в период от 17 до 19 часов UT, это проникновение магнитного возмущения (со спадающей по мере уменьшения широты амплитудой) в средние широты. Такие формы записи хорошо известны. Они соответствуют так называемым DP2 возмущениям магнитной бури.[Nishida, 1968a,b; Nishida,

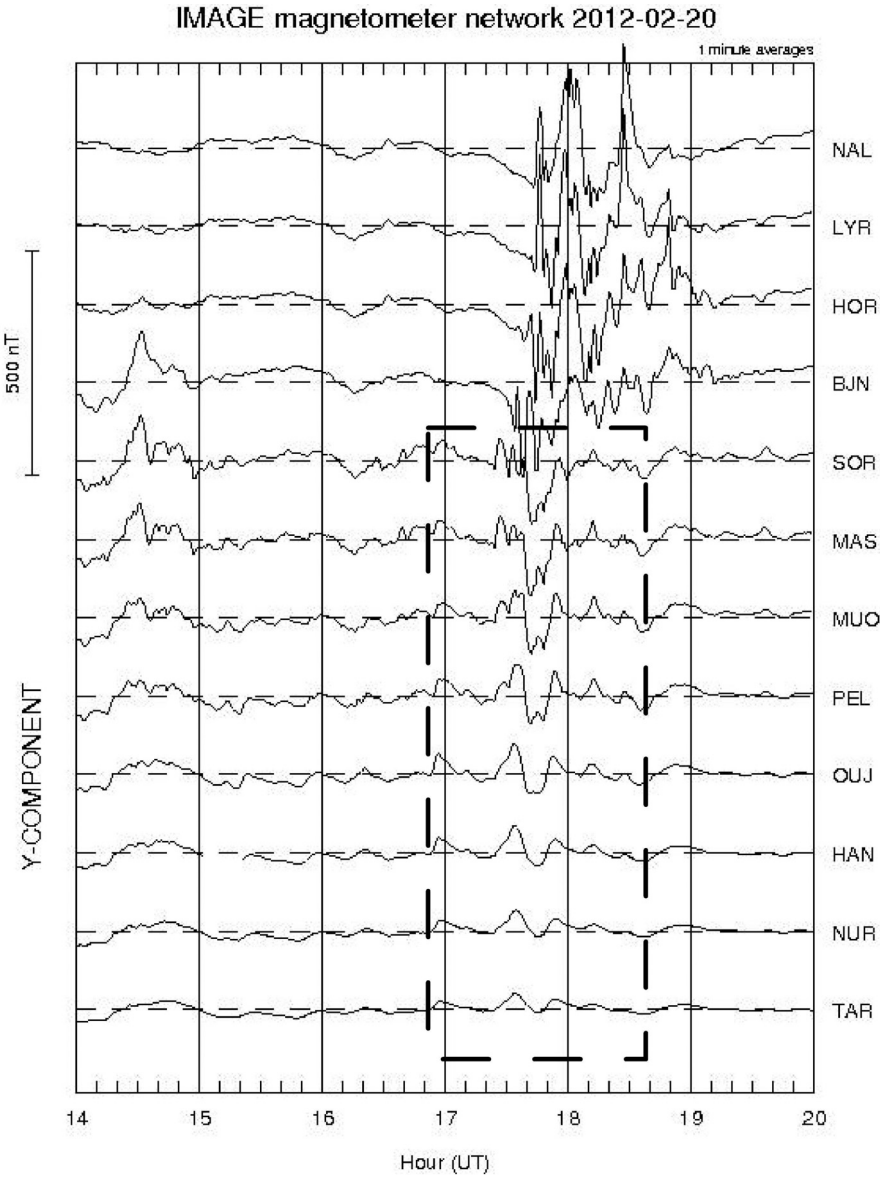


Рис. 3. Вариации магнитного поля (Y-компонента) на сети магнитометрических станций IMAGE

1971; Kikuchi, Luhr, Kitamura et al., 1996; Kobea, Richmond, Emery, et al., 2000; Motoba, Kikuchi, Luhr et al., 2002; Kikuchi, Ebihara, Hashimoto et al., 2010]. DP2 вариации представляют собой квазипериодические возмущения ионосферно-магнитосферной токовой системы с периодами в диапазоне 25–75 мин (чаще всего 30–40 мин). По современным представлениям механизм их образования следующий: в магнитосфере в спокойных условиях существует крупномасштабное конвективное электрическое поле, направленное от рассвета к закату. В спокойном состоянии магнитосферы оно не может проникнуть во внутреннюю магнитосферу из-за экранировки альвеновским слоем. Когда межпланетное магнитное поле (IMF) быстро меняет свою полярность, то вариации конвективного электрического поля проникают во внутреннюю магнитосферу и проецируются на средние и низкие широты вдоль силовых линий магнитного поля, производя характерные ионосферное поле и токовую систему [Kikuchi, Luhr, Kitamura et al., 1996], которая накладывается на дневную S_q. Геометрия этой дополнительной токовой системы определяет наибольший эффект именно на *Y* компоненте магнитной вариации. Практически синхронно возникающие в большом диапазоне широт квазипериодические возмущения магнитного поля один из характерных признаков DP2. Ионосферные магнитометрические

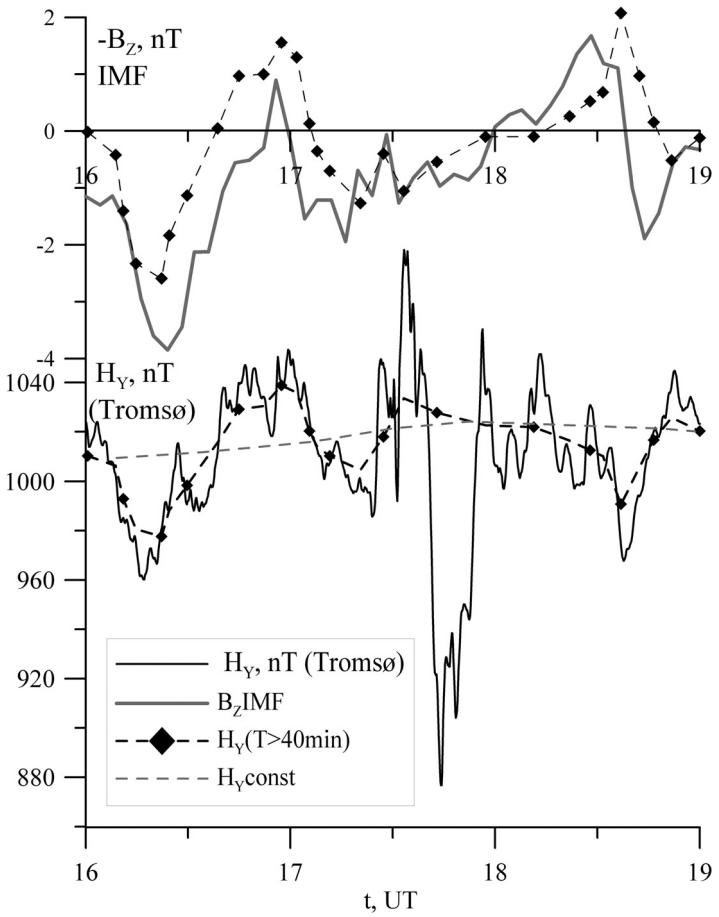


Рис. 4. Сопоставление волновой формы B_Z IMF с записью магнитометра в компоненте H_Y

колебания воспроизводят колебания B_Z компоненты IMF с задержкой ~8–9 мин (в фазе или противофазе, в зависимости от положения точки наблюдения относительно дополнительной токовой системы). Сопоставим данные по наземным магнитометрическим колебаниям со спутниковыми данными за тот же период времени (данные по IMF приведены с задержкой 8 мин). Волновое возмущение H_Y разбито на сигналы трёх уровней (в зависимости от источника): квазипостоянное магнитное поле (приведённое пунктиром), медленно меняющееся поле, коррелирующее с изменениями IMF (пунктир с ромбами), и высокочастотная компонента. Видно, что колебания, связанные с изменением направления IMF, присутствуют в сигнале, как его составляющая часть. Для удобства сопоставления низкочастотная часть сигнала H_Y приведена прямо на графике IMF (первую половину временного интервала со знаком +, вторую – со знаком –). Спектр колебательных возмущений ионосферного магнитного поля H_Y приведён на рис. 5. Для удобства сопоставления используются данные магнитометрической станции Oulujarvi (64,52°N; 26,60°E) совместно с записями флуктуаций давления, которые производятся на нейтронной станции университета OULU (65,01°N; 25,47°E). На спектре магнитных флуктуаций присутствует два выраженных максимума. Один, как и ожидалось, соответствует частотному диапазону DP2. Это максимум колебаний с периодом ~40 мин. Второй, более высокочастотный максимум, соответствует периоду ~18 мин. Необходимо отметить, что часто регистрируются, возбуждаемые DP2, вторичные колебания магнитосферы на гармониках магнитосферных полоидальных и тороидальных

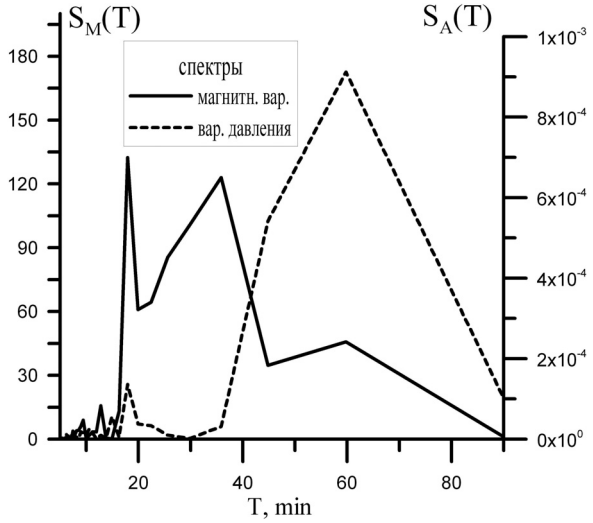


Рис. 5. Спектр волновых возмущений наземного магнитного поля (сплошная линия) и акустических колебаний (пунктир)

мод (с периодами в несколько минут) [Motoba et al., 2002]. DP2 способно возбудить и Pi2 пульсации (с периодами десятков и сотен секунд). Высказываются мнения, что DP2 способно усилить терминаторные волны. Период 18 мин относится к диапазону PC6. Этот период слишком велик, чтобы принадлежать собственным частотам магнитосферы. Природа возникновения этих колебаний вблизи вечернего терминатора в настоящее время находится в стадии исследования. Существует даже термин – закатное PC6 (dusk PC6). При этом все авторы работ по этому явлению согласны с тем, что в данном возмущении присутствует компонента ионосферного колебательного движения.

Для описания этих колебаний привлекается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца с различными модификациями. Так же высказывалось предположение, что эти волны можно отнести к АГВ колебаниям F2-слоя ионосферы. В работе [Mishin et al., 2012] для подтверждения этой гипотезы были проведены оценки периода Брента-Вяйсяля для этих высот. Эти периоды составили 13 мин для высоты 350 км и 18 мин для высоты 500 км. Поэтому на том же графике рис. 5 приведён спектр акустических колебаний, регистрировавшихся в OULU. Из спектра вариаций давления видно, что колебания с периодом 18 мин отражены в вариациях давления и, следовательно, имеют акустическую компоненту. Как и предполагалось, период колебаний 40 мин относится к колебаниям глобальной токовой системы и не имеет выраженной акустической компоненты. Кроме названных выше, присутствует акустический сигнал с периодом немного более часа.

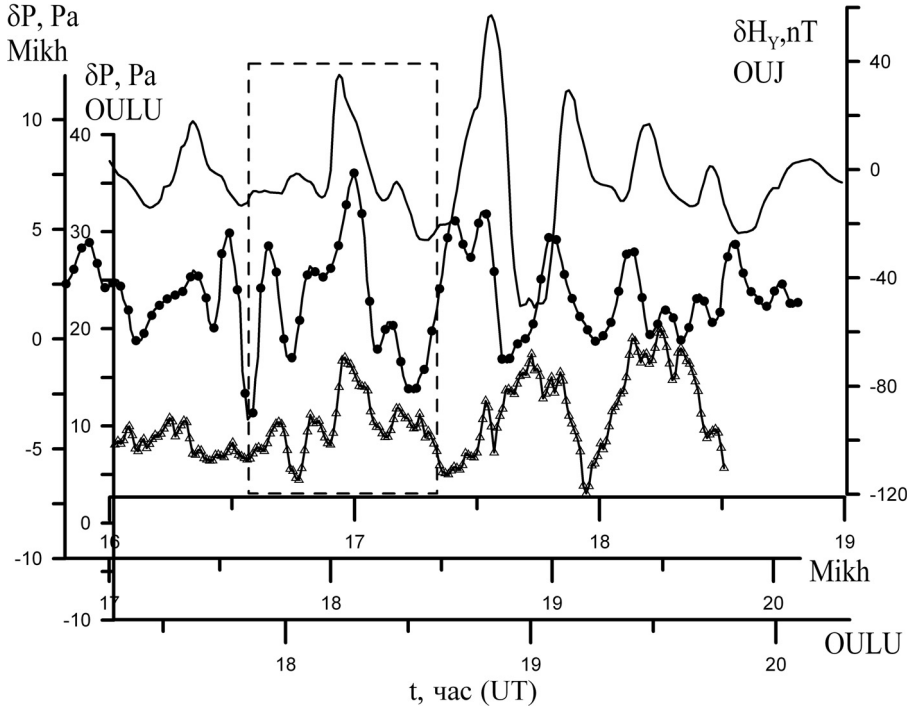


Рис. 6. Наложение высокочастотной части вариаций давления Oulu на вариации магнитного поля, зарегистрированные на ближайшей магнитометрической станции Oulujarvi (расстояние ~100 км) и ГФО ИДГ РАН «Михнево»

Рассмотрим волновые формы колебаний данного периода времени. На рис. 6 приведены волновые формы, регистрируемые магнитометром в Oulujarvi и двумя акустическими датчиками. При наличие сдвигов во времени хорошо видно подобие колебательных форм (в частности колебаний в пунктирном прямоугольнике). Возникает впечатление, что при DP2 возмущении, терминаторные волны отражаются в магнитометрических данных. Некоторое запаздывание сигнала датчика университета OULU относительно ГФО «Михнево» объясняется более поздним приходом туда терминатора.

Анализ вариаций амплитуды в данных ГФО «Михнево»

Из анализа предыдущего раздела ясно, что магнитометрический сигнал складывается из двух компонент различного происхождения. Один из них связан с модификацией глобальной токовой системы (возникающие под действием этой дополнительной системы токов области нагрева плазмы, дополнительные конвективные потоки имеют существенное значение только в высоких широтах). Уже на широте EISCAT их вклад в движение ионосферы незначителен. Источником второй компоненты сигнала являются те ионосферно-магнитосферные конвективные потоки, магнитогидродинамические движения, которые отражаются в наземных магнитометрических сигналах (за счёт замыкания поляризационных токов на ионосфере) и акустических данных. При магнитогидродинамических движениях в ионосфере (движениях поперек геомагнитного поля), возникают поляризационные электрические поля, генерирующие поляризационные токи вдоль магнитного поля, замыкающиеся на электроджетных высотах и дающие вклад в магнитную вариацию. Временная зависимость амплитуды, принимаемого в ГФО «Михнево» низкочастотного сигнала, должна отражать временной ход источника. Если источник обусловлен токами на электроджетных высотах, то вариации амплитуды будут отражать весь спектр частот независимо от его природы. Если в основе возбуждения низкочастотных колебаний, уходящих на большие расстояния от стенда, лежит магнитогидродинамическое движение какой-то природы, то в сигнале отразятся только те частоты, которые соответствуют данному явлению. Поэтому на рис. 7 приведён спектр амплитуды принимаемого низкочастотного сигнала. Амплитуды принимаемого сигнала оказались наиболее чувствительны к высокочастотной компоненте магнитометрических колебаний с периодами 17, 19 и 23 мин, имеющих акустическую компоненту, как было показано выше (АГВ). На всех трёх пиках спектра сохраняется примерно одинаковое соотношение между амплитудами X и Y компонент принимаемого сигнала. При этом остальные периоды (40 мин и более часа) имеют уровень на порядок меньший.

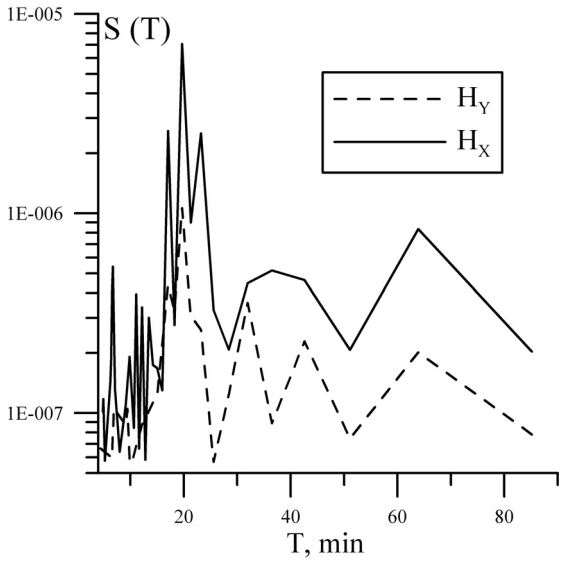


Рис. 7. Амплитудные спектры принимаемого в ГФО «Михнево» низкочастотного сигнала

Сопоставление вариаций магнитного поля на анализируемом временном отрезке приведено на рис. 8. в виде временной зависимости полной вариации магнитного поля в Tromsø (тонкая линия) и полной амплитуды сигнала, принимаемого в ГФО «Михнево» (толстая линия). Таким образом, можно сделать заключение о том, что низкочастотный демодулированный сигнал, принимаемый в обсерватории «Михнево» при модулированном нагреве ионосферы на стенде EISCAT, соответствует волновым магнитогидродинамическим колебаниям с периодами порядка 20 мин, имеющими, по-видимому, акустико-гравитационную природу и не отражает полную частотную картину изменений ионосферного тока, что косвенно подтверждает гипотезу Papadopoulos.

