

Федеральное агентство научных организаций
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

Выпуск 8

Москва
ГЕОС
2016

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 8: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2016. – 218 с.

ISSN 2222-8535

Восьмой сборник трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах» содержит некоторые результаты исследований, выполненных в рамках Плана фундаментальных исследований Государственных академий наук, грантов научных фондов и инициативных проектов. Большая часть статей содержит сведения о работах, выполненных в 2016 г., и не вполне завершенных. По сложившейся традиции многие работы в расширенном, дополненном и доработанном виде впоследствии публикуются в различных научных журналах.

Статьи, вошедшие в сборник, скомпонованы в четыре главы в соответствии с основными направлениями исследований, которые ведутся в Институте.

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

Редакционная коллегия:

*Г.Г. Кочарян (ответственный редактор), С.Б. Кишкина, Д.Н. Краснощеков,
Т.В. Лосева, А.Н. Ляхов, Г.В. Печерникова, В.В. Ежакова (секретарь).*

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
Глава 1. Геомеханика, флюидодинамика и сейсмология	9
О характеристиках, контролирующих процесс сейсмогенного разломообразования (<i>А.А. Будков, Г.Г. Кочарян</i>).....	10
Влияние пространственной гетерогенности свойств межблокового контакта на режим его деформирования (<i>В.С. Мартынов, А.А. Остапчук, В.К. Марков</i>).....	21
Подобие в затухании ударных волн при одномерном ударе (<i>Б.А. Иванов</i>).....	28
Лабораторное изучение фильтрационных свойств низкопроницаемых пористых сред (<i>Н.А. Барышников, С.В. Елисеев, Е.В. Зенченко, Ю.В. Лагутин, С.Б. Турунтаев</i>).....	35
Оценка проницаемости трещинно-порового коллектора при эпизодическом техногенном воздействии (<i>Э.М. Горбунова, А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов, И.С. Свинцов</i>).....	42
Кайнозойская история тектонических деформаций центральной части Восточно-Европейской платформы (<i>Г.Н. Иванченко, Б.В. Малкин</i>).....	52
Землетрясение на Балтийском щите 19.03.2016 МВ = 3,7 (<i>О.А. Усольцева, Е.Г. Козловская</i>).....	60
Оценка характеристик разлома на основе сейсмических и деформационных измерений (<i>В.И. Куликов, Д.В. Павлов</i>).....	69
Идентификация слабых сейсмических событий в условиях Восточно-Европейской платформы (<i>А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов</i>).....	76
Возможный механизм инициирования сейсмического события удаленным динамическим воздействием (<i>Е.А. Виноградов</i>).....	86
Поиск геореактора (<i>В.Н. Сергеев</i>).....	94
Глава 2. Приповерхностная геофизика	99
Влияние лунно-солнечного прилива на вариации атмосферного давления (<i>В.В. Адушкин, А.А. Спивак, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов</i>).....	100
Акустические и электрические эффекты грозового явления в Москве 13.07.2016 г. (<i>В.В. Адушкин, А.А. Спивак, Ю.С. Рыбнов, С.А. Рябова, С.П. Соловьев, В.А. Харламов</i>).....	109
Некоторые статистические характеристики геомагнитной активности на Геофизической обсерватории "Михнево" ИДГ РАН (<i>С.А. Рябова, А.А. Спивак</i>).....	114
Магнитовариационные параметры в условиях среднеширотной Геофизической обсерватории «Михнево» (<i>С.А. Рябова</i>).....	121
Влияние выбросов метана в арктической зоне на изменение газового состава нижней атмосферы (<i>В.П. Кудрявцев</i>).....	129

Глава 3. Электродинамические процессы в геосферах	141
Синхронная регистрация сигналов ОНЧ диапазона наземными и спутниковыми средствами (<i>Б.Г. Гаврилов, Ю.И. Зецер, С.И. Климов, Ю.В. Поклад, И.А. Ряховский</i>).....	142
Влияние жесткого рентгеновского и гамма излучений Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. Часть II. Перенос фотонов (<i>Ю.А. Корсунская, А.С. Стрелков</i>).....	149
Пеленгация ионосферных источников сверхслабого КНЧ/ОНЧ излучения (<i>И.А. Ряховский, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, Ю.В. Поклад</i>).....	161
Глава 4. Экстремальные воздействия на атмосферу	169
Раннее формирование кометных тел и родительских тел метеоритов (<i>Г.В. Печерникова, А.В. Витязев, В.Н. Сергеев</i>).....	170
Лабораторная адаптивная оптическая система моделирования и коррекции атмосферной турбулентности (<i>А.В. Кудряшов, Н.А. Кулаков, А.Н. Лылова, Г.Н. Мар, А.Л., Рукосуев, В.В. Самаркин, Ю.В. Шелдакова</i>).....	178
Моделирование Челябинского события в рамках жидкостной модели (<i>В.В. Шувалов, В.В. Светцов, О.П. Попова, Д.О. Глазачев</i>).....	184
Численное моделирование акустико-гравитационных волн, инициированных падением метеороида (<i>В.М. Хазинс, В.В. Шувалов</i>).....	197
Челябинский метеороид: анализ сигнала в области прямого распространения звука (<i>Д.О. Глазачев, Е.Д. Подобная, Ю.С. Рыбнов, О.П. Попова</i>).....	208

ВВЕДЕНИЕ

Восьмой сборник трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах» содержит некоторые результаты исследований, выполненных в рамках Плана фундаментальных исследований Государственных академий наук, грантов научных фондов и инициативных проектов. Большая часть статей содержит сведения о работах, выполненных в 2016 г., и не вполне завершенных. По сложившейся традиции многие работы в расширенном, дополненном и доработанном виде впоследствии публикуются в различных научных журналах.

Статьи, вошедшие в сборник, скомпонованы в четыре главы в соответствии с основными направлениями исследований Института.

Первая глава содержит результаты работ, выполняемых по направлению Геомеханика, флюидодинамика и сейсмология. Статья А.М. Будкова и Г.Г. Кочаряна «О характеристиках, контролирующих процесс сейсмогенного разломообразования» посвящена численному исследованию сложного процесса зарождения, эволюции и остановки процесса скольжения по гетерогенной поверхности разлома. Эта работа открывает новое направление исследований геомеханики разломных зон, ведущихся в ИДГ РАН. Смежные вопросы рассматриваются экспериментально в статье В.С. Мартынова и А.А. Остапчука «Влияние пространственной гетерогенности свойств межблокового контакта на режим его деформирования».

Б.А. Иванов в работе «Подобие в затухании ударных волн при одномерном ударе» численно исследует задачу о затухании ударных волн в средах, описываемых широко используемыми уравнениями состояния Тиллотсона и ANEOS.

Новая экспериментальная установка, позволяющая исследовать фильтрационные свойства ультранизкопроницаемых образцов керна, является важным достижением работ 2016 г. и описана в статье Н.А. Барышникова с соавторами «Лабораторное изучение фильтрационных свойств низкопроницаемых пористых сред».

Традиционное направление работ в ИДГ РАН, связанное с прецизионными гидрогеологическими исследованиями, ведущимися в Геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево», представлено статьей Э.М. Горбуновой с соавторами «Оценка проницаемости трещинно-порового коллектора при эпизодическом техногенном воздействии».

В течение ряда лет ИДГ РАН занимается исследованием сейсмогеодинамики Восточно-Европейской платформы. Разным аспектам этого направления посвящены статьи Г.Н. Иванченко и Б.В. Малкина «Кайнозойская история тектонических деформаций центральной части Восточно-Европейской платформы», А.Н. Бесединой и Е.А. Виноградова «Идентификация слабых сейсмических событий в условиях Восточно-Европейской платформы». Если в первой статье исследуется связь напряженно-деформированного состояния ВЕП с ее геодинамической историей, то во второй – предлагается метод сейсмического мониторинга, который может быть применен при проведении наблюдений в платформенных условиях.

Одно из сильнейших землетрясений последнего времени из произошедших на Балтийском щите, описано в статье О.А. Усольцевой и Е.Г. Козловской «Землетрясение на Балтийском щите 19.03.2016 МВ = 3,7».

Геомеханические исследования, проводимые ИДГ РАН на Коробковском месторождении КМА, отражены в статье В.И. Куликова, Д.В. Павлова «Оценка характеристики разлома на основе сейсмических и деформационных измерений». К работам этого направления примыкает статья Е.А. Виноградова «Возможный механизм инициирования сейсмического события удаленным динамическим воздействием», в которой описывается возможная феноменология изменения характеристик массива сейсмическими волнами.