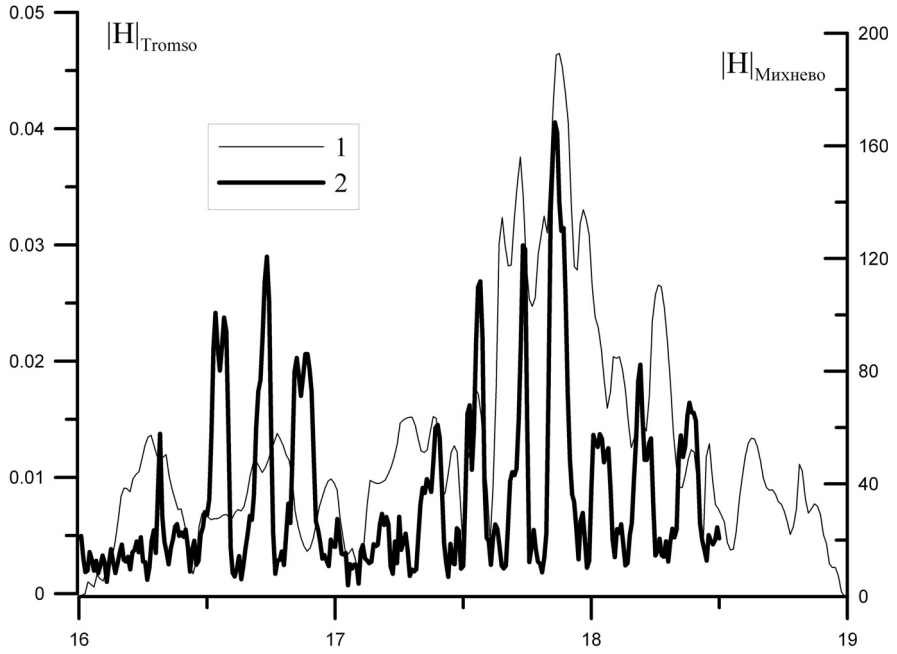


Рис. 8. Вариации принимаемого в ГФО «Михнево» низкочастотного сигнала (толстая линия). Вариации магнитного поля в Tromsø по данным магнитометра (тонкая линия)

Заключение

Из приведённого ранее анализа очевидно, что ведущую роль в определении амплитуд сигнала имеют колебательные магнитогидродинамические движения ионосферы, имеющие акустико-гравитационную составляющую и периоды порядка 17–23 мин. К таким магнитогидродинамическим волнам относятся терминаторные волны на высотах F-области ионосферы [Afraimovich, 2009; Astafyeva, Afraimovich, Voeykov, 2008; Афраймович, Едемский, Воейков, Ясюкевич, Живетьев, 2010]. Это косвенно подтверждает гипотезу Papadopoulos о том, что механизм демодуляции связан с волновыми возмущениями ионосферы, а не с током электроджета. К тому же, по-видимому, для активизации процесса демодуляции необходимы волновые возмущения с достаточно короткими периодами (около 20 мин.).

Для дальнейшей верификации данного вывода необходимо разделить эффекты от прохождения сигнала к точке регистрации и эффекты генерации. Для этого необходима регистрация сигнала в нескольких разнесённых точках.

В дальнейшем желательно провести серию экспериментов на терминаторе. При этом необходимо учитывать, что сигналы магнитных вариаций, полученные 20 февраля, реализуются достаточно редко. Видимо, не всегда реализуется и возбуждение интенсивной АГВ/ВГВ волны. Направление излучения низкочастотных волн так же может зависеть от направления этой волны. Набор необходимой статистики при проведении измерений по приёму сигнала, рождённого на терминаторе, с одновременной регистрацией акустического сигнала и всех возможных характеристик терминаторного возмущения позволил бы сделать более точные заключения о высоте генерации сигнала и продвинуться в понимании его механизма.

Литература

Afraimovich E.L. First GPS-TEC evidence for the wave structure excited by the solar terminator // Earth Planet Space 2008.V. 60. P. 895–900.

Astafyeva E.I., E.L. Afraimovich, S.V. Voeykov, Generation of secondary waves due to intensive large-scale AGW traveling // Advances in space res. 2008. T. 41, c. 1459–1462.

Афраймович Э.Л., И.К. Едемский, С.В. Воейков, Ю.В. Ясюкевич, И.В. Живетьев, МГД природа ионосферных волновых пакетов, генерируемых солнечным терминатором // Геом. Аэрон. 2010. Т. 50 № 1, с. 82–99.

Jin G., M.Spasojevic, U.S.Inan Relationship between electrojet current strength and ELF signal intensity in modulated heating experiments // J.Geophys. res. 2009. V. 114 A08301, doi:1029/2009JA014122.

Mishin, E., Sutton, E., Milikh, G., Galkin, I., Roth, C., Förster, M. F2region atmospheric gravity waves due to high power HF heating and subauroral polarization streams. // Geophysical Research Letters 2012. V. 39. N. 11. DOI: 10.1029/2012GL052004

Nishida A. Geomagnetic DP2 fluctuations and associated magnetospheric phenomena // J. Geophys.Res. 1968. V. 73. P. 1795–1803.

Nishida A. Geomagnetic DP2 fluctuations and associated magnetospheric phenomena // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P 5549–5559.

Nishida A. DP2 and polar substorm // Planet. Space Sci. 1972. V. 19. P. 205–221.

Kikuchi T., H. Luhr, T. Kitamura, O. Saka, K. Schlegel Direct penetration of the polar electric field to the equator during a DP2 event as detected by the auroral and equatorial magnetometer chains and the EISCAT radar // J. Geophys. Res.1996. V. 101. N. A8. P. 17161–17173.

Kikuchi T.,Y. Ebihara, K.K. Hashimoto, R. Kataoka, T. Hori, S. Watari, Nishitani N. Penetration of the convection and overshielding electric fields to the equatorial ionosphere during a quasiperiodic DP2 geomagnetic fluctuation event // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A05209, doi:10.1029/2008JA013948.

Kobea A.T., A.D. Richmond, B.A. Emery, C. Peymirat, H. Luhr, T. Moretto, M. Hairston, C. Amory-Mazaudier. Electrodynamic coupling of high and low latitudes: Observations on May 27, 1993 // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. A10, PP.22979–22989.

Motoba T., T. Kikuchi, H. Luhr, H. Tachihara, T.-I. Kitamura, K. Hayashi, T. Okuzawa. Global Pc5 caused by a DP 2 – type ionospheric current system // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. A2,1032, doi:10.1029/2001JA900156.

Papadopoulos, Chang, 16th annual RF Ionospheric Interactions workwhop, april 20, 2010.

Zaka K.Z., A.T. Kobea, P. Assamoi, O.K. Obrou, V. Doumbia, K. Boka, B.J.-P. Adohi, N.M. Mene. Latitudinal profile of the ionospheric disturbance dynamo magnetic signature: comparison with the DP2 magnetic disturbance //Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 3523–3536.

УДК 539.186.22

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДИССОЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ В E- И D-СЛОЯХ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Ю.А. Корсунская, А.С. Стрелков

В работе рассматриваются фотодиссоционные процессы, входящие в системы уравнений химической кинетики заряженных и нейтральных компонент на высотах E и D-слоев ионосферы. В комплекс фотодиссоционных процессов включены реакции диссоциации молекул кислородной, водородной, азотной и углеродной групп с использованием уточненных значений сечений диссоциации и абсорбции, а также интервалов длин волн определения этих реакций. Разработан комплекс подпрограмм расчета скоростей ионообразования и коэффициентов скоростей реакций фотодиссоциации, предназначенный для использования в программах решения систем уравнений химической кинетики.

Введение

Фотодиссоционные процессы, протекающие в атмосфере Земли, запускают сложную последовательность аэрономических реакций, определяющих концентрации малых нейтральных компонент атмосферы, которые в свою очередь задают динамику изменения заряженных компонент ионосферы.

Число фотодиссоциаций (ФД), протекающих в единице объема за единицу времени (*Rate*), определяется интегральным выражением:

$$Rate(h, \chi) = Part(h) \cdot DisInt(h, \chi),$$

$$DisInt(h, \chi) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} Flux(\lambda) \cdot \sigma_{Part}^{Dis}(\lambda) \cdot \exp(-\tau(\lambda, h, \chi)) d\lambda, \qquad (1)$$

где $Part(h)$ – концентрация диссоциирующих частиц, $Flux(\lambda)$ – плотность потока квантов с длиной волны λ, $\sigma_{Part}^{Dis}(\lambda)$ – сечение диссоциации, $\tau(\lambda, h, \chi)$ – оптическая толща поглощения излучения с длиной волны λ для высоты h и зенитного угла Солнца χ. Диссоциативный интеграл (1) имеет размерность c^{-1} и представляет собой коэффициент реакции.

В системах кинетических уравнений нейтральных и заряженных компонент ионосферы $DisInt(h, \chi)$ часто задается в виде экспоненциальной аппроксимации

$$DisInt(h, \chi) = A(h) \cdot \exp(-B(h)/\cos \chi). \qquad (2)$$

Такое приближение использовано в модели D-слоя ионосферы, описанной в [Журавлева, Кудрявцев, 1994; Кудрявцев, Романюха, 1995]. Сами значения коэффициентов A и B определены на основе диссоционных сечений, взятых в основном из работ 1980 годов, таких как [Baulch et al., 1980; Петропавловских и др., 1983]. Анализ этих работ показывает, что для ряда реакций использованы сечения, осредненные по большим интервалам длин волн. В других случаях интервал задания сечений не перекрывает всего энергетического интервала, на котором протекает ре-

акция. Вместе с тем, с 1980-х годов опубликовано много работ, посвященных измерениям сечений отдельных фотореакций, а также работ обзорного характера. На основе этого материала был выполнен анализ имеющихся в настоящее время данных о сечениях, проведен их отбор и компиляция из ряда публикаций, что позволило получить значения фотодиссоционных сечений $\sigma_{Part}^{Dis}(\lambda)$ для большинства реакций во всем интервале длин волн λ, на котором они определены. Были также уточнены сечения абсорбции молекулярного кислорода O_2, который является основным агентом, поглощающим солнечную энергию в интересующем диапазоне λ.

Реакции фотодиссоциации на высотах E и D-слоев ионосферы

На высотах E и D-слоев ионосферы $h \sim 30 \div 150$ км оптическое и ультрафиолетовое излучение Солнца вызывает фотодиссоциацию как основных, так и малых составляющих атмосферы, участвующих во многих реакциях. При построении физико-математической модели химической кинетики нейтральных и заряженных компонент ионосферной плазмы учитывается только часть этих процессов, связанная с фотодиссоциацией молекул кислородной, азотной, водородной и углеродной групп. Список рассмотренных фотореакций приведен в таблице 1. В ней указаны: диссоциирующая молекула, продукты реакции и диапазон λ ее протекания. Если для молекулы рассматривается несколько реакций, то в квадратных скобках указывается ее номер (меньшему номеру соответствует реакция, определенная в более жесткой части спектра).

Таблица 1

Список реакций фотодиссоциации

Кислородная группа			**Углеродная группа**		
O_2[1]	$\rightarrow O(^3P) + O(^1D)$	104.0÷175.0 нм	CO_2	$\rightarrow CO + O(^3P)$	102÷201.6 нм
O_2[2]	$\rightarrow O(^3P) + O(^3P)$	175.0÷242.2 нм	**Азотная группа**		
O_3[1]	$\rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^1D)$	103.8÷315 нм	N_2	$\rightarrow N(^2D) + N(^4S)$	52÷127 нм
O_3[2]	$\rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^3P)$	304÷403 нм	NO_2[1]	$\rightarrow NO + O(^1D)$	80÷244 нм
O_3[3]	$\rightarrow O_2 + O(^3P)$	404÷788 нм	NO_2[2]	$\rightarrow NO + O(^3P)$	244÷423 нм
Водородная группа			N_2O[1]	$\rightarrow NO + N(^4S)$	108.2÷130 нм
H_2O	$\rightarrow H + OH$	104÷194 нм	N_2O[2]	$\rightarrow N_2 + O(^1D)$	131.6÷316.5 нм
HO_2	$\rightarrow OH + O(^3P)$	190÷260 нм	NO[1]	$\rightarrow N(^4S) + O(^1D)$	106÷132.5 нм
H_2O_2	$\rightarrow OH + OH$	200÷350 нм	NO[2]	$\rightarrow N(^4S) + O(^3P)$	175÷201 нм

Для расчетов скоростей реакций была создана программа, позволяющая производить расчеты на заданной высоте над любой географической точкой с учетом сезонных изменений параметров атмосферы и солнечной активности. Значения $\tau(\lambda, h, \chi)$ находятся с учетом направления на Солнце и распределения O_2, полученного по модели MSIS-90. Значения коэффициентов *A* и *B*, приведенные в настоящей статье, получены при $\chi = 0$, для точки 50º СШ, 0,0º ВД, 196 дня года, UT 12:00 при низкой солнечной активности ($F_{10.7} = 110$, $Ap = 4$). Спектральные потоки солнечного излучения взяты согласно рекомендациям LASP для спокойного Солнца, с сайта [LASP]. Результаты для всех групп реакций сведены в таблицы 2–6.

Таблица 2

Константы *A* и *B* экспоненциальной аппроксимации *DisInt* реакций молекул кислородной группы

h, км	Молекулярный кислород				Озон					
	$O_2 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O(^1D)$		$O_2 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O(^3P)$		$O_3 + h\nu \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^1D)$		$O_3 + h\nu \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^3P)$		$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O(^3P)$	
	B	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*
120	2.462E-1	2.535E-6	3.507E-3	1.210E-7	3.559E-5	7.634E-3	0.000E+0	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
115	4.157E-1	2.445E-6	6.623E-3	1.210E-7	4.745E-5	7.634E-3	0.000E+0	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
110	6.704E-1	2.113E-6	1.377E-2	1.210E-7	5.536E-5	7.634E-3	0.000E+0	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
105	8.442E-1	1.354E-6	3.020E-2	1.210E-7	5.932E-5	7.634E-3	0.000E+0	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
100	9.249E-1	7.007E-7	6.839E-2	1.208E-7	6.723E-5	7.633E-3	0.000E+0	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
95	1.211E+0	3.449E-7	1.665E-1	1.201E-7	9.097E-5	7.633E-3	0.000E+0	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
90	1.604E+0	1.075E-7	4.112E-1	1.140E-7	1.622E-4	7.632E-3	0.000E+0	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
85	6.721E-1	1.042E-8	7.547E-1	8.262E-8	2.967E-4	7.631E-3	1.392E-5	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
80	7.739E-1	5.975E-9	8.774E-1	3.814E-8	4.987E-4	7.630E-3	1.856E-5	1.017E-4	0.000E+0	3.550E-4
75	1.670E+0	4.885E-9	7.536E-1	1.518E-8	5.505E-4	7.626E-3	3.711E-5	1.017E-4	1.063E-5	3.550E-4
70	3.446E+0	3.497E-9	6.357E-1	7.446E-9	5.626E-4	7.623E-3	1.021E-4	1.017E-4	1.594E-5	3.550E-4
65	6.443E+0	1.613E-9	5.484E-1	4.262E-9	1.015E-3	7.622E-3	2.134E-4	1.017E-4	2.657E-5	3.550E-4
60	1.232E+1	8.841E-10	4.621E-1	2.705E-9	1.976E-3	7.621E-3	4.502E-4	1.017E-4	7.441E-5	3.550E-4
55	2.313E+1	4.777E-10	3.554E-1	1.845E-9	3.729E-3	7.621E-3	9.658E-4	1.017E-4	9.567E-5	3.550E-4
50	3.646E+1	2.650E-12	2.388E-1	1.361E-9	6.909E-3	7.620E-3	1.761E-3	1.017E-4	2.658E-4	3.550E-4
45	6.636E+1	1.206E-12	1.746E-1	1.126E-9	1.277E-2	7.620E-3	3.440E-3	1.017E-4	4.998E-4	3.550E-4
40			1.758E-1	1.012E-9	2.376E-2	7.619E-3	6.176E-3	1.017E-4	8.298E-4	3.550E-4
35			2.369E-1	9.427E-10	4.497E-2	7.615E-3	1.201E-2	1.017E-4	1.698E-3	3.550E-4
30			3.950E-1	8.926E-10	8.785E-2	7.602E-3	2.403E-2	1.017E-4	3.343E-3	3.550E-4