В статье В.Н. Сергеева «Поиск геореактора» обсуждаются гипотезы о существовании природного ядерного реактора (геореактора) в ядре в центре Земли, на границе жидкого и твердого ядра и на границе мантии и ядра.

Во второй главе содержатся статьи по направлению Приповерхностная геофизика. В работах В.В. Адушкина с соавторами «Влияние лунно-солнечного прилива на вариации атмосферного давления» и «Акустические электрические эффекты грозового явления в Москве 13.07.2016 г.» приведены результаты анализа вариаций атмосферного давления и его микропульсаций на ГФО "Михнево" и в Центре геофизического мониторинга ИДГ РАН в г. Москве, анализируются результаты инструментальных наблюдений за электрическим полем и микропульсациями атмосферного давления в приземной атмосфере в период сильной грозовой активности.

С.А. Рябова и А.А. Спивак в статье «Некоторые статистические характеристики геомагнитной активности на Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН» выявили тенденцию к увеличению геомагнитной активности со временем. В статье С.А. Рябовой «Магнитовариационные параметры в условиях среднеширотной Геофизической обсерватории «Михнево» проведен анализ некоторых характеристик магнитного поля в приземном слое атмосферы, исследованы периодичности вариаций и корреляции с гидрогеологическими параметрами субповерхностных коллекторов подземных вод.

В работе В.П. Кудрявцева «Влияние выбросов метана в арктической зоне на изменение газового состава нижней атмосферы» приведены результаты расчётов изменения газового состава атмосферы при выбросах значительных масс метана из локальных арктических источников.

Третья глава содержит некоторые результаты исследований по направлению Электродинамические процессы в геосферах. Б.Г. Гаврилов с соавторами в работе «Синхронная регистрация сигналов ОНЧ диапазона наземными спутниковыми средствами» рассмотрели данные согласованных измерений сигналов радиотехнической системы дальней навигации «Альфа» наземной аппаратурой ГФО «Михнево» ИДГ РАН и бортовой аппаратурой микроспутника "Чибиc-М" ИКИ РАН, позволяющие идентифицировать и анализировать параметры отдельных сигналов наземных передатчиков.

В работе Ю.А. Корсунской и А.С. Стрелкова «Влияние жесткого рентгеновского и гамма излучений Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. Часть II. Перенос фотонов» на основе моделирования потока гамма излучения Солнца показано, что учет рассеяния принципиально важен для описания ионизирующего воздействия Солнца в области терминатора и за ним.

И.А. Ряховский и др. в статье «Пеленгация ионосферных источников сверхслабого КНЧ/ОНЧ излучения» предложили и привели результаты апробации методики пеленгации сверхслабых сигналов КНЧ/ОНЧ диапазона с использованием наземных измерительных комплексов.

Заключительная глава сборника посвящена некоторым вопросам исследований экстремальных воздействий на атмосферу Земли.

Г.В. Печерникова и др. в статье «Раннее формирование кометных тел и родительских тел метеоритов» исследуют эволюцию газопылевых сгущений, образовавшихся в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске околосолнечной газопылевой туманности.

Работа А.В. Кудряшова и др. «Лабораторная адаптивная оптическая система моделирования и коррекции атмосферной турбулентности» посвящена новому для ИДГ РАН направлению адаптивной оптики. В статье исследована возможность моделирования атмосферной турбулентности с помощью гибкого зеркала на пьезоприводах.

Завершают сборник работы, посвященные моделированию разных аспектов воздействия при падении Челябинского метеороида. В статье В.В. Шувалова с соавторами «Моделирование Челябинского события в рамках жидкостной модели» сравниваются гипотетические падения Челябинского метеороида при разных углах наклона траектории, оцениваются последствия таких падений.

В.М. Хазинс и В.В. Шувалов («Численное моделирование акустико-гравитационных волн, инициированных падением метеороида») предложили методику расчета ионосферных возмущений и продемонстрировали ее работоспособность в задачах распространения АГВ, инициированных мощным энерговыделением в результате торможения метеороида.

В статье «Челябинский метеороид: анализ сигнала в области прямого распространения звука» Д.О. Глазачев и др. провели анализ и предварительную классификацию звуковых сигналов от пролета и разрушения Челябинского метеороида.

ГЛАВА 1

ГЕОМЕХАНИКА, ФЛЮИДОДИНАМИКА И СЕЙСМОЛОГИЯ

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ, КОНТРОЛИРУЮЩИХ ПРОЦЕСС СЕЙСМОГЕННОГО РАЗЛОМООБРАЗОВАНИЯ

А.А. Будков, Г.Г. Кочарян

Модель Барриджа-Кнопова с трением, описываемым модифицированным законом “Rate and State”, применена для исследования процесса распространения разрыва по разлому, состоящему из участков с различными закономерностями переходного процесса от трения покоя к трению скольжения. Показано, что старт сейсмогенного разрыва всегда происходит на участке неустойчивого скольжения, хотя динамическая подвижка может быть инициирована событиями медленного скольжения на соседних участках. Важную роль при остановке разрыва могут играть участки с переходными фрикционными характеристиками. Свободно распространяясь по участкам стабильного скольжения, разрыв быстро затухает на участке с реологическими свойствами, характерными для событий медленного скольжения.

Введение

Существующая парадигма теории землетрясений восходит к работам Гильберта, результаты которых были обобщены Г. Рейдом [Reid, 1910]. Основное ее положение состоит в том, что землетрясение есть результат динамического проскальзывания на заранее существующем геологическом разломе. При этом кумулятивное смещение по сейсмогенному разлому набирается суммированием кратковременных проскальзываний при землетрясениях, которые происходят периодически на активном разломе или его сегменте. Сегодня такой подход почти безоговорочно принимается как в сейсмологии, так и в геодинамике, хотя в деталях воззрения разных научных школ и групп специалистов во многом расходятся.

Один из традиционных подходов в рамках этих представлений восходит к работам Ч. Тсубои, который на основе геодезических измерений оценил максимальную величину изменения деформации коры в результате крупного землетрясения и неявно предположил, что землетрясение сбрасывает напряжение в окрестности разлома до нуля, аналогично трещине растяжения. Такой подход распространился достаточно широко, так что в некоторых публикациях, например [Chinnery, 1964], прочность земной коры приравнивалась к сбросу напряжений при землетрясениях. Хотя в настоящее время в явном виде данный подход практически не используется, его «отголоски» можно обнаружить, например, в предложенной в конце 70-х годов прошлого столетия концепции существования прочных и слабых участков разлома. В этих моделях вариации параметров скольжения в пределах разрыва связываются с распределением по поверхности разлома «сильных» областей, названных 'барьерами' и 'asperity' [Das, Aki, 1977; Kanamori, Stewart 1976]. Размер 'asperities' на разломе связывали с возможным размером землетрясений, которые могут на нем произойти, а занимаемую ими долю поверхности с соотношением между вкладом косейсмического и асейсми-

ческого скольжений в величину сейсмического момента, реализуемого на разломе. В этих, как полагают, наиболее прочных областях отмечается самый высокий уровень реализации сейсмического момента.

Подходы, используемые в теории землетрясений, заметно изменились, когда в качестве альтернативы была предложена теория прерывистого скольжения. В 1966 г. У. Брейс и Дж. Байерли высказали предположение, что землетрясения являются актами динамически неустойчивого проскальзывания, периодически повторяющимися на существовавших ранее поверхностях скольжения, [Brace, Byerlee, 1966]. После этого законы трения при квазистатических и динамических сдвигах нарушений сплошности массивов горных пород стали предметом повышенного внимания как в механике скальных пород, так и в сейсмологии. Интенсивные лабораторные и численные эксперименты привели к существенной эволюции кулоновских представлений о сухом трении. По результатам экспериментальных исследований, проведенных в 70–80-х годах минувшего столетия, вместо ступенчатого перехода трение покоя – трение скольжения была [Dieterich, 1979] выдвинута концепция трения, зависящего от скорости, перемещения и времени, и предложен эмпирический закон сопротивления сдвигу «Rate & State friction law» (далее «R&S»), который стал основным, почти единственным инструментом теоретического исследования и численного моделирования режимов скольжения по разломам [Lapusta, Rice, 2003; Будков, Кочарян, 2016 и многие другие]. Stick-slip гипотеза формулируется компактной системой уравнений, исследование которых предсказывает широкий спектр деформационных явлений на разломах качественно, а иногда и количественно, находящихся в соответствии с результатами наблюдений. «Прочностная» же модель типа «asperities» остается в большей степени описательной. В последнее время делаются попытки объединения этих двух моделей в рамках единой схемы, одна из которых предпринята в данной статье.