Таблица 3

Константы *A* и *B*
экспоненциальной аппроксимации *DisInt*
реакций водородной группы

h км	$H_2O + h\nu \rightarrow H + OH$		$HO_2 + h\nu \rightarrow OH + O(^3P)$		$H_2O_2 + h\nu \rightarrow OH + OH$	
	B	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*
120	2.029E-2	1.042E-5	0.000E+0	5.144E-4	0.000E+0	9.467E-5
115	3.404E-2	1.038E-5	0.000E+0	5.144E-4	0.000E+0	9.467E-5
110	5.713E-2	1.028E-5	0.000E+0	5.144E-4	0.000E+0	9.467E-5
105	8.797E-2	1.001E-5	7.336E-6	5.144E-4	0.000E+0	9.467E-5
100	1.238E-1	9.493E-6	1.467E-5	5.144E-4	4.982E-6	9.467E-5
95	1.611E-1	8.605E-6	2.934E-5	5.144E-4	1.495E-5	9.467E-5
90	2.059E-1	7.389E-6	1.027E-4	5.144E-4	1.495E-5	9.467E-5
85	3.276E-1	6.252E-6	2.862E-4	5.144E-4	3.986E-5	9.466E-5
80	6.819E-1	5.387E-6	8.076E-4	5.144E-4	1.495E-4	9.467E-5
75	1.539E+0	4.679E-6	2.088E-3	5.143E-4	4.087E-4	9.467E-5
70	3.072E+0	3.159E-6	4.563E-3	5.142E-4	8.827E-4	9.466E-5
65	3.105E+0	2.001E-7	8.632E-3	5.137E-4	1.987E-3	9.467E-5
60	1.443E+0	9.459E-9	1.424E-2	5.124E-4	4.022E-3	9.466E-5
55	2.077E+0	5.703E-9	2.178E-2	5.102E-4	7.874E-3	9.467E-5
50	3.237E+0	3.536E-9	3.385E-2	5.077E-4	1.458E-2	9.466E-5
45	5.208E+0	1.955E-9	5.604E-2	5.051E-4	2.658E-2	9.463E-5
40	8.624E+0	8.529E-10	9.740E-2	5.023E-4	4.869E-2	9.454E-5
35	1.536E+1	3.630E-10	1.764E-1	4.984E-4	8.955E-2	9.426E-5
30	2.972E+1	1.797E-10	3.321E-1	4.909E-4	1.629E-1	9.312E-5

Таблица 4

Константы *A* и *B*
экспоненциальной аппроксимации *DisInt*
реакций углеродной группы

h км	$CO_2 + h\nu \rightarrow CO + O(^3P)$	
	B	*A*
120	7.951E-2	4.438E-7
115	1.320E-1	4.379E-7
110	2.159E-1	4.193E-7
105	3.230E-1	3.767E-7
100	4.158E-1	3.014E-7
95	4.092E-1	2.013E-7
90	4.007E-1	1.285E-7
85	5.551E-1	9.036E-8
80	1.024E+0	6.375E-8
75	1.726E+0	3.585E-8
70	2.908E+0	1.646E-8
65	1.836E+0	6.075E-10
60	7.683E-1	9.711E-11
55	7.964E-1	5.915E-11
50	7.678E-1	3.497E-11
45	7.902E-1	2.216E-11
40	9.613E-1	1.525E-11
35	1.298E+0	1.028E-11
30	1.939E+0	6.468E-12

Таблица 5

Константы *A* и *B* экспоненциальной аппроксимации *DisInt* реакций азотной группы

h км	$N_2 + h\nu \rightarrow N + N$		$NO_2 + h\nu \rightarrow NO + O(^1D)$		$NO_2 + h\nu \rightarrow NO + O(^3P)$		$N_2O + h\nu \rightarrow NO + N$		$N_2O + h\nu \rightarrow N_2 + O(^3P)$	
	B	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*
120	4.352E-1	1.297E-7	1.124E-2	8.730E-5	0.000E+0	8.514E-3	1.523E-2	1.790E-6	1.584E-2	1.227E-6
115	7.684E-1	1.248E-7	1.662E-2	8.700E-5	0.000E+0	8.514E-3	2.527E-2	1.785E-6	2.135E-2	1.219E-6
110	1.438E+0	1.104E-7	2.223E-2	8.623E-5	0.000E+0	8.514E-3	4.485E-2	1.775E-6	2.200E-2	1.200E-6
105	2.522E+0	6.831E-8	2.577E-2	8.488E-5	0.000E+0	8.514E-3	8.305E-2	1.756E-6	1.639E-2	1.175E-6
100	3.349E+0	1.299E-8	2.968E-2	8.325E-5	0.000E+0	8.514E-3	1.498E-1	1.705E-6	1.823E-2	1.161E-6
95	7.309E+0	6.924E-9	3.493E-2	8.117E-5	0.000E+0	8.514E-3	2.310E-1	1.541E-6	2.660E-2	1.147E-6
90	2.145E+1	6.828E-9	4.290E-2	7.846E-5	0.000E+0	8.514E-3	2.597E-1	1.208E-6	4.443E-2	1.124E-6
85	6.609E+1	6.777E-9	5.584E-2	7.519E-5	7.091E-6	8.514E-3	3.407E-1	9.482E-7	7.020E-2	1.081E-6
80			6.454E-2	7.105E-5	7.091E-6	8.514E-3	6.978E-1	8.092E-7	8.908E-2	1.011E-6
75			5.765E-2	6.644E-5	4.964E-5	8.514E-3	1.584E+0	7.051E-7	1.013E-1	9.347E-7
70			3.985E-2	6.257E-5	4.964E-5	8.514E-3	3.315E+0	5.298E-7	1.188E-1	8.656E-7
65			3.388E-2	6.046E-5	1.206E-4	8.514E-3	6.343E+0	2.777E-7	1.388E-1	7.976E-7
60			3.609E-2	5.909E-5	3.334E-4	8.514E-3	1.199E+1	1.354E-7	1.566E-1	7.293E-7
55			4.092E-2	5.788E-5	6.244E-4	8.514E-3	2.077E+1	1.950E-8	1.662E-1	6.609E-7
50			5.141E-2	5.684E-5	1.143E-3	8.514E-3	3.583E+1	2.479E-9	1.763E-1	5.994E-7
45			7.406E-2	5.597E-5	2.089E-3	8.514E-3	6.635E+1	2.281E-9	2.070E-1	5.495E-7
40			1.181E-1	5.513E-5	3.973E-3	8.514E-3			2.724E-1	5.054E-7
35			2.033E-1	5.420E-5	7.667E-3	8.514E-3			3.946E-1	4.607E-7
30			3.732E-1	5.292E-5	1.522E-2	8.513E-3			6.316E-1	4.121E-7

Таблица 6

Константы A и B экспоненциальной аппроксимации DisInt реакций молекул NO

h км	$NO + h\nu \rightarrow N + O(^1D)$						$NO + h\nu \rightarrow N + O(^3P)$					
	Вариант 1		Вариант 2		Вариант 3		Вариант 1		Вариант 2		Вариант 3	
	B	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*	*B*	*A*
120	7.750E-3	1.071E-6	7.427E-3	2.133E-7	2.445E-1	7.541E-7	6.812E-5	5.409E-7	1.044E-3	1.385E-6	5.633E-3	4.010E-6
115	1.142E-2	1.068E-6	1.195E-2	2.130E-7	3.546E-1	6.961E-7	1.158E-4	5.409E-7	1.957E-3	1.385E-6	8.481E-3	4.004E-6
110	1.610E-2	1.062E-6	1.941E-2	2.122E-7	4.191E-1	5.526E-7	2.657E-4	5.409E-7	4.099E-3	1.385E-6	1.141E-2	3.986E-6
105	2.339E-2	1.054E-6	3.287E-2	2.107E-7	3.137E-1	3.673E-7	5.453E-4	5.409E-7	8.948E-3	1.385E-6	1.321E-2	3.954E-6
100	3.888E-2	1.043E-6	5.757E-2	2.081E-7	2.127E-1	2.673E-7	1.255E-3	5.409E-7	1.999E-2	1.384E-6	1.717E-2	3.920E-6
95	6.509E-2	1.020E-6	9.445E-2	2.010E-7	1.250E-1	2.089E-7	3.281E-3	5.409E-7	4.670E-2	1.379E-6	2.518E-2	3.874E-6
90	1.167E-1	9.769E-7	1.398E-1	1.854E-7	1.399E-1	1.854E-7	9.547E-3	5.409E-7	1.053E-1	1.351E-6	3.846E-2	3.794E-6
85	2.663E-1	9.288E-7	2.640E-1	1.700E-7	2.640E-1	1.700E-7	8.620E-2	5.406E-7	1.871E-1	1.244E-6	5.593E-2	3.661E-6
80	6.686E-1	8.743E-7	6.616E-1	1.602E-7	6.616E-1	1.602E-7	7.770E-2	5.388E-7	2.624E-1	1.052E-6	6.575E-2	3.459E-6
75	1.575E+0	7.912E-7	1.567E+0	1.459E-7	1.567E+0	1.459E-7	1.729E-1	5.284E-7	2.837E-1	8.260E-7	5.839E-2	3.233E-6
70	3.339E+0	6.131E-7	3.330E+0	1.139E-7	3.330E+0	1.139E-7	3.018E-1	4.912E-7	3.740E-1	6.880E-7	6.251E-2	3.085E-6
65	6.464E+0	3.360E-7	6.462E+0	6.312E-8	6.462E+0	6.312E-8	4.318E-1	4.190E-7	5.396E-1	5.673E-7	6.833E-2	2.945E-6
60	1.234E+1	1.779E-7	1.235E+1	3.376E-8	1.235E+1	3.376E-8	5.803E-1	3.376E-7	7.076E-1	4.269E-7	6.447E-2	2.794E-6
55	2.275E+1	6.938E-8	2.288E+1	1.432E-8	2.288E+1	1.432E-8	6.722E-1	2.423E-7	7.542E-1	2.718E-7	5.394E-2	2.657E-6
50	3.633E+1	6.954E-10	3.638E+1	1.207E-10	3.638E+1	1.207E-10	7.460E-1	1.677E-7	7.611E-1	1.709E-7	5.502E-2	2.573E-6
45	6.643E+1	3.760E-10	6.643E+1	6.095E-11	6.643E+1	6.095E-11	1.000E+0	1.268E-7	1.000E+0	1.269E-7	7.648E-2	2.526E-6
40							1.265E+0	8.030E-8	1.263E+0	8.032E-8	1.197E-1	2.483E-6
35							1.504E+0	4.158E-8	1.502E+0	4.160E-8	2.114E-1	2.451E-6
30							2.450E+0	2.877E-8	2.444E+0	2.876E-8	4.070E-1	2.423E-6

Обсуждение полученных результатов

Ниже проводится сравнительный анализ результатов расчета диссоционных интегралов (коэффициентов диссоциации) *DisInt*(h, χ), полученных прямым интегрированием по уточненным данным, со значениями, которые были использованы ранее в работе [Журавлева, Кудрявцев, 1994]. Сравнение проводится при $\chi = 0^o$. Результаты расчетов приводятся в виде графиков. Новые зависимости показаны черными линиями, рядом с которыми помечено, какой молекуле или какой реакции они соответствуют. Старые данные показаны точками, соединенными серыми линиями. Эти данные приведены в указанной работе с шагом 10 км по высоте. Рядом с линиями написаны обозначения молекул или номера реакций согласно таблице 1. Для исключения разночтений на ряде графиков соответствия реакций и линий дополнительно показано стрелочками.

Кислородная группа. Основные изменения сечений для реакций фотодиссоциации O_2 сделаны как в части величин сечений, так и в расширении интервала длин волн их задания от 75 до 788 нм. Результаты расчетов приведены на рис. 1, откуда следует, что изменения *DisInt*(h) реакции O_2[2] невелики, за исключением высот менее 40 км. Скорости реакции O_2[1] на высотах 60÷80 км расходятся более чем на порядок. Высотные профили *DisInt*(h) реакций O_3 практически совпали. Расхождение на высотах 45 км и ниже может быть связано с завышенной оценкой поглощения потока излучения.

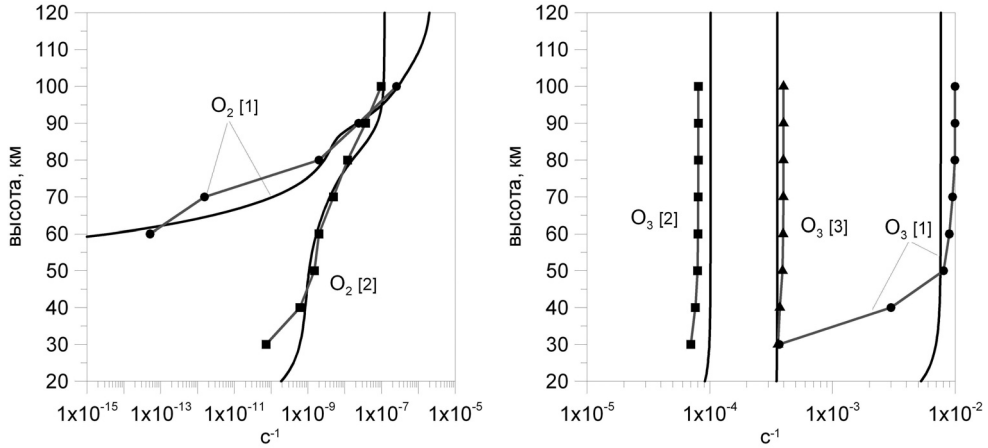


Рис. 1. Высотные распределения диссоционных интегралов кислородной группы

Водородная группа. Эту группу составляют реакции диссоциации H_2O, H_2O_2 и HO_2. Соответствующие им графики представлены на рис. 2. Наибольшие различия, достигающие нескольких порядков, обнаруживаются для реакции распада H_2O в интервале высот ниже 80 км. Общий вид старых и новых зависимостей для реакций H_2O_2 и HO_2 совпадает. Однако для всех высот расхождение в численных значениях составляет 2÷8 раз.

Углеродная группа. Старые сечения фотодиссоциации CO_2 не охватывали весь диапазон длин волн квантов, которые могут вызвать диссоциацию и составляют небольшую долю вновь используемых сечений при расчете диссоционных инте-

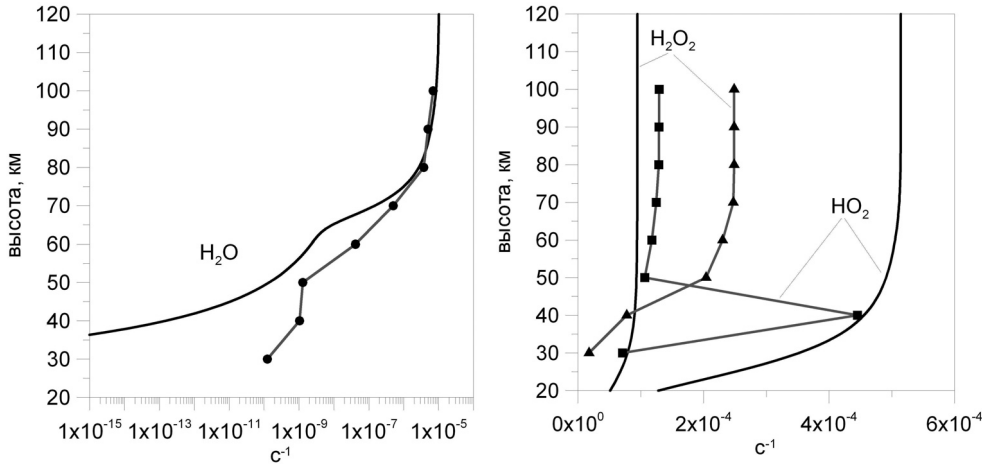


Рис. 2. Высотные распределения диссоциационных интегралов водородной группы

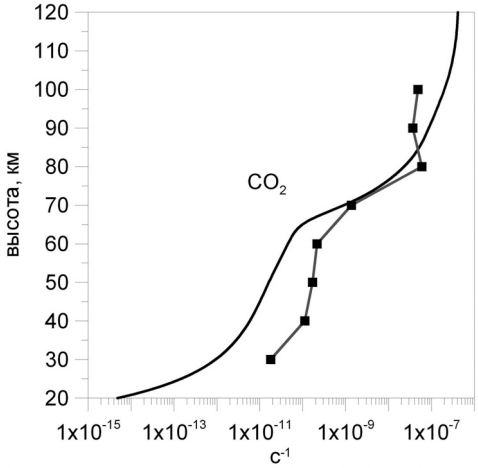


Рис. 3. Высотный ход коэффициента фотодиссоциации CO_2

гралов. Это приводит к тому, что их старые и новые значения, совпадая по характеру изменения, расходятся с высотой более чем на порядок величины, особенно на высотах менее 70 км, что видно на рис. 3.

Азотная группа. Сравнение высотных распределений диссоциационных интегралов реакций молекул азотной группы представлено на рис. 4. Для реакций NO_2[1] и NO_2[2] совпадение старых и новых зависимостей *DisInt*(*h*) достаточно хорошее и расхождение составляет приблизительно 10÷20% в значимом интервале высот $h > 30$ км. Для N_2O[2] различие доходит почти до двух порядков, а для N_2O[1] и вид *DisInt*(*h*), и сами значения не совпадают, так что сделать числовую оценку расхождения невозможно.

Здесь следует особо остановиться на реакциях NO. Приведенные на рис. 4 графики соответствуют расчетам *DisInt*(*h*) по одинаковым спектральным интервалам

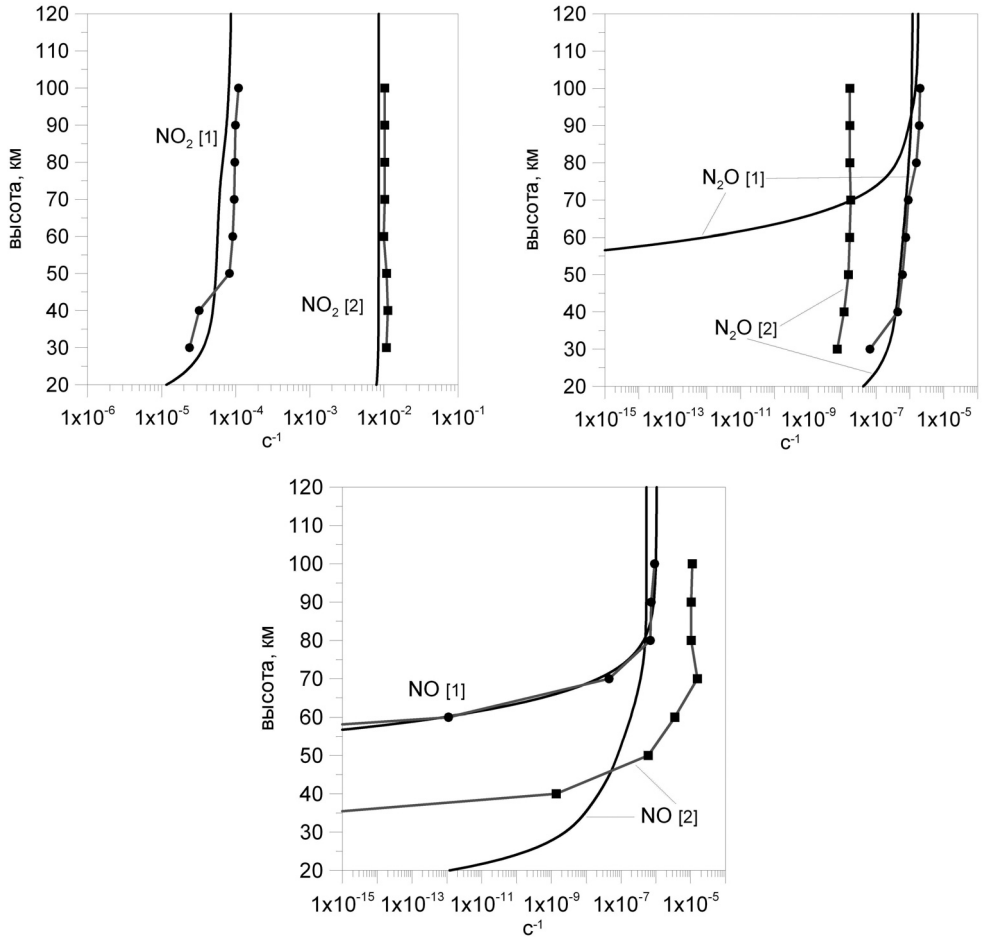


Рис. 4. Высотные распределения диссоционных интегралов азотной группы

с использованием старых и новых сечений. Видно, что для реакции NO[1] различие доходит почти до порядка, а для реакции NO[2] результаты различаются кардинально. Коэффициенты аппроксимации (2) для обоих вариантов сечений приведены в таб. 6 как варианты 1 и 2, соответственно.

В то же время, согласно имеющимся данным, порог реакции NO[1] равен 146 нм, а в интервале до 106 нм есть еще две реакции с выходом $N(^2D)$ вместо $N(^4S)$. Кроме того, диссоциация протекает и в более жесткой части спектра. Однако квантовые выходы этих реакций пока найти не удалось. В табл. 6, как вариант 3, даны коэффициенты *A* и *B*, когда области протекания реакций были установлены 30.38÷146 нм и 146÷227 нм.

Замечания о возможности использования экспоненциальной аппроксимации

Аппроксимации вида (2) часто используют до $\chi \sim 70^o$, а иногда и бóльших, что объясняется возможностью применять аппроксимацию $Sum(\chi) = Sum(0)/\cos(\chi)$ при

определении поглощения излучения в атмосфере. Однако из-за нелинейности подинтегральной функции в (1), при увеличении χ ошибка аппроксимации (2) по отношению к точному решению растет быстрее, чем ошибка аппроксимации Sum(χ). Эта ошибка оказывается тем больше, чем больше $B(h)$.

В то же время, расчеты показали, что при $B(h) << 1$ и $B(h) >> 1$ область применимости экспоненциальной аппроксимации велика. Это объясняется тем, что, в первом случае, поглощение солнечного потока мало́, а, следовательно, ошибка становится заметной только при $\chi \to 90^{\circ}$, во втором – поглощение столь велико́, что сам интеграл оказывается мал и большая относительная ошибка не может влиять на дальнейшие расчеты.

Между тем, при $B(h) \approx 1$ область применимости этого приближения значительно сужается и может снижаться до $\chi \sim 30^{\circ}$.

Это обстоятельство необходимо учитывать при рассмотрении условий, возникающих на терминаторах, а также в высоких широтах.

Заключение

Суммируя результаты сравнения характеристик фотодиссоционных реакций, можно ожидать, что использование при решении системы уравнений химической кинетики заряженных компонент, созданные программные блоки для расчета скоростей реакций с новыми данными по сечениям, привязкой к географической точке, сезону, местному времени и характеру солнечной активности уточнит значения электронных и ионных концентраций, получаемые при расчете кинетики ионизации в D и E-слоях ионосферы.

В заключении необходимо добавить, что приведенные значения коэффициентов экспоненциальной аппроксимации, полученные для 196 дня года, могут быть использованы и для других сезонов. Сравнение результатов расчетов аналогичных коэффициентов для 15, 80 и 263 дней года показало малые отличия.

Литература

Журавлева Л.А., Кудрявцев В.П. Нестационарная фотохимическая модель малых составляющих средней атмосферы // Сб. Динамические процессы в геосферах: геофизика сильных возмущений. М.: Наука, 1994. С. 191–204.

Кудрявцев В.П., Романюха Н.Ю. Моделирование ионизационно-рекомбинационных процессов в средней атмосфере // Математическое моделирование, 1995, т. 7, № 3, с. 3–18.

Петропавловских И.В., Репнев А.И., Филюшкин В.В. Базовый вариант одномерной фотохимической модели атмосферы. Численное моделирование состава и динамики атмосферы // Материалы Всесоюзного совещания. М.: Наука 1983. С. 82–129.

Baulch D.L. et al. Evaluated Kinetic and Photochemical Data for Atmospheric Chemistry: Supplement 1 / J. Phys. Chem / Ref. Data. 1982. V. 11, N. 2, pp. 327–496.

DeMore W.B. et al. Chemical Kinetics and Photochemical Data for Using Stratospheric Modeling / Evaluation 12. NASA JPL Publication. 1997-4.

[*LASP*] http://lasp.colorado.edu/lisird/whi_ref_spectra/whi_ref_spectra.html

УДК 550.385

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ШУМЫ, ВЫЗВАННЫЕ СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

А.Т. Ковалев, В.А. Пуштарик

Рассмотрено синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле Земли. Показано, что спектр этого излучения для электронов с энергией до 8 МэВ, характерных для спектра электронов в эксперименте «Морская звезда», практически перекрывает весь радиочастотный диапазон от 1 кГц до 5 ГГц. В случае интенсивного источника такого типа в ионосфере, синхротронное излучение может представлять серьезную помеху современным средствам связи и навигации.

Введение

Ко времени открытия радиационных поясов классическая теория синхротронного излучения (СИ) была уже хорошо разработана [Иваненко, Соколов, 1951; Ландау, Лифшиц, 1967; Тернов, 1995.] и широко использовалась, в частности, в радиоастрономии. Поэтому предположение о возможности измерения синхротронного излучения электронов естественных радиационных поясов появилось сразу после их открытия [Dyce, Nakada, 1959]. Применительно к излучению электронов, захваченных в магнитном поле Земли, теория СИ рассмотрена в [Peterson,1963; Vesecky, 1969] и в ряде других работ. В цикле работ [Dyce, Horowitz, 1963; 1966; Peterson, Hower, 1963; 1966; Ochs, 1966], связанных с операцией «Морская звезда», на системе риометров были проведены измерения всплесков радиоизлучения на частотах 30 и 50 МГц. Сопоставление этих измерений со спутниковыми и ракетными данными по потокам быстрых электронов подтвердило происхождение этих радиошумов как синхротронного излучения электронов в процессе формирования искусственного радиационного пояса. Постепенный спад интенсивности излучения из внутреннего радиационного пояса на протяжении многих месяцев соответствует постепенному спаду измеряемого потока быстрых электронов по мере возвращения радиационного пояса к невозмущенному состоянию [Ochs, 1966].

В невозмущенном состоянии спектральная яркость излучения из внутреннего радиационного пояса порядка или больше яркости участков неба с наибольшей интенсивностью внеземного радиоизлучения на частотах ВЧ диапазона, то есть единицы–десятки МГц ($\sim 10^{-20}$ Вт$\cdot$м$^{-2}\cdot$Гц$^{-1}\cdot$стерад$^{-1}$) и на 2 порядка величины превышают яркость участков неба с наименьшей интенсивностью ($<10^{-22}$ Вт$\cdot$м$^{2}\cdot$Гц$^{-1}\cdot$стерад$^{-1}$) [Vesecky, 1969]. В НЧ диапазоне (на частотах ниже 300 кГц) синхротронное излучение захваченных в геомагнитном поле электронов может быть существенно более интенсивным по сравнению с космическим фоном [Frankel, 1973].

Наибольшее число работ по СИ связано с возмущением магнитосферы и высыпаниями электронов. В работе [Дудник, Минеев, 1996] сделаны попытки восстановления энергетического распределения электронов, высыпающихся в обла-

сти Южно-атлантической аномалии по спорадическим всплескам радиоизлучения на частотах 38 и 325 МГц (с привлечением данных спутника «Космос-1686») – на примере возмущения внутреннего радиационного пояса в максимуме сильной магнитной бури 25 ноября 1986 г. В работе [Мусатенко и др., 2006] проведены измерения, с помощью наземных радиоспектрометра и радиотелескопа, излучения на гармониках (n = 11,12) циклотронной частоты коротких пучков слаборелятивистских электронов (десятки кэВ) вблизи области их отражения в среднеширотной ионосфере (Троицк-Пущино). Существенным для идентификации СИ был характерный вид записи в виде перевернутой параболы вследствие вначале увеличивающейся частоты, по мере приближения к земле, затем, после отражения, уменьшающейся. Записи такого вида невозможны для сгустка релятивистских электронов, так как после отражения электрон излучает в сторону от Земли

Оценки интенсивности СИ электронов спектра деления U-238 сделаны в работах [Ланцбург, 1998; Ланцбург, Никольская, 1999] для условий, соответствующих низким широтам. Получены оценки интенсивности для частот от 1 до 300 МГц. Показано, также, что в невозмущенных условиях ослабление синхротронного излучения при прохождении через ионосферу невелико.

Цель настоящей работы показать, что для импульсного источника релятивистских электронов в ионосфере и плазмосфере они могут стать источником чрезвычайно широкополосных шумов, от килогерц до нескольких ГГц, достаточно высокой интенсивности, и являться серьезной помехой для навигационных и коммуникационных систем.

Общие закономерности синхротронного излучения электронов

При вращении в магнитном поле по циклической траектории электрон излучает как заряд, движущийся с ускорением. Для электрона с полной энергией

$$E = mc^2\gamma,$$

где m – масса покоя электрона, c – скорость света, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = v/c$, полная интенсивность излучения во всем диапазоне частот равна

$$W = 2\sigma_T \frac{B^2}{8\pi}(\gamma^2 - 1), \qquad (1)$$

где B – индукция внешнего магнитного поля, $\sigma_T \cong \frac{2}{3}\cdot 10^{-24}$ см^2 – томсоновское сечение рассеяния. Для нерелятивистского электрона ($\gamma \cong 1$) интенсивность излучения очень мала и сосредоточена в основном на циклотронной частоте $\omega_c = eB/mc$, излучение на каждой последующей гармонике этой частоты меньше на фактор β^2. Для нерелятивистского электрона основная частота излучения (циклотронная частота) практически не зависит от его энергии. В релятивистской области основная частота $\omega_0 = eB/\gamma mc$ пропорциональна отношению величины магнитной индукции к полной энергии электрона, то есть уменьшается с увеличением энергии. При наличии составляющей $v_{\|}$ скорости вдоль магнитного поля, так что

$$\beta^2 = \frac{v^2}{c^2} = \frac{v_\perp^2}{c^2} + \frac{v_\|^2}{c^2} = \beta_\perp^2 + \beta_\|^2,$$

то есть при движении по винтовой линии, эта частота увеличивается за счет доплеровского смещения

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos\theta}, \tag{2}$$

где θ – угол между направлением излучения и направлением магнитного поля.

Интенсивность, W быстро растет с увеличением энергии, резко увеличивается интенсивность излучения на гармониках. При $\gamma = 2$ (кинетическая энергия равна 511 кэВ, то есть энергии покоя электрона), энергия излучается преимущественно на гармониках основной частоты. В ультрарелятивистском пределе $\gamma >> 1$ спектральный максимум излучения приходится на частоту [Арцимович, Померанчук, 1946]

$$\omega_{\max} \cong \frac{1}{2}\,\omega_c \gamma^3.$$

Интенсивность излучения в единичный телесный угол в направлении θ равна [Тернов, 1995]

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2\omega_0^2}{4\pi c} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\nu^2}{(1 - \beta_{\parallel}\cos\theta)^3} \left[\left(\frac{\cos\theta - \beta_{\parallel}}{\sin\theta} \right)^2 J_\nu^2(\xi) + \beta_\perp^2 J_\nu'^2(\xi) \right], \tag{3}$$

где $J_\nu(\xi)$, $J_\nu'(\xi)$ функция Бесселя порядка ν и ее производная,

$$\xi = \frac{\nu\beta_\perp \sin\theta}{1 - \beta_{\parallel}\cos\theta}.$$

Электрон при этом излучает преимущественно вперед вдоль направления скорости. Угловые характеристики синхротронного излучения для двух энергий с разными питч-углами показаны на рис. 1. Электрон с $\beta_{\parallel} = 0$ излучает в основном в плоскости вращения, электрон с $\beta \neq 0$ – в конусе $\cos\theta = \beta_{\parallel}$ с разными питч-углами (интенсивность для электрона 2 МэВ увеличена в 10 раз).

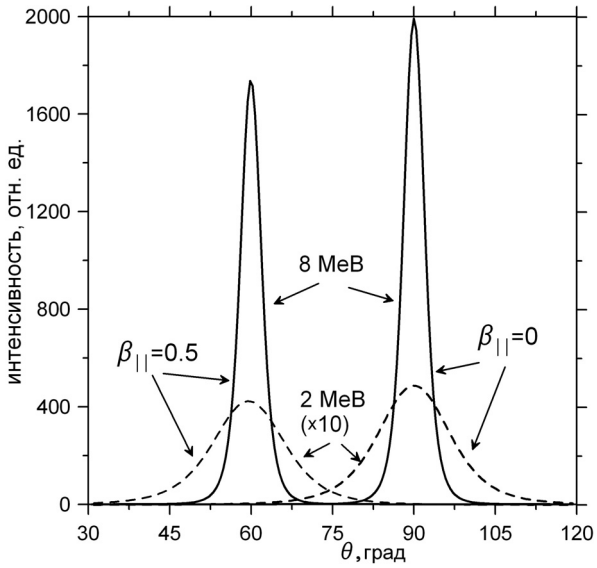


Рис. 1. Угловая зависимость интенсивности СИ для электронов 2 и 8 МэВ

Синхротронное излучение быстрых электронов в геомагнитном поле

Поскольку захваченный электрон движется в изменяющемся геомагнитном поле ($B = B_0 \frac{\sqrt{1 + \sin^2 \lambda}}{R^3}$ для земного диполя, λ – геомагнитная широта), частота излучения также меняется, в частности, циклотронная частота на оболочке $L = 3$ изменяется от 0,03 на вершине силовой линии до 1,4 МГЦ в ионосфере. На рис. 2 показаны зависимости спектральной плотности излучения для захваченных электронов с полной энергией 8 Мэв в среднеширотной ионосфере ($L = 3$) в области отражения этих электронов и в экваториальной области на оболочках $L = 2, 3, 4$. Вследствие релятивистского расширения частотного спектра, электрон излучает в диапазоне от долей кГц до нескольких ГГЦ. При этом интенсивность излучения в ионосфере на порядки величины больше, чем в плазмосфере на той же L-оболочке, вследствие малой величины магнитной индукции. В низкочастотной части спектра, релятивистский электрон излучает на частоте меньшей циклотронной частоты электронов окружающей плазмы, то есть в диапазоне вистлеров. Высокочастотная часть спектра может находиться далеко за пределами плазменной частоты.