Режимы скольжения по разлому

Проведенные в последние годы исследования показали, что в определенном диапазоне параметров даже небольшие вариации таких характеристик магистральной зоны разлома, как материальный и гранулометрический состав заполнителя, свойства увлажняющего флюида, его вязкость и так далее способны радикально изменить характер скольжения по разлому – от фрикционной неустойчивости (stick-slip) до стабильного скольжения [Кочарян и др., 2013; Кочарян, Новиков, 2015 и др.]. Кроме того, существуют промежуточные режимы условно стабильного скольжения, медленного прерывистого скольжения и т.д. Различные режимы скольжения имеют разную скорость распространения разрыва от обычной в механике трещин величины близкой к скорости волны Релея, до сверхмалых скоростей порядка 10^{-4} – 10^{-6} км/с при так называемых «событиях медленного скольжения» [Кочарян и др., 2014]. Соответственно, величины «сейсмического КПД» этих деформационных событий также различаются на много порядков. В качестве сейсмической эффективности удобно рассматривать величину отношения $e = E_s / M_0$, где E_s – величина энергии, излученной в ходе подвижки по разлому, а M_0 – реализованный сейсмический момент.

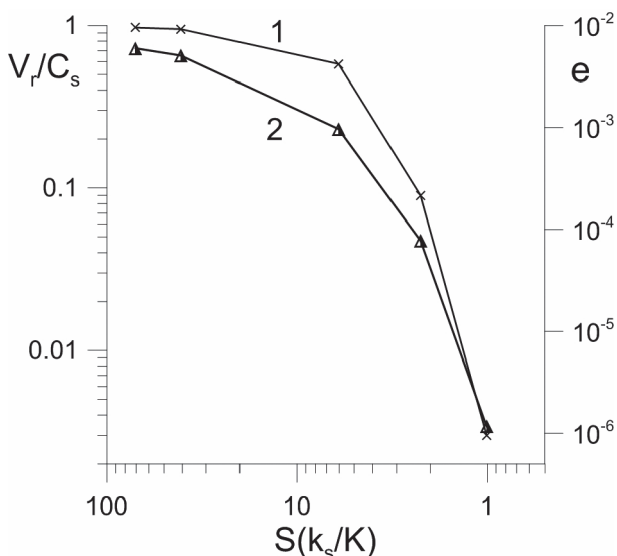


Рис. 1. Зависимость скорости распространения разрыва (1) и величины приведенной кинетической энергии (2) от отношения жесткостей лабораторного разлома и массива

Одним из главных параметров, определяющих эффективность перехода запасенной упругой энергии в сейсмическое излучение, является соотношение между максимальным значением скорости снижения сопротивления сдвигу на запретельной ветви деформирования разлома (максимальной сдвиговой жесткости) и жесткостью массива.

На рис. 1 приведена зависимость эффективной скорости распространения разрыва от отношения жесткостей лабораторного разлома и приводящей пружины, играющей роль массива горных пород, рассчитанной на основе рассмотрения энергетического баланса различных режимов скольжения в экспериментах со слайдер-моделью. Здесь же показана величина приведенной энергии деформирования, перешедшей в кинетическую энергию блока. Подробности эксперимента изложены в статье [Адушкин и др., 2016]. Как видно из графика, и «сейсмическая» энергия и скорость распространения разрыва радикально снижаются при уменьшении величины отношения Sk_s / K . Тем самым режим скольжения постепенно трансформируется из прерывистого в стабильный.

Кроме изменения отношения жесткостей, трансформация режима скольжения может быть осуществлена посредством изменения параметров вышеупомянутого закона трения «Rate & State». Однако крупным недостатком этого эмпирического закона является то обстоятельство, что в отличие от жесткости разлома, его основные параметры, за исключением, пожалуй, характерной величины критического смещения D_c , не могут быть интерпретированы физически ни в лабораторных, ни, тем более, в натуральных условиях. Соответственно, не может быть и речи о прогнозе этих характеристик для конкретной разломной зоны.

Начало и остановка сейсмогенного разрыва

Существующие представления о старте и остановке сейсмогенных разрывов не дают однозначного ответа о природе этих явлений, хотя спектр предлагаемых моделей весьма широк. Стохастические модели представляют землетрясения как разрывы, случайным образом растущие и уничтожаемые. Для малых землетрясений остановка происходит на ранней стадии развития. В моделях этого типа невозможно предсказать конечный размер разрыва при его инициировании. В другом классе моделей предполагается, что большие землетрясения отличаются от малых даже на начальной стадии развития разрыва [Spudich, Cranswick, 1984].