Вследствие угловой направленности излучения СИ попадает на Землю из оболочки только в некотором диапазоне питч-углов, как правило, не из экваториальной части, где конус излучения проходит мимо Земли. Это наиболее выражено для высокочастотной части спектра, где излучение остро направлено. Причем, для СИ из экваториальной части оболочек с $L = 3$ и более высокочастотным (и, следовательно, узконаправленным) является излучение на частотах в десятки МГц, тогда как для излучения из ионосферы эти частоты соответствуют середине спектра и не являются узконаправленным. Излучение вблизи точки отражения в ионосфере происходит преимущественно в плоскости вращения электрона и достигает поверхности Земли только в сторону наклона магнитной силовой трубки, то есть к экватору от

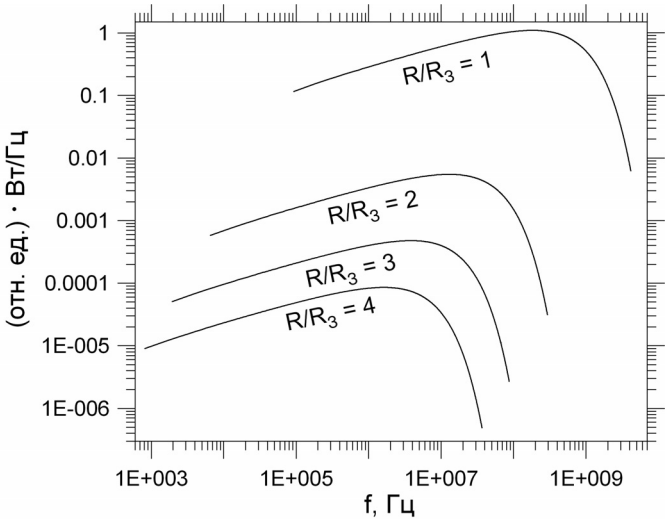


Рис. 2. Относительная интенсивность СИ для захваченных электронов в разных частях баунс-траектории: в ионосфере ($R/R_З = 1$) и на вершине силовой линии для $L = 2, 3, 4$

ее основания. Конус излучения в ионосфере в большей степени направлен к Земле только в том случае, если частица является высыпающейся. После отражения релятивистского электрона от ионосферы высокочастотная часть СИ не достигает поверхности Земли. В низкочастотной части спектра, на частотах меньших циклотронной частоты электрона, $\omega < \omega_c$ в точке излучения, излучение распространяется в виде вистлера.

Итак, в высокочастотной области наиболее интенсивное СИ имеет место в ионосфере для захваченных и высыпающихся электронов, или для электронов, источник которых расположен в ионосфере. В плазмосфере, в частности в экваториальной части, в связи с уменьшением магнитного поля, интенсивность излучения падает, а его спектр смещается в низкочастотную область. Учитывая то, что скорость электронов близка к скорости света, сколько-нибудь постоянное излучение (в частности, в определенной точке на земной поверхности) возможно только, если электроны захвачены в геомагнитном поле или локальной удерживающей магнитной конфигурацией, в частности, в ионосфере, либо, если существует (квази-) стационарный источник быстрых электронов.

На рис. 3 показана спектральная плотность электрического поля шума, создаваемого подобным сосредоточенным источником в ионосфере: популяцией электронов с энергией от 0,5 до 8 Мэв, соответствующей спектру β-электронов деления U-235 [Tsoulfanidis, 1971]. В расчетах, в отличие от большинства предыдущих работ, не делается упрощающих предположений об ультрарелятивистском пределе и относительно спектра излучения индивидуального электрона. Считается, что электроны излучают некогерентно. Предполагается, что все электроны движутся в поле с индукцией $0{,}5 \cdot 10^{-4}$ Т с равномерным питч-угловым распределением. Электрическое поле рассчитывается на расстоянии 600 км к югу от источника, находящегося на высоте 200 км, при этом наклон силовой линии равен 70°.

Излучение перекрывает диапазон более чем в 4 порядка величины от $\sim 10^5$ до $\sim 5 \cdot 10^9$ Гц с максимумом на частоте $\sim 10^8$ Гц. Для источника релятивистских электро-

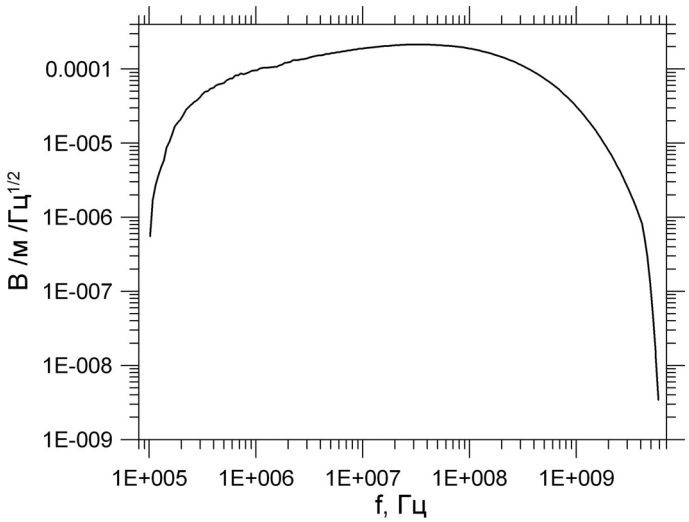


Рис. 3. Спектральная плотность электрического поля шума, создаваемого синхротронным излучением электронов в ионосфере

нов в F-области ионосферы типа эксперимента «Морская звезда» с полным их числом порядка 10^{26} и энергетическим спектром, соответствующим спектру β-распада продуктов деления, в указанной выше области на поверхности Земли рассчитана спектральная плотность электрического поля синхротронного излучения быстрых электронов. Она составляет порядка 10^{-4} $В \cdot м^{-1} \cdot Гц^{-1/2}$ в максимуме спектра на частоте 10^8 Гц и 10^{-6}–10^{-7} $В \cdot м^{-1} \cdot Гц^{-1/2}$ на частотах $(1 \div 5) \cdot 10^9$ Гц.

Представленная зависимость не учитывает условий, которые накладывает ионосфера на распространение низкочастотной части спектра, а также поглощение при распространении излучения. В [Ланцбург, Никольская, 1999] показано, что в невозмущенных условиях ослабление СИ при прохождении ионосферы на частотах выше критической частоты F-слоя невелико. В низкочастотной области спектра, ниже циклотронной частоты электрона, излучение может распространяться в виде вистлеров. При этом наиболее благоприятные условия создаются для квазипродольного распространения, то есть для излучения электронов с небольшими питч-углами. Кроме этого, гармоники СИ соответствующие низкочастотной области спектра, то есть, с меньшими номерами, имеют более широкое угловое распределение, поэтому условия распространения в виде вистлера выполняются для излучения электронов в более широком диапазоне питч-углов.

Заключение

Таким образом, синхротронное излучение релятивистских электронов в геомагнитном поле представляет собой чрезвычайно широкополосный радиочастотный шум. Показано, что для источника релятивистских электронов в ионосфере типа эксперимента «Морская звезда», на поверхности Земли спектральная плотность электрического поля шума максимальна на частоте порядка 10^8 Гц и может являться серьезной помехой для систем связи и навигации на частотах $(1 \div 5) \cdot 10^9$ Гц.

Литература

Арцимович Л.А., Померанчук И.Я. Излучение быстрых электронов в магнитном поле // ЖЭТФ. 1946. Т. 16, с. 379.

Дудник А.В., Минеев Ю.В. Динамика энергичных электронов и их взаимосвязь с высокочастотным радиоизлучением земной магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия, 1996. Т. 36, № 1, с. 93–102.

Иваненко Д., Соколов А. Классическая теория поля. М.-Л.: ГИТТЛ, 1951, 480 с.

Карташев В.М., Лазарев А.В., Сорока Д.В., Шматко Е.С. Всплески синхротронного радиоизлучения электронов, высыпающихся из внутреннего радиационного пояса Земли // Радиофизика и радиоастрономия. 1997. Т. 2, № 2, с. 165–175.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967, 460 с.

Ланцбург Е.Я. Синхротронное излучение, сопровождающее высотные ядерные взрывы, как источник интенсивных долгоживущих шумов // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: 1998, с. 247–254.

Ланцбург Е.Я., Никольская Л.С. К оценкам радиошума, генерированного синхротронным излучением быстрых электронов деления при высотном ядерном взрыве // Физические процессы в геосферах: их проявления и взаимодействие: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: 1999, с. 268–273.

Мусатенко С.И., Агапитов А.В., Курочка Е.В. и др. Синхротронное излучение слаборелятивистских пучков электронов на ионосферных высотах средних широт // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46, № 5, с. 704–713.

Тернов И.М. Синхротронное излучение // УФН. 1995. Т.165, № 4, с. 429–456.

Dyce R.B., Nakada M.P. On the possibility of detecting synchrotron radiation from electrons in the Van Allen belts // J.Geophys. Res. 1959. v.64, p. 1163–1168.

Dyce R.B., Horowitz S. Measurements of synchrotron radiation at Central Pacific sites // J.Geophys. Res. 1963. v. 64, p. 713–721.

Frankel M.S. LF radio noise from the Earth's magnetosphere // Radio Science, 1973. V. 8, p. 991–1005.

Ochs G.R. Synchrotron radiation measurements near the magnetic equator // in: Radiation trapped in the Earth's magnetic field / ed. B.M.McCormac, D.Riedel, Dordrecht, Holland, 1966, p. 704–713.

Peterson A.M., Hower G.L. Synchrotron radiation from high energy electrons // J.Geophys. Res. 1963. v. 68, p. 723–734.

Peterson A.M., Hower G.L. Teoretical model of synchrotron radiation and comparison with observation // in: Radiation trapped in the Earth's magnetic field / ed. B.M.McCormac, D.Riedel, Dordrecht, Holland, 1966, p. 715–754.

Tsoulfanidis N., Wehring B.W., Wyman M.E. Measurements of time-dependent energy spectra of beta rays from Uranium-235 fission fragments // Nucl. Sci. Eng. 1971. v. 43, p. 42–53.

Vesecky J.F. Radio frequancy synchrotron radiation from inner belt trapped electrons // J.Geophys. Res. 1969. v. 74, p. 3628–3638.

УДК 551.21:519.63

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГАЗО-ПЕПЛОВОГО ОБЛАКА ФРЕАТОМАГМАТИЧЕСКОГО ИЗВЕРЖЕНИЯ

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Описывается физико-математическая и численная модели формирования эруптивной колонны фреатомагматического извержения, учитывающие сложный состав выбрасываемой газо-пепловой смеси и влияние горизонтального ветра. Приводятся результаты численного моделирования извержения вулкана Эйяфъятлайокудль 2010 года с использованием разработанной модели.

Введение

В апреле 2010 года произошло относительно слабое (VEI = 4) извержение вулкана Эйяфьятлайокудль в Исландии, которое вызвало беспрецедентные последствия. В течение недели большинство аэропортов Европы были парализованы из-за опасности повреждения двигателей самолетов, было отменено более 100 000 рейсов. Общие потери авиаотрасли от простоя оцениваются в $2 млрд. Механизм таких извержений еще слабо изучен. В работе [Хазинс и Шувалов, 2012] рассматривались 2

возможных механизма формирования эруптивной колонны фреатомагматического извержения: периодический выброс газо-пепловых пузырей и непрерывное истечение газо-пепловой смеси. В первом приближении считалось, что газо-пепловая смесь – идеальный газ с характеристиками воздуха, имеющий в начальный момент повышенную температуру (пониженную плотность) по сравнению с окружающим воздухом. Было показано, что оба механизма при соответствующем подборе размера кратера и начальной температуры газа позволяют получить результаты, не противоречащие данным по извержению вулкана Эйяфьятлайокудль.

Целью данной работы является разработка более реалистичной физико-математической модели, учитывающей сложный состав газо-пепловой смеси, а также влияние горизонтального ветра на формирование и высоту подъема эруптивной колонны.

Основные уравнения и начальные данные

Динамика пространственных вихревых течений сжимаемой жидкости в поле тяжести описывается системой полных уравнений Навье–Стокса [Белоцерковский и др., 2000]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + V\nabla\rho = -\rho\nabla V \tag{1}$$

$$\rho\frac{\partial V}{\partial t} + (\rho V\nabla)V = -\nabla p + \nabla\hat{\tau} + \rho g \tag{2}$$

$$\rho(\frac{\partial h}{\partial t} + V\nabla h) = \frac{\partial p}{\partial t} + V\nabla p + \nabla(\hat{\tau}V) - V(\nabla\hat{\tau}) + \nabla(\lambda\nabla T) \tag{3}$$

Здесь t – время, V – вектор скорости, g – вектор ускорения свободного падения, ρ, p, h, T – плотность, давление, удельная энтальпия и температура, λ – коэффициент теплопроводности, $\hat{\tau}$ – тензор вязких напряжений:

$$\hat{\tau} = 2\mu\hat{S} - \frac{2}{3}(\mu\nabla V)\hat{E}$$

μ – коэффициент динамической вязкости, $\hat{S}$ – тензор скоростей деформаций, $\hat{E}$ – единичный тензор.

Для замыкания системы уравнений (1-3) ее следует дополнить двумя соотношениями. Первое из них связано с уравнением состояния рабочего газа, который в нашей модели состоит из однородной смеси водяного пара, пепла и воздуха, массовые концентрации которых обозначим α, β и $1-\alpha-\beta$ соответственно. Парциальные плотности каждой из компонент равны $\alpha\rho$, $\beta\rho$ и $(1-\alpha-\beta)\rho$, где ρ – плотность рабочего газа. Считается, что в каждый момент времени, в каждой точке (ячейке разностной сетки при численном моделировании) температуры водяного пара $T_s = e_s/C_V^s$, пепла $T_p = e_p/C_V^p$ и воздуха $T_a = e_a/C_V^a$ равны. Здесь e_i – внутренняя энергия компоненты смеси, а C_v^i – удельная теплоемкость компоненты смеси при постоянном объеме, связанная с удельной теплоемкостью при постоянном давлении C_P^i соотношением $\gamma_i = C_P^i/C_V^i$, где γ_i – показатель адиабаты. Пары воды и воздух считаются идеальными газами. В этих условиях давление p определяется по формуле:

$$p = \rho T\,[\alpha C_V^s(\gamma_s - 1) + (1-\alpha-\beta)C_V^a(\gamma_a - 1)]. \tag{4}$$

Эксперименты [Wohletz and McQueen, 1984] и расчеты [Shuvalov and Artemieva, 2004] показывают, что наиболее эффективное взаимодействие магмы с водой про-

исходит при $\alpha = 0{,}03 \div 0{,}3\beta$. Для определенности будем считать, что $\alpha = k\beta$, где $k = \text{const} = 0{,}2$. Тогда пар и пепел можно считать примесью, суммарная концентрация которой определяется уравнением переноса концентрации

$$\rho\left(\frac{\partial c}{\partial t} + V\nabla c\right) = \operatorname{div}(\rho D\nabla c), \tag{5}$$

где $c = \alpha + \beta$, D – коэффициент диффузии.

Второе соотношение следует из связи энтальпии с температурой. Удельная энтальпия рабочего газа определяется суммой энтальпий пара, пепла и воздуха

$$h = \alpha h_s + \beta h_p + (1 - \alpha - \beta)h_a = T\,[\alpha C_p^s + \beta C_p^p + (1 - \alpha - \beta)C_P^a] \tag{6}$$

Таким образом, выписана замкнутая система уравнений, которая решалась численно. Было использовано гипозвуковое приближение уравнений Навье-Стокса [Затевахин и др., 1994], изначально приспособленное к рассмотрению течений идеального газа. В связи с этим потребовалась модернизация гипозвукового приближения для случая уравнения состояния в виде (4).

Вывод уравнений гипозвукового приближения сопровождается довольно громоздкими выкладками. Поэтому наметим лишь схематично путь их получения и приведем окончательный вид уравнений. Произведем замену переменных. Выполним замену в два этапа. Сначала приведем систему уравнений к безразмерному виду, что позволяет явно выделить роль основных параметров задачи. Пусть

$$\overline{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0};\ \overline{u}^l = \frac{u^i}{u_0};\ \overline{p} = \frac{p}{p_0};\ \overline{T} = \frac{T}{T_0};\ \overline{x}^l = \frac{x^i}{r_\text{v}};\ \overline{t} = \frac{t}{t_0}.$$

Здесь ρ, p_0, T_0 – характерные значения невозмущенной атмосферы у подножия вулкана, r_v – радиус жерла, u^i – компонент вектора скорости, $u_0 = \sqrt{r_\text{v}\varepsilon_T g}$ – характерная скорость конвективного всплытия, $\varepsilon_T = \overline{T}_\text{v} - \overline{T}_0$, T_v – температура поступающей из жерла вулкана газовой смеси, $t_0 = r_\text{v}/u_0$.

На втором этапе определим новые переменные:

$$\widetilde{p} = \frac{\overline{p} - \overline{p}^*}{\rho_0 u_0^2/p_0},\ \widetilde{T} = \frac{\overline{T} - \overline{T}^*}{\varepsilon_T}, \tag{7}$$

которые переводят изменение давления и температуры в диапазон от нуля до величин порядка единица, тем самым позволяя сравнивать различные члены в уравнениях. Здесь $T^*(z)$ и $p^*(z)$ – вертикальное распределение температуры и плотности в невозмущенной атмосфере.

Соотношения (4) и (6) можно переписать в виде:

$$p = \rho T(Ac + B);\ h = T(Gc + E),$$

где A, B, G и E – константы.

В новых переменных уравнение состояния приобретет вид:

$$\overline{p}^* + \widetilde{p}\,\frac{u_0^2}{p_0/\rho_0} = \overline{\rho}\,(\varepsilon_T\widetilde{T} + \overline{T}^*)(\overline{A}c + 1).$$

С учетом, что коэффициент при $\widetilde{p}$ порядка квадрата числа Маха M^2, а в рассматриваемых течениях $M^2 << 1$, получаем уравнение состояния, в котором исключена зависимость от давления:

$$\overline{\rho} = \overline{\rho}(\varepsilon_T\widetilde{T} + \overline{T}^*)(\overline{A}c + 1)/\overline{p}^*. \tag{8}$$

Преобразуем уравнение сохранения энергии (3), которое в упрощенном виде можно записать следующим образом:

$$\rho \frac{dh}{dt} = \rho \frac{d(Gc + E)T}{dt} = \frac{dp}{dt} + F,$$

где $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V\nabla$, а F – все остальные члены.

Переходя к новым переменным, получим:

$$\varepsilon_T \bar{\rho}(\bar{G}c + 1)\frac{d\tilde{T}}{d\bar{t}} = \frac{u_0^2}{C_P^a T_0}\frac{d\tilde{p}}{d\bar{t}} + F_1,$$

где F_1 объединяет все остальные члены, в которых нет производных по времени. Здесь также перед производной от давления по времени стоит коэффициент порядка квадрата числа Маха и этот член исключается из рассмотрения:

$$\varepsilon_T \bar{\rho}(\bar{G}c + 1)\frac{d\tilde{T}}{d\bar{t}} = F_1, \tag{9}$$

Дифференцируя (8) по пространству и по времени, подставляя вместо производной от температуры по времени ее выражение из (9) и, используя уравнение для невозмущенной стратифицированной атмосферы

$$\frac{\partial \bar{p}^*}{\partial \bar{z}} = -\frac{r_v g \rho_0}{p_0}\bar{\rho}^* = -\varepsilon_g \bar{\rho}^*$$

из закона сохранения массы (1) можно получить следующее выражение, опустив для простоты прямую черту сверху:

$$\nabla V = \frac{1}{C_P^t p^*}\left[\frac{(Ac + 1)\varepsilon_T}{Re\,Pr}\,\mathrm{div}\, C_P^t \mu \nabla \tilde{T} + \frac{(Ac + 1)}{Re\,Pr}\frac{\partial}{\partial z} C_P^t \mu \frac{\partial T^*}{\partial z}\right] -$$
$$- \frac{-w\varepsilon_g \rho^*((Ac + 1)f_\gamma C_P^t)}{C_P^t p^*} + \frac{1}{Re\,Sct}\left[\frac{A}{(Ac + 1)} - \frac{G}{C_P^t}\right]\frac{1}{\rho}\,\mathrm{div}\,\mu\nabla c \tag{10}$$

Здесь w – вертикальная компонента скорости, $C_P^t = (Gc + 1) f_\gamma = \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a}$. В уравнении (10) появились три безразмерных параметра: число Рейнольдса – $Re = \frac{\rho_0 r_v u_0}{\mu_0}$, число Прандтля – $Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda}$, турбулентное число Шмидта – $Sct = \frac{\mu}{D}$. При рассмотрении атмосферных процессов число Прандтля и число Шмидта обычно считаются величинами постоянными, что позволяет перейти от коэффициента теплопроводности в уравнении переноса тепла и от коэффициента диффузии в уравнении переноса концентрации к коэффициенту динамической вязкости. В расчетах использованы следующие значения: $Pr = 0{,}9$ [Затевахин и др., 1994] и $Sct = 0{,}7$ [Tominaga and Stathopolous, 2007].

Уравнение (10) вместе с уравнениями состояния (8), сохранения массы (1), сохранения импульса (2) и переноса концентрации (5) образуют замкнутую систему уравнений. Предполагается, что последние три из них также приведены к безразмерному виду и выполнена замена переменных. Эта процедура практически не меняет вида указанных уравнений.

Уравнение (10) отличается от условия несжимаемости $\nabla V = 0$ только наличием правой части, и численное интегрирование позволяет использовать эффективные конечно-разностные методы, развитые для течений несжимаемой жидкости. Численное моделирование уравнения (10) осуществлялось с помощью МАС (Marcer and

Cell) метода [Harlow and Welch, 1965] с механизмом ускорения сходимости итераций [Viecelly, 1971], а численное интегрирование уравнений (1), (2), (5) – явным методом.

Моделирование турбулентного переноса производится методом крупных вихрей, первоначально развитым для задач метеорологии в середине 60-х годов прошлого века [Smagorinsky, 1963] и успешно применяемого в различных модификациях в настоящее время. Процедура разделения крупных вихрей со средними скоростями $\overline{u}$ и мелких вихрей со скоростями u' приводит к следующему виду кинематической вязкости:

$$\nu_T = C_s^2 \delta^2 |\hat{\hat{S}}|,$$

где C_s – коэффициент пропорциональности (параметр Смагоринского), δ – размер сеточной ячейки, а $|\hat{S}|$ – модуль тензора скоростей деформаций.

Верификация гипозвуковой модели с моделированием турбулентного переноса методом крупных вихрей [Хазинс, 2010], проведенная при исследовании всплытия крупномасштабного высокотемпературного термика, продемонстрировала возможность достижения хорошего согласия решения с экспериментальными и теоретическими данными при значении константы Смагоринского C_s, порядка единицы. Отметим, что число Рейнольдса $Re = r_\nu u_0/\nu_0$, и, следовательно, при выбранном виде вязкости $Re \equiv 1$.

Решение рассматриваемой задачи требует определения начальной температуры (плотности) и начальной скорости рабочего газа. Исходя из процессов передачи тепла при переходе вещества из одного агрегатного состояния в другое, можно записать баланс внутренней и кинетической энергии:

$$\beta C_V^p T_l + (1 - \alpha - \beta) C_V^a T_0 = \alpha(C_V^s (T - T_w) + C_V^w (T_w - T_m) +$$
$$+ C_V^f (T_m - T_0) + \lambda_m + \lambda_\nu) + \beta C_V^p T + (1 - \alpha - \beta) C_V^a T + w_0^2/2. \qquad (11)$$

Здесь T_m – температура плавления льда, T_w – температура испарения воды, T_l – температура лавы, C_V^w и C_V^f – удельные теплоемкости воды и льда при постоянном объеме, λ_m и λ_ν – теплоты плавления льда и испарения воды, w_0 – начальная вертикальная скорость рабочего газа. В формулу входят два неизвестных параметра – начальная концентрация $c_0 = \alpha + \beta$ и скорость w_0. Скорость w_0 можно определить из данных для вулкана Эйяфьятлайокудль. При его извержении за первые 72 часа было выброшено около 140 миллионов кубических метров пепла, то есть поток Q_p составлял примерно $0{,}5 \cdot 10^6$ кг/сек. По определению

$$Q_p = \pi r_\nu^2 \beta \rho w_0.$$

Отсюда, с учетом уравнения состояния следует, что

$$w_0 = \frac{Q_p}{\pi r_\nu^2 \beta \rho} = T(Ac_0 + B) \frac{Q_p}{\pi r_\nu^2 \beta \rho_0}. \qquad (12)$$

Предполагается, что давление в рабочем газе совпадает с давлением окружающего воздуха у подножия вулкана.

Таким образом, имеются два уравнения (11-12) для определения начальной температуры (плотности) и начальной скорости рабочего газа с двумя свободными параметрами – c_0 и r_ν. При определении характеристик рабочего газа предполагалось, что температура лавы $T_l = 1300$ °C, $T_m = 0$ °C, $T_0 = -10$ °C. Остальные пара-

метры – из справочников: C_P^s = 2 кДж/кг/град, C_P^w = 4,2 кДж/кг/град, C_P^f = 2,1 кДж/кг/град, C_P^p = 0,75 кДж/кг/град, C_P^a = 1 кДж/кг/град, γ_s = 1,32, γ_a = 1,4, λ_m = 0,33 кДж/кг, λ_v = 2,26 кДж/кг.

Диаметр жерла вулкана – порядка 1 км, а начальная концентрация паров воды и пепла в рабочем газе (c_0) подбиралась из условия, чтобы облако достигло высоты 8–9 км, как это было при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль.

В качестве граничных условий задавался поток газо-пепловой смеси в области кратера и параметры стандартной атмосферы (с учетом ветра) на воздушных границах расчетной области.

Результаты расчетов

Рассмотрим случай, когда эруптивная колонна формируется в результате всплытия системы пузырей, возникающих у поверхности через равные интервалы времени. Характерный размер кратера вулкана Эйяфьятлайокудль составляет 1 км. Расчет всплытия пузырей радиусом 500 м оказался не очень интересным, так как интервал между пузырями, определяемый выбранным потоком рабочего газа, составляет примерно 3 мин, а это время сравнимо со временем всплытия до положения равновесия одиночного пузыря такого же размера (~6 мин). В результате пузыри поднимаются независимо друг от друга, образуя облако на высоте зависания одиночного пузыря, но непрерывно существующая центральная колонна не формируется. Поэтому здесь мы ограничимся всплытием пузырей с r_v = 350 м, но позволим возникать этим пузырям в различных областях кратерного поля.

Рассмотрим сначала случай, когда пузыри возникают только в центре кратера. Подберем c_0 из условия, чтобы высота облака примерно соответствовала наблюдаемой во время извержения. Температура рабочего газа была выбрана равной T_v = 460 K, что соответствует c_0 = 0,25. Как показали расчеты, при заданных условиях верхняя кромка облака, формируемого при всплытии одиночного пузыря, достигает высоты примерно 9 км.

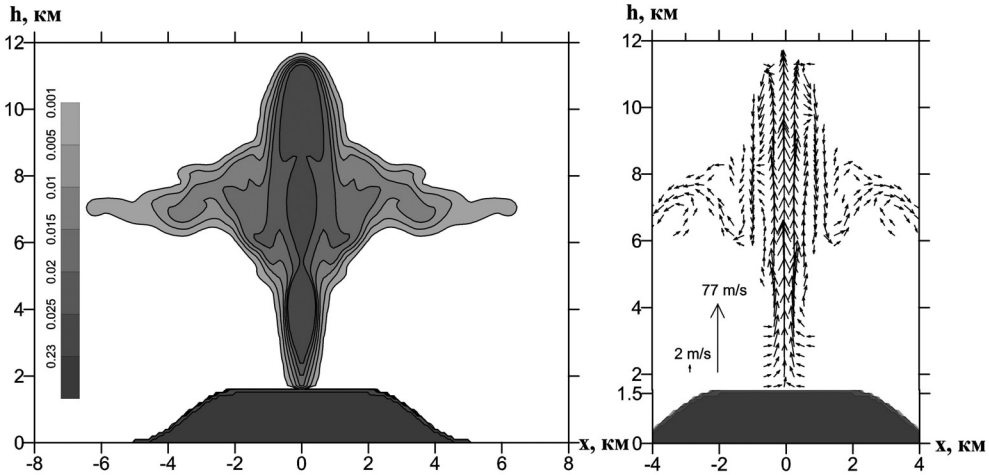


Рис. 1. Эруптивное облако, формирующееся к 30 мин при периодическом выбросе соосных пузырей рабочего газа радиусом 350 м

Плотность рабочего газа ρ_v при выбранных значениях параметров составляет 0,7 кг/м^3. Из этого следует, что частота выбросов при потоке пепла $Q_p = 0{,}5 \cdot 10^6$ кг/сек должна составлять 1 выброс с интервалом времени примерно в минуту. На рис. 1 представлены результаты расчета этого варианта.

Из сравнения с вариантом непрерывного потока (который также был рассчитан) следует, что качественная картина течения сохранила свои основные черты, да и количественное расхождение не столь существенно. Следовательно, в процессе формирования эруптивной колонны может реализоваться как режим непрерывного поступления рабочего газа в результате контакта воды в каком-либо из ее агрегатных состояний с горячей магмой в жерле вулкана, так и режим всплытия системы крупных пузырей. В реальности, по-видимому, реализуются оба механизма.

Как отмечено выше, верхняя кромка облака при всплытии одиночного пузыря в рассматриваемых условиях достигает высоты 9 км. В то же время в центральной колонне, образованной всплытием системы пузырей, высота облака достигает 12 км. Связано это с тем, что одиночный пузырь всплывает в невозмущенной атмосфере, а в случае системы пузырей каждый последующий поднимается в следе предыдущего, где плотность несколько ниже, чем в окружающей среде.

В рассмотренных задачах несколько необычным представляется образование купола в центральной части облака. Как показал численный анализ, одно из возможных объяснений связано с тем, что в расчетах истечение рабочего газа задавалось симметричным относительно центра. На рис. 2 представлены результаты расчета, аналогичного предыдущему, но центр пузыря радиусом 350 м и координатами (X, Y, Z) перемещался циклически по схеме: (0, 0, 350), (150, 0, 350), (0, 150, 350), (-150, 0, 350), (0, -150, 350), то есть в круге радиусом 500 м.

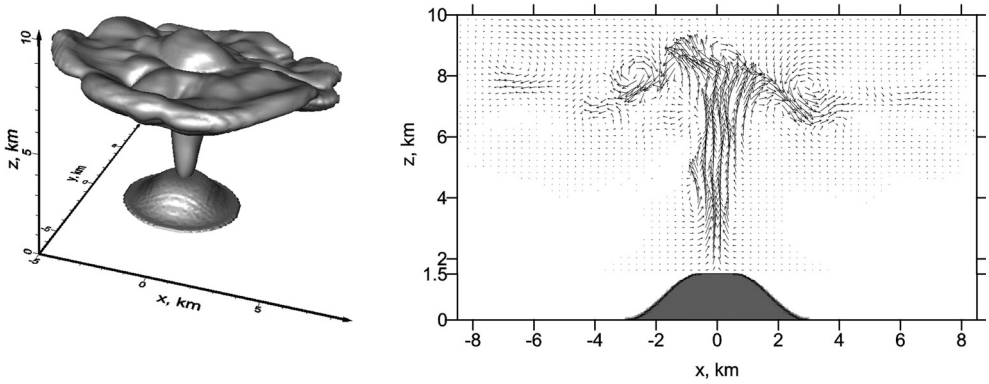


Рис. 2. Эруптивное облако, формирующееся к 20 мин при периодическом выбросе пузырей рабочего газа радиусом 350 м со сдвигающимся центром пузырей

На левой панели рис. 3 – изоповерхность концентрации (c = 0,001), справа – поле скорости (в системе координат, связанной с ветром) в плоскости XOZ, отражающее вихревой характер течения. Реализуется течение с «клубящимся» облаком. Центральный купол не формируется. При реальном извержении начальные данные заведомо не симметричны, так как фреатические взрывы происходят неравномерно во времени и распределены неоднородно по пространству. Поэтому последний расчет выглядит более реалистичным.

Ветер вносит существенные коррективы в форму облака. На рис. 3 представлены результаты расчета задачи в тех же условиях, что и предыдущая, но в поле однородного ветра, дующего вдоль оси *X*. Скорость ветра – 10 м/сек. Формируется вытягивающееся по ветру практически плоское облако с характерной пеленой под ним. Образование пелены связано с обтеканием ветром эруптивной колонны и сносом периферийных слоев газопылевой смеси к плоскости симметрии. Как видно из рис. 3, с, пелена представляет собой относительно тонкий слой. Отметим также снижение высоты облака. Если в безветренной атмосфере верхняя граница облака составляла 8–9 км, то в поле ветра она снизилась до 7–8 км.

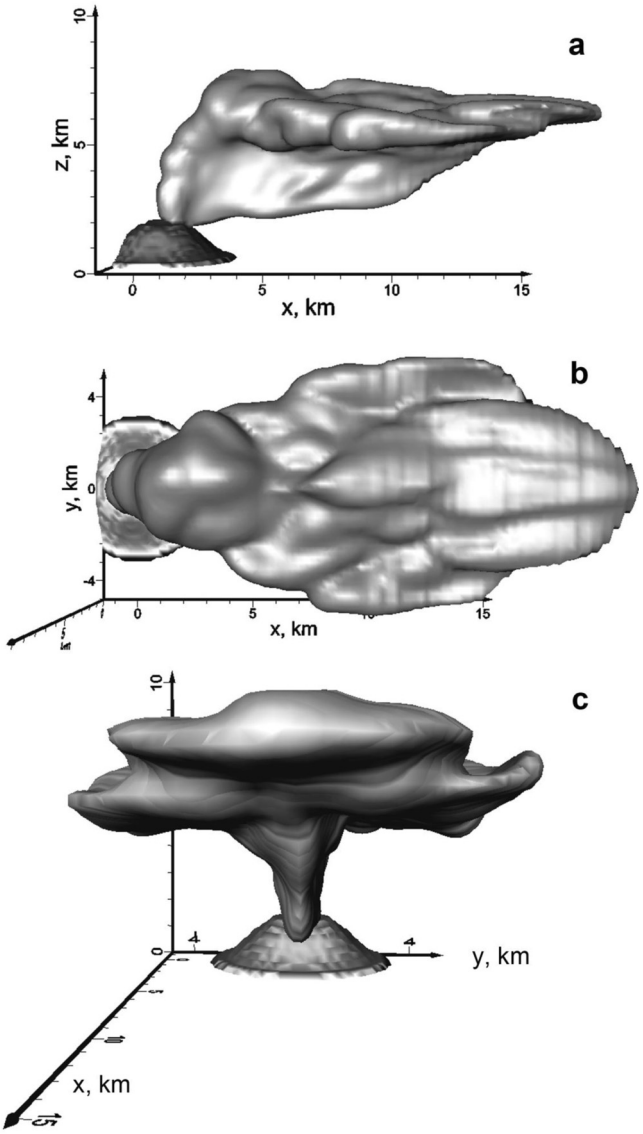


Рис. 3. Различные проекции эруптивного облака (изоповерхности с концентрацией пепла $c = 0{,}001$), сформировавшегося к 20 мин в поле ветра

Выводы

Построена физико-математическая модель формирования эруптивной колонны фреатомагматического извержения, учитывающая состав выбрасываемой газопепловой смеси и горизонтальный ветер. Проведенные расчеты показали, что оба рассмотренных механизма формирования эруптивной колонны фреатомагматического извержения (последовательное образование крупных газо-пепловых пузырей и непрерывное истечение газо-пепловой смеси) приводят к примерно одинаковым результатам и позволяют получить эруптивную колонну, близкую к той, что наблюдалась при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль. Учет горизонтального ветра приводит к уменьшению высоты подъема эруптивной колонны на 1–2 км.