Многие авторы придерживаются мнения, что конечной точкой разрыва является область, в которой трасса активного разлома претерпевает резкий изгиб или ступенчатый скачок [Sibson, 1985; Wesnousky, 2006]. Исследовав карты поверхностных разрывов 22 землетрясений с длинами разрывов в диапазоне 10–420 км, S. Wesnousky пришел к заключению, что существует характерный размер ступенчатого скачка на трассе разлома ~3–4 км. Ступень большего размера распространяющийся разрыв преодолеть не в состоянии.

Представления о зарождении и остановке разрыва тесно связаны с концепцией 'барьеров' или 'asperity'. В ранних работах предполагалось, что землетрясения начинаются и заканчиваются именно на этих особых участках разлома [Shibazaki, Matsu'ura, 1992]. Позже, на основании некоторых результатов анализа начальных участков сейсмограмм, зарегистрированных в ближней зоне землетрясений, было выдвинуто другое предположение, что область зарождения землетрясений располагается как раз на слабых участках разлома, оптимальным образом ориентированных относительно поля напряжений [Iio, 2010]. Проведенные недавно численные расчеты [Weng et al., 2015] показали, что барьер может замедлить или остановить косейсмические разрывы, но может также и инициировать разрывы, распространяющиеся со скоростью выше C_s . Такое различие определяется, по мнению [Weng et al., 2015], размерами барьера.

Различие в прочности между «сильными» и «слабыми» участками разлома может возникнуть, скорее всего, только из-за вариации нормального давления. Величина статического коэффициента трения, который определяет предельное сдвиговое напряжение, при больших давлениях изменяется довольно слабо, а сцепление при этом не вносит значительного вклада в значение предельной прочности. Это заставляет предполагать наличие значительных вариаций уровня нормальных напряжений: увеличения за счет концентрации напряжений и снижения за счет высокого порового давления флюида (пережатый флюид) [Киссин, 2009]. Следует подчеркнуть, что на небольших глубинах, например, для природно-техногенных землетрясений, подобные предположения едва ли оправданы. Это заставляет усомниться в универсальности концепции «прочностных барьеров» или «мягких и жестких включений». Более подходящим нам представляется предположение о наличии «фрикционных неоднородностей», то есть участков с различными фрикционными свойствами. При этом различия фрикционных свойств понимаются не столько как различия коэффициентов трения, сколько как различия закономерностей переходного процесса от трения покоя к трению скольжения.

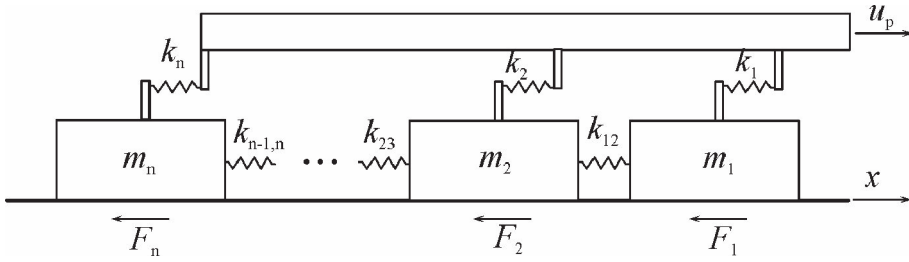


Рис. 2. Модель Барриджа – Кнопова

Модель

Использованная в настоящей работе модель представляет собой вариант предложенной Барриджем и Кноповым схемы [Barridge, Knopoff, 1967], которую часто используют как базовую модель генерации землетрясений. Система из произвольного количества блоков, связанных упругими элементами с жесткостью $k_{n-1,n}$ между собой, деформируется управляющей силой, прикладываемой со стороны плиты, движущейся с постоянной скоростью через пружины жесткостью k_n (рис. 2). Блоки расположены на массивном основании, с которым взаимодействуют посредством сил трения F_n .