Работа выполнена в рамках Программы № 4 Президиума РАН.

Литература

Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере. М.: Янус-К, 2000, 456 с.

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

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

Хазинс В.М., Шувалов В.В. Моделирование эруптивной колонны фреатомагматического извержения: вулкан Эйяфьятлайокудль // Динамические процессы в геосферах, выпуск 5: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2012. С. 121–128.

Harlow F.H. and Welch J.E. Numerical Calculation of Time Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid With Free Surface // Phys. Fluids. 1965. V. 8. № 12. P. 2182.

Shuvalov V. and Artemieva N. Numerical modeling of phreatomagmatic explosions. / GFF, v. 126, part 1, p. 50. The 26th Nordic Geological Winter Meeting. January 6th-9th 2004, Uppsala, Sweden.

Smagorinsky J. General Circulation Experiments with Primitive Equations // Monthly Weather Review. 1963. V. 91. № 3. P. 99.

Tominaga Y., Stathopolous T. Turbulent Schmidt numbers for CFD analysis with wariousstypes of flowfield // Atmospheric Environment. 2007. No. 41. P. 8091–8099.

Viecelly J.A. A Computing Method for Incompressible Flows Bounded by Moving Walls // J. Comp. Phys. 1971. V. 8. P. 119.

Wohletz K.H., McQueen R.G. Experimental studies of hydromagmatic volcanism // Studies in Geophysics. Explosive volcanism: Inception, Evolution and Hazards. Washington: National Academy Press, 1984. P. 158–169.

УДК 533.951

К ВОПРОСУ О ФОРМИРОВАНИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ

С.И. Копнин, С.И. Попель

Предложен механизм формирования неоднородностей концентрации электронов и ионов в запыленной ионосфере, связанный с пылевой звуковой модой. Проведена оценка неоднородностей концентрации электронов в случае квазимонохроматических спектров электромагнитного излучения для нагревного стенда на высотах 80 и 100 км. Определены диапазоны применимости предложенного метода.

Введение

На протяжении многих лет в физике ионосферы существенное место занимает проблема формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций при воздействии на ионосферу мощных нагревных стендов [Беликович, 1999]. В нижней ионосфере могут присутствовать заряженные нано- и микромасштабные частицы, которые могут образовываться в результате метеорных потоков, конденсации пересыщенных паров воды в летней полярной мезосфере и пр. Ионосферную плазму, содержащую заряженные нано- и микромасштабные частицы, принято называть запыленной ионосферной плазмой. Отличие такой запыленной плазмы от обычной состоит в наличии новых пространственно-временных масштабов, вызванных присутствием заряженных пылевых частиц, и возможностью существования нового типа колебаний: пылевой звуковой моды. В работе предложен механизм возникновения неоднородностей концентрации электронов и ионов в запыленной ионосферной плазме в результате распространения в ней мощных электромагнитных сигналов от нагревных стендов, связанный с пылевой звуковой модой.

Важным механизмом, приводящим к образованию неоднородностей в плазме, является модуляционное взаимодействие [Vladimirov, 1995]. В результате развития линейной стадии модуляционного взаимодействия (модуляционной неустойчивости) образуются области в пространстве, в которых присутствуют достаточно интенсивные электромагнитные поля, сопровождающиеся локальными изменениями плотности плазмы (флуктуациями концентраций электронов и ионов плазмы). В линейном приближении можно определить инкременты и пороги для развития модуляционной неустойчивости. В результате роста амплитуд неоднородностей процесс может перейти в нелинейную стадию. Для определения конечных амплитуд этих флуктуаций необходимо рассмотрение нелинейной стадии модуляционного взаимодействия. Вопросы развития модуляционной неустойчивости в ионосферной плазме при воздействии мощного радиоизлучения исследуются уже несколько десятков лет (см., например, [Payne, 1984; Keskinen, 1998]). Однако эти работы посвящены исследованиям верхней ионосферы. В нижней ионосфере часто присутствуют заряженные пылевые частицы [Копнин, 2007; Копнин 2008] и, как следствие,

существенная роль при описании модуляционного взаимодействия принадлежит пылевой звуковой моде. Детальное исследование модуляционной неустойчивости для случая запыленной ионосферы проводилось в работах [Копнин, 2007; Копнин 2008]. Данная работа является продолжением указанных исследований.

Основные уравнения

Для описания модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме используется стандартный метод исследования модуляционного взаимодействия. В условиях диффузионного равновесия система имеет вид (ср. с [Копнин, 2007; Копнин 2008]):

$$en_{e0}\nabla\varphi - T_{e0}\nabla n_{e1} - n_{e0}\nabla T_{e1} - (n_{e0}e^2/2m_e\omega_0^2)\cdot\nabla|\mathbf{E}|^2 = 0, \quad (1)$$

$$en_{i0}\nabla\varphi + \kappa T_{i0}\nabla n_{i1} + \kappa n_{i0}\nabla T_{i1} = 0, \quad (2)$$

$$\partial^2 n_{d1}/\partial t^2 + \nu_{dn}\,\partial n_{d1}/\partial t = (n_{d0}q_{d0}/m_d)\Delta\varphi, \quad (3)$$

$$3(\partial T_{e1}/\partial t) - \chi_e\Delta T_{e1} + 2\overline{\nu_{ei}}(T_{e1} - T_{i1}) - 2T_{e0}n_{e0}^{-1}(\partial n_{e0}/\partial t) = 4\nu_e e^2 m_e^{-1}\omega_0^{-2}|\mathbf{E}|^2, \quad (4)$$

$$3\partial T_{i1}/\partial t - \chi_i\Delta T_{i1} + 2\overline{\nu_{ei}}(T_{i1} - T_{e1}) - 2(T_{i0}/n_{i0})(\partial n_{i1}/\partial t) = 0. \quad (5)$$

$$\Delta\varphi = 4\pi(n_{e1}e - n_{i1}e - q_{d0}n_{d1} - n_{d0}q_{d1}). \quad (6)$$

Здесь и далее использованы все формулы и величины в СГС, m_ξ – масса частиц сорта ξ; n_ξ – концентрация частиц сорта ξ; $\xi = e, i, d$ для электронов ионов и пылевых частиц, соответственно. $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов), измеряемая в единицах энергии (эрг); $-e$ – заряд электрона, ионы предполагаются однозарядными, q_d – заряд пылевых частиц, φ – потенциал низкочастотного возмущения, $\mathbf{E}$ – электрическое поле электромагнитной волны накачки, ω_0 – частота этой волны, κ – показатель адиабаты, в случае изотермического процесса $\kappa = 1$, в случае адиабатического процесса $\kappa = 3$. Индекс «0» соответствует невозмущенным параметрам, индекс «1» – возмущенным величинам первого порядка малости; $\nu_{\xi\eta}$ – эффективная частота столкновений частиц сорта $\xi = e, i, d$ с частицами сорта $\eta = e, i, d$; $\overline{\nu_{ei}} = 3(m_e/m_i)\nu_{ei}$ – эффективная частота столкновений электронов с ионами, характеризующая скорость выравнивания температур электронов и ионов; $\chi_e = 3.16T_e/(m_e\nu_e)$, $\chi_i = 3.9T_i/(m_i\nu_i)$ – электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно, Δ – оператор Лапласа.

Изменение заряда пылевых частиц в ионосферной плазме происходит в соответствии с уравнением:

$$\partial q_d/\partial t = I(q_d), \quad (7)$$

где полный ток $I(q_d) = I_e(q_d) + I_i(q_d) + I_{ph}(q_d)$ определяется суммой электронного $I_e(q_d)$ и ионного $I_i(q_d)$ токов, а также фототока $I_{ph}(q_d)$. Причём, фототок может возникать только в дневное время под действием солнечного излучения. Однако фотоэффекту подвержены не все пылевые частицы, что обусловлено их составом. На высотах 80–120 км спектр солнечного излучения резко обрывается на длинах волн, порядка 170 нм, что соответствует энергии 7,3 эВ. Если, при этом, вещество, составляющее пылевую частицу, имеет работу выхода большую 7,3 эВ, то фотоэффект не происходит. Например, работа выхода чистого льда составляет около 8.9 эВ. Та-

ким образом, пылевая частица, состоящая из чистого льда, не будет подвергаться фотоэффекту ни в дневное, ни, тем более, в ночное время.

Для малых вариаций возмущений заряда пылевых частиц q_{d1} в случае их положительного заряда справедливо соотношение [Копнин, 2007]:

$$(\partial/\partial t + \nu_{ch})q_{d1} = I_{eo}^{eq}\,[n_{e0}^{-1}n_{e1} + T_{e0}^{-1}T_{e1}(1-z)/(2+2z)], \tag{8}$$

где $\nu_{ch} = -(\partial I/\partial q)^{eq}$; $z = -eq_{d0}/aT_{e0}$, a – характерный размер пылевых частиц, I_{eo}^{eq} – равновесный ток электронов на пылевую частицу [см., например, Копнин, 2007]. При этом частота зарядки имеет вид:

$$\nu_{ch} = -\left.\frac{\partial I}{\partial q_d}\right|_{q_d=q_{d0}} = \frac{\omega_{pe}^2 a}{\sqrt{2\pi}V_{T_e}} + \frac{\pi\beta ace^2}{\hbar^2}\cdot\frac{1}{2\pi^2c^3}\left.\frac{\hbar\omega^2}{\exp(\hbar\omega/T_s)-1}\right|_{\omega=\omega_R+\frac{eq_d}{a\hbar}}. \tag{9}$$

В случае отрицательного заряда пылевых частиц q_{d1} определяется из выражения [Копнин, 2007]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{ch}\right)q_{d1} = -|I_{eo}^{eq}|\left(\frac{n_{e1}}{n_{e0}} - \frac{n_{i1}}{n_{i0}} + (1+2z)\,\frac{T_{e1}}{2T_{e0}} - \frac{\tau - z}{\tau + z}\,\frac{T_{i1}}{2T_{i0}}\right), \tag{11}$$

где $\tau = T_{e0}/T_{i0}$. При этом частота зарядки имеет вид:

$$\nu_{ch} = -\,\partial I/\partial q_d\big|_{q_d=q_{d0}} = (1+\tau+z)\omega_{pi}^2 a/\sqrt{2\pi}V_{Ti}. \tag{12}$$

Для описания процессов модуляции электромагнитной волны в ионосферной плазме необходимо рассматривать два случая: прохождение электромагнитной волны через слой пылевой плазмы, содержащей положительно или отрицательно заряженные нано- и микромасштабные частицы. Когда пылевые частицы заряжены положительно, они несут на себе основной положительный заряд плазменной компоненты. В этом случае роль ионов становится пренебрежимо малой. Когда фотоэффект отсутствует, заряд пылевых частиц отрицательный и роль ионов становится существенной.

Предполагая, что низкочастотные возмущения в плазме меняются как $\exp(-i\Omega t + i\mathbf{Kr})$, где Ω и $\mathbf{K}$ – частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями, уравнения, описывающие эволюцию высокочастотного электромагнитного поля, можно записать в виде:

$$\varepsilon_\pm\mathbf{E}_\pm - \omega_\pm^{-2}c^2\mathbf{k}_\pm\cdot(\mathbf{k}_\pm\cdot\mathbf{E}_\pm) = n_{e0}^{-1}n_{e1}\,\omega_\pm^{-2}\omega_{pe}^2\,\mathbf{E}_{0\pm}, \tag{13}$$

где $\omega_\pm = \Omega \pm \omega_0$ и $\mathbf{k}_\pm = \mathbf{K} \pm \mathbf{k}_0$; ω_0, $\mathbf{k}_0$ – частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки; Ω, $\mathbf{K}$ – частота и волновой вектор, соответствующие амплитудной модуляции электромагнитной волны накачки; $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_{e0}e^2/m_e$ – электронная ленгмюровская частота; $\varepsilon_\pm = 1 - \omega_{pe}^2/\omega_\pm^2$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы; $\mathbf{E}_+ = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}_- = \mathbf{E}^*$, $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0$ – при этом данная задача суще.ственно отличается от ранее решённых задач тем, что здесь одновременно учтены как процессы зарядки пылевых частиц, так и их динамика.

Инкременты модуляционной неустойчивости

Закон дисперсии пылевых звуковых волн $\omega_S(K)$ определяется системой уравнений (1)–(12) и имеет вид:

$$\omega_S(K) = \sqrt{\omega_d^2/A - (\nu_{dn}/2)^2} - i\nu_{dn}/2, \tag{14}$$

где в случае $q_d > 0$:

$$A = 1 + \frac{1}{K^2\lambda_{de}^2}\left(1 + \left(1 - \frac{1}{2}\frac{1-z}{1+z}\frac{2\omega_S}{3\omega_S + i\omega_\chi}\right) \Big/ \left(1 + \frac{2\omega_S}{3\omega_S + i\omega_\chi}\right)\frac{i\overline{\nu_e}}{\omega_S + i\nu_{ch}}\right), \tag{15}$$

а в случае $q_d < 0$:

$$A = 1 + K^{-2}\lambda_{de}^{-2}\,[1 + i\overline{\nu_e}/(\omega_S + i\nu_{ch})(1 + \tau^{-1})] + K^{-2}\lambda_{di}^{-2}. \tag{16}$$

Здесь $\omega_{de} = \sqrt{4\pi n_{d0} q_d^2/m_d}$ – плазменная пылевая частота. Затухание пылевых звуковых волн в запылённой ионосферной плазме обусловлено частотой столкновений пылевых частиц с нейтральной компонентой ионосферы. Для широкого диапазона параметров нижней запылённой ионосферы: температуры нейтралов $T_n \approx$ 130÷155 К, их концентрации $n_n \approx 5 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, характерного размера пылевых частиц [Gabrielli, 2004; Kalashnikova, 2000] $a \approx 10 \div 10^3$ нм и их концентрации $n_d \approx 10 \div 10^3$ см$^{-3}$ получаем $\omega_{de} \approx 0.01 \div 100$ рад/с и $\nu_{dn} \approx 0{,}01 \div 0{,}1$ с$^{-1}$.

В линейном приближении из уравнений (1)–(5) можно получить вариации для фурье-компонент электронной и ионной температур:

$$T_{e(i)1,\Omega K} = \frac{\Omega\Xi_{i(e)}}{\Xi_e\Xi_i + \overline{\nu_{ei}}^2}\frac{T_{e(i)0}}{n_{e(i)0}}\,n_{e(i)1,\Omega K} + i\,\frac{\Omega\overline{\nu_{ei}}}{\Xi_e\Xi_i + \overline{\nu_{ei}}^2}\frac{T_{i(e)0}}{n_{i(e)0}}\,n_{i(e)1,\Omega K}, \tag{17}$$

где $\Xi_e = (3/2)\Omega + i(\omega_{\chi e} + \overline{\nu_{ei}})$, $\Xi_i = (3/2)\Omega + i(\omega_{\chi i} + \overline{\nu_{ei}})$, $\omega_{\chi e} = \chi_e K^2/2$, $\omega_{\chi i} = \chi_i K^2/2$. В дальнейшем, для упрощения вида выражений, индексы Ω, K опускаем.

В случае сильностолкновительной плазмы ($\overline{\nu_{ei}} >> \Omega$, $\omega_{\chi i}$, $\omega_{\chi e}$), что соответствует условиям нижней ионосферы, выражения (17), могут быть преобразованы к виду:

$$T_{e1} = T_{i1} = (T_{i0}n_{i0}^{-1}n_{i1} + T_{e0}n_{e0}^{-1}n_{e1})\Omega/(3\Omega + i\omega_\chi), \tag{18}$$

где $\omega_\chi = \omega_{\chi e} + \omega_{\chi i}$. Вводя потенциал φ электростатического поля плазмы ($\mathbf{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi$), получаем:

$$n_{e1}/n_{e0} = e\varphi/T_{e0}, \tag{19}$$

$$n_{i1}/n_{i0} = e\varphi/T_{i0}. \tag{20}$$

Таким образом, можно считать, что электроны и ионы удовлетворяют распределениям Больцмана в условиях диффузионного равновесия в сильностолкновительной ионосферной плазме. При этом вариации температур $T_{e1} = T_{i1} = 0$.

Как уже отмечалось, величина неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосферной плазме в результате развития модуляционной неустойчивости определяется амплитудой φ_0 электростатического потенциала, вызванного пылевыми звуковыми возмущениями. Из уравнений Максвелла следует, что Фурье компонента φ_0 имеет вид:

$$\varphi_{k,\omega} \approx (4\pi\omega/k^2c^3)j_{k,\omega}^N, \tag{21}$$

где $j_{k,\omega}^N$ – плотность нелинейного тока, вызванная возмущениями второго порядка малости функций распределения электрически заряженных компонент запылённой ионосферной плазмы. Плотность нелинейного тока имеет вид:

$$j^N_{k,\omega} = \sum_{\alpha=e,i,d} \frac{q^3_\alpha}{m_\alpha} \int \mathbf{p} \Big/ \left(\omega - \frac{(\mathbf{kp})}{m_\alpha}\right)\left(\mathbf{E_1}\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}\right)\left[\left(\omega_2 - \frac{(\mathbf{k_2 p})}{m_\alpha}\right)^{-1}\left(\mathbf{E_2}\frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial \mathbf{p}}\right)\right]\times$$

$$\times\, \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2)\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k_1} - \mathbf{k_2})d\omega_1 d\omega_2 d\mathbf{k_1} d\mathbf{k_2} d\mathbf{p}. \qquad (22)$$

Здесь $\mathbf{E_1} = \mathbf{E}_{\omega_1 \mathbf{k}_1}$, $\mathbf{E_2} = \mathbf{E}_{\omega_2 \mathbf{k}_2}$ – Фурье-компоненты напряжённости электрического поля в электромагнитной волне накачки, $f_{0,\alpha}$ – функция распределения частиц сорта α, удовлетворяющая условию нормировки $n_{0,\alpha} = \int f_{0,\alpha}(\mathbf{p})d\mathbf{p}$. Полагая в (22) в качестве функции распределения максвелловскую функцию распределения, из (21) находим, что максимально возможное значение амплитуды возмущений электростатического потенциала имеет вид:

$$\varphi_0 = 8\pi q_d K^{-2} n_{e0} C^2_{Sd} c^{-2} \Omega \omega_0^{-1} (|\mathbf{E}_0|^2/4\pi n_{e0} T_{e0}). \qquad (23)$$

Характерная частота в спектре низкочастотных волновых возмущений Ω и его ширина характеризуется максимальным инкрементом Γ модуляционной неустойчивости. Когда фотоэффект отсутствует, частицы приобретают отрицательный электрический заряд, и в результате устанавливается следующее соотношение между интенсивностью электромагнитной волны накачки и частотой пылевых звуковых возмущений:

$$\Omega \approx \Gamma \approx \sqrt{\nu_e c^2/\chi} \nu_e^{-1} \omega_0^{-5} \omega^6_{pe} (|\mathbf{E}_0|^2/4\pi n_{e0} T_{e0}). \qquad (24)$$

В случае положительного заряда пылевых частиц частота низкочастотных возмущений, возбуждаемых в процессе развития модуляционной неустойчивости при условии $\Omega >> \omega_{\chi e} >> C_{Sd}K$, имеет вид:

$$\Omega \approx \Gamma \approx (\nu_e \omega^4_{pe} \omega_0^{-2} c^{-2} C^2_{Sd})^{1/3} (|\mathbf{E}_0|^2/4\pi n_{e0} T_{e0})^{1/3}, \qquad (25)$$

а в случае $\omega_{\chi e} >> \Omega >> C_{Sd}K$ закон дисперсии имеет приближённый вид:

$$\Omega \approx \Gamma \approx (\chi_e^{-1} C^2_{Sd} \omega_0^{-3} \omega^4_{pe})^{1/2} (|\mathbf{E}_0|^2/4\pi n_{e0} T_{e0})^{1/2}. \qquad (26)$$

Таким образом, на основе, (23)–(26) для широкого диапазона параметров нижней запылённой ионосферы: температуры нейтралов $T_n \approx 130 \div 200$ К, их концентрации $n_n \approx 10^{12} \div 10^{15}$ см$^{-3}$, характерного размера пылевых частиц $a \approx 10 \div 10^3$ нм и их концентрации $n_d \approx 10 \div 10^3$ см$^{-3}$, концентрации электронов $n_e \approx 10^2 \div 10^5$ см$^{-3}$, концентрации ионов $n_i \approx 10^2 \div 10^5$ см$^{-3}$, находим, что величина $|\mathbf{E}_0|^2/4\pi n_{e0} T_{e0}$ не превосходит единицы, что соответствует приближению, используемому при исследовании модуляционной неустойчивости. При этом, неоднородности электронов и ионов в ионосферной плазме определяются выражениями (19), (20) и (23) и обусловлены пылевой звуковой модой, возникающей в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме.

Неоднородности концентраций электронов и ионов

Антропогенные источники излучения электромагнитных волн в ионосфере, например, передатчики мощного электромагнитного излучения такие, как нагревные стенды, можно рассматривать, как источники квазимонохроматического излуче-

ния, с некоторой шириной спектра $\Delta\omega$, $\Delta K << \omega_0$, k_0, где ω_0, k_0 – частота и волновой вектор излучения. В этом случае

$$|\mathbf{E}_0|^2_{\omega\mathbf{k}} = \int \mathbf{E}_{\omega_1\mathbf{k}_1}\mathbf{E}_{\omega_2\mathbf{k}_2}\,\delta(\omega_{01}-\omega_1)\delta(\mathbf{k_{01}}-\mathbf{k_1})\delta(\omega_{02}-\omega_2)\delta(\mathbf{k_{02}}-\mathbf{k_2})\times$$
$$\times\,\delta(\omega-\omega_1-\omega_2)\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k_1}-\mathbf{k_2})d\omega_1 d\omega_2 d\mathbf{k_1}\omega\mathbf{k_2} \qquad (27)$$

Здесь $\mathbf{E}_{\omega_1\mathbf{k_1}} = \mathbf{E}_{\omega_2\mathbf{k_2}} = \mathbf{E}_0$ – амплитуда квазимонохроматического излучения; ω_{01}, $\mathbf{k}_{01}$, ω_{02}, $\mathbf{k}_{02}$ – частоты и волновые вектора спектральных компонент излучения близких ω_0, k_0 и лежащих в интервале $\Delta\omega$, ΔK. В указанном приближении из (1)–(12) легко получить неоднородности электронной и ионной концентраций, возникающих в результате модуляционного возбуждения пылевых звуковых возмущений в запыленной ионосферной плазме. При этом имеет место ряд случаев.

Когда частицы заряжены положительно ($q_d > 0$):

1) $\Omega >> \omega_\chi >> C_S K$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \frac{4\nu_e\overline{\nu_e}}{3\Omega\left[\Omega + i\left(\nu_{ch} + \frac{2}{3}\frac{z+2}{z+1}\overline{\nu_e}\right)\right]}\frac{1-z}{(1+z)}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0}T_{e0}}, \qquad (28)$$

2) $\omega_\chi >> \Omega >> C_S K$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left(1+\frac{4\nu_e}{\omega_\chi}\right)\frac{C_S^2K^2}{\Omega^2 + i\nu_{dn}\Omega - C_S^2K^2}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0}T_{e0}}, \qquad (29)$$

3) $\omega_\chi >> C_S K >> \Omega$:

$$n_{e1}/n_{e0} = -(1 + 4\nu_e/\omega_\chi)(\omega_{pe}/\omega_0)^2|E_0|^2/8\pi n_{e0}T_{e0}. \qquad (30)$$

В случае отсутствия фотоэффекта, когда нано- и микромасштабные частицы заряжены отрицательно ($q_d < 0$) имеет место следующие случаи:

4) $\Omega >> \omega_\chi >> C_S K$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \mu\frac{\Omega\left[(1+\gamma)4\nu_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma\right] + i\nu_{ch}\left[4\nu_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma\right]}{\Omega(1+5\gamma+\mu) + i\nu_{ch}\left(1+4\gamma+\mu(5-\beta-4\gamma\beta)\right)}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0}T_{e0}}, \qquad (31)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}}\frac{\left(1+\frac{(3\beta+1)}{3}\mu\frac{\nu_{ch}}{(-i\Omega+\nu_{ch})}\right) - \frac{4\mu\nu_e\nu_{ch}}{3\Omega(\Omega+i\nu_{ch})}}{\left(1+\mu+\frac{(3\beta-\tau)}{3}\mu\frac{\nu_{ch}}{(-i\Omega+\nu_{ch})}\right)}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0}T_{e0}}, \qquad (32)$$

когда $\nu_e >> \Omega$

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = 4\mu\frac{\nu_e(1+\gamma+i4\nu_{ch}/\Omega)}{\Omega(1+5\gamma)+i\nu_{ch}(1+4\gamma)}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0}T_{e0}}, \qquad (33)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = 4\mu\nu_e\left[\frac{(1+\gamma+i4\nu_{ch}/\Omega)}{\Omega(1+5\gamma)+i\nu_{ch}(1+4\gamma)} - \frac{\nu_{ch}}{3\Omega(\Omega+i\nu_{ch})}\right]\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0}T_{e0}}, \qquad (34)$$

5) $\omega_\chi >> \Omega >> C_S K$:

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left(1 + \frac{4\nu_e}{\omega_\chi}\right) \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + i\nu_{dn}\Omega - C_S^2 K^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \tag{35}$$

6) $\omega_\chi >> C_S K >> \Omega$:

$$n_{e1}/n_{e0} = -(1 + 4\nu_e/\omega_\chi)(\omega_{pe}/\omega_0)^2 |\mathrm{E}_0|^2/8\pi n_{e0} T_{e0}, \tag{36}$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{4\nu_e}{\omega_\chi} \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + i\nu_{dn}\Omega - C_S^2 K^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}. \tag{37}$$

Из (28)–(37) для квазимонохроматической волны накачки (27) следует, что $n_{e1}/n_{e0} \approx n_{i1}/n_{i0} \approx (\omega_{pe}/\omega_0)^2|\mathbf{E}_0|^2/8\pi n_{e0}T_{e0}$. Отметим, что условие $(\omega_{pe}/\omega_0)^2|\mathbf{E}_0|^2/8\pi n_{e0}T_{e0} < 1$ является критерием применимости полученных выражений (28)–(37). Также следует отметить, что порог для развития модуляционной неустойчивости определяется из условия $\Gamma > \nu_{dn}$, то есть инкремент развития модуляционной неустойчивости обязан быть большим декремента затухания пылевых звуковых возмущений. Опираясь на указанные соотношения можно получить области существования указанных решений. Например, для высоты h = 80 км, когда $n_n \approx 5.56 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, $n_{e0} \approx n_{i0} \approx$ ≈ 200 см$^{-3}$, $T_e \approx T_i \approx 150$ К, $n_d \approx 100$ см$^{-3}$, $a \approx 100$ нм, и для высоты h = 100 км, когда $n_n \approx 1.8 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $n_{e0} \approx n_{i0} \approx 3 \cdot 10^4$ см$^{-3}$, $T_e \approx 650$, $T_i \approx 550$ К, $a \approx 50$ нм, $n_d \approx 100$ см$^{-3}$, области существования решений представлены на рисунке.

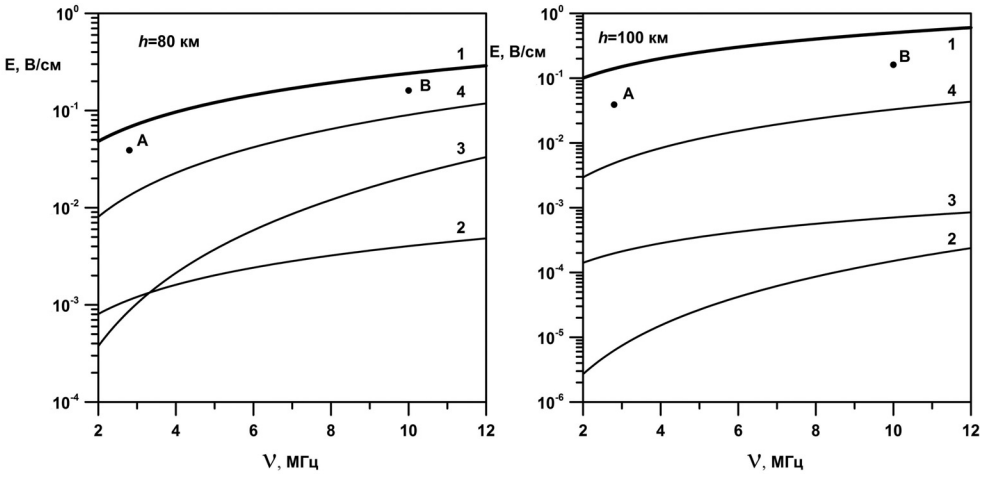


Рисунок. Области применимости предложенного метода. Кривые 1 ограничивают сверху область справедливости выражений (28)–(37), описывающих формирование неоднородностей в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн накачки. Кривые 2, 3, 4 устанавливают пороги модуляционной неустойчивости в случае отрицательно заряженных пылевых частиц (кривые 2), а также положительного заряда пылевых частиц в двух случаях $\omega_{\chi e} >> \Omega >> C_{Sd}K$ (кривые 3) и $\Omega >> \omega_{\chi e} >> C_{Sd}K$ (кривые 4)

Как известно, например, установка HAARP обладает следующими характеристиками [ГОСТ, 1995; Бахметьева, 2007]: диапазон рабочих частот ~2,8–10 МГц,

эквивалентная излучаемая мощность в центре диаграммы направленности ~250 МВт на 2,8 МГц и 4200 МВт на 10 МГц, облучаемая площадь на высоте 350 км составляет ~12 250 км^2. Используя эти данные на рисунке, представлен случай, когда волна накачки соответствует параметрам ~250 МВт на 2,8 МГц (точка А) и параметрам: 4200 МВт на 10 МГц (точка В). Видно, что в результате распространения этих волн возможно развитие модуляционной неустойчивости в рамках предложенной модели.

При этом, в случае положительного заряда пылевых частиц, например, для высоты h = 100 км, можно в случае (29) и (30) оценить величины неоднородности концентрации электронов: $n_{e1}/n_{e0} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ для излучения на частоте 2,8 МГц, и $n_{e1}/n_{e0} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ для частоты 10 МГц; для высоты h = 80 км: $n_{e1}/n_{e0} \approx 0.027$ для излучения на частоте 2,8 МГц, и $n_{e1}/n_{e0} \approx 0.035$ для частоты 10 МГц. В случае (28) заметного формирования неоднородностей не происходит. Характерные пространственно-временные масштабы этих неоднородностей соответствуют пространственно-временным масштабам пылевых звуковых возмущений и составляют, как правило, несколько десятков см при длительности порядка нескольких десятых секунды.

Заключение

Предложен механизм формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосфере в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн накачки, связанного с пылевой звуковой модой. Определены инкременты и пороги развития модуляционной неустойчивости, при которых происходит эффективное формирование неоднородностей компонент запыленной ионосферной плазмы. В рамках предложенного метода, в качестве примера, определены неоднородности электронной концентрации в запыленной ионосфере в результате развития модуляционной неустойчивости в случае квазимонохроматических спектров электромагнитного излучения от нагревного стенда HAARP для положительно заряженных пылевых частиц.

Работа выполнена в рамках Программ фундаментальных исследований № 5 ОНЗ РАН и № 22 Президиума РАН; при поддержке грантов: Президента РФ (НШ-203.2012.5 для поддержки ведущих научных школ), РФФИ (№ 12-02-00270-а), Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (МК-3764.2013.2).

Литература

Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Каган Л.М. и др. Исследование атмосферы Земли методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы // Вестник РФФИ, № 3 (53) май–июнь 2007.

Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Институт прикладной физики РАН, 1999, ISBN 5-8048-0005-1, 151 с.

ГОСТ Р 25645.162-95. Антропогенное низкочастотное волновое воздействие на ионосферу и магнитосферу Земли // Пространственно-временные и спектральные характеристики. ГОССТАНДАРТ России. Москва. 1995.

Копнин С.И., Попель С.И., Ю Минг Модуляционное возбуждение низкочастотных пылевых звуковых колебаний в нижней ионосфере // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 4. С. 323–336.

Копнин С.И., Попель С.И. Генерация инфразвуковых колебаний низкочастотными пылевыми звуковыми возмущениями в нижней ионосфере Земли // Физика плазмы. 2008. Т. 34, № 6. С. 517–526.

Gabrielli P., Barbante C., Plane J., Varga A., Hong S., Cozzi G., Gaspari V., Planchon F., Cairns W., Ferrari C., Crutzen P., Cescon P., Boutron C. Meteoric smoke fallout over the Holocene revealed by iridium and platinum in Greenland ice // Nature. 2004. V. 432. P. 1011–1014.

Kalashnikova O., Horányi M., Thomas G.E., Toon O.B. Meteoric Smoke Production in the Atmosphere // Geophysical Research Letters. 2000. V. 27, No. 20. P. 3293–3296.

Keskinen M. J., Rodriguez P. Modulation instability at the upper hybrid layer in high-power radio wave ionospheric heating // Radio Science. 1998. V. 33.No. 1, p. 143–148.

Payne G. L., Nicholson D. R., Downie R. M., Sheerin J. P. Modulational instability and soliton formation during ionospheric heating // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 1984. V. 89. No. A12. P. 10921–10928.

Vladimirov S.V., Tsytovich V.N., Popel S.I., and Khakimov F.Kh., Modulational Interactions in Plasmas // Astrophysics and Space Science Library; Vol. 201. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht–Boston–London (1995), ISBN 0–7923–3487–6, 544 pages.

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 4

Утверждено к печати

Компьютерная верстка: *М.В. Старшова*

Подписано к печати 00.00.2013
Формат 70×100 1/16. 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