Эта модель была применена для исследования процесса распространения разрыва по разлому, состоящему из участков с различными закономерностями переходного процесса от трения покоя к трению скольжения. Для задания силы трения использовалась модифицированная «R& S» модель [Deiterich, 1979; Будков, Кочарян, 2016], согласно которой сила сопротивления сдвигу представляется в виде:

$$F_s = \sigma_N \cdot S \cdot \left[\mu_0 + a \ln \left(\frac{|\dot{x}|}{u^*} \right) + b \ln \left(\frac{u^* \theta}{D_c} \right) \right] + \frac{\eta_d \cdot S \cdot \dot{x}}{d}, \quad (1)$$

где μ_0 – коэффициент трения, соответствующий стабильному скольжению со скоростью u^* ; a, b, D_c – эмпирические константы, θ – переменная состояния, \dot{x} – скорость перемещения, η_d – коэффициент динамической вязкости межблокового контакта; S, d – площадь и толщина контактной зоны. Переменная состояния θ определяется из кинетического уравнения:

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

В состоянии стабильного скольжения с некоторой скоростью $\dot{x} = u_0$ переменная состояния θ принимает значение $\theta = \frac{D_c}{u_0}$. Это значение в дальнейшем используется в качестве начального условия при решении уравнения (1).

По сравнению с канонической моделью «R& S», соотношение (1) содержит член с вязкостью, что позволяет моделировать широкий спектр режимов сдвигового деформирования, в том числе и «медленные» движения [Будков, Кочарян, 2016].

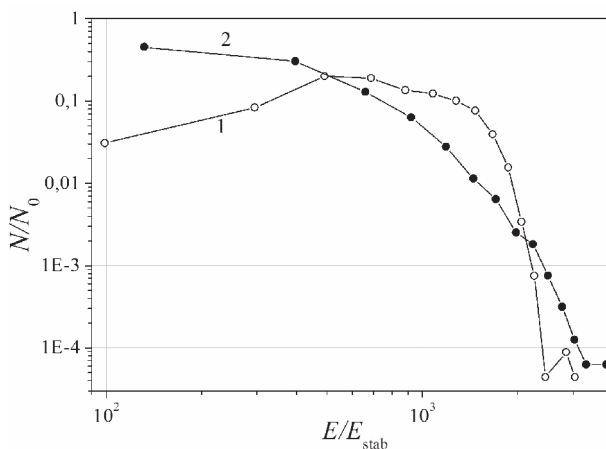


Рис. 3. Распределения событий по энергии для систем с фиксированным параметром Δ (1) и со случайной вариацией параметра Δ (2). Расчет с $\Delta X_{cp} = 27,9$, $\Delta_{cp} = 0,056$, $a = 0,004$

пределения количества событий ($P = N/N_0$) по энергии. На участке спада расчетные распределения $P(E)$ в целом соответствуют закону повторяемости Гутенберга–Рихтера, однако величина “b-value” заметно больше 1. Этот эффект может быть связан с особенностями численной модели. В частности, параметры используемой в расчетах «R&S» – модели одинаковы для всех нестабильных блоков системы. Для системы со случайной вариацией параметра Δ нестабильных блоков наблюдается монотонный спад зависимости $P(E)$ и тенденция уменьшения величины параметра b для событий с небольшой магнитудой. Последнее обычно приписывается несовершенству каталога, хотя некоторые современные модели динамики землетрясений уже изначально описывают данный эффект [Bhattacharya et al., 2009]. Увеличение величины случайного разброса среднего расстояния между «asperities» и вариаций параметра Δ приводит к «размазыванию» пика зависимости $P(E)$ и увеличению максимальной зарегистрированной в расчете энергии срыва.

Зависимости от среднего расстояния между «asperities» максимальной зарегистрированной в расчете энергии срыва показаны на рис. 4. Представив расчетную зависимость в логарифмических координатах, можно видеть, что максимальная энергия срыва изменяется примерно обратно пропорционально квадрату среднего расстояния между нестабильными блоками.

Старт «сейсмогенного разрыва» в используемой модели всегда происходит на участке нестабильного скольжения, хотя динамическому срыву может предшествовать событие медленного скольжения на участке разлома, обладающем соответствующими фрикционными свойствами (отличное от нуля значение вязкости η_d в уравнении (1)), которое инициирует динамический срыв. Пример подобного эпизода приведен на рис. 5, где показан фрагмент эпюр скорости скольжения «медленного» блока (№ 100 ($a = 0,002$, $b = 0,06$, $Q = \eta_d \cdot S / d = 90$ кН·с/м)) с существенным вкладом вязкого члена в (1) и нестабильного блока № 102 ($a = 0,004$, $b = 0,08$).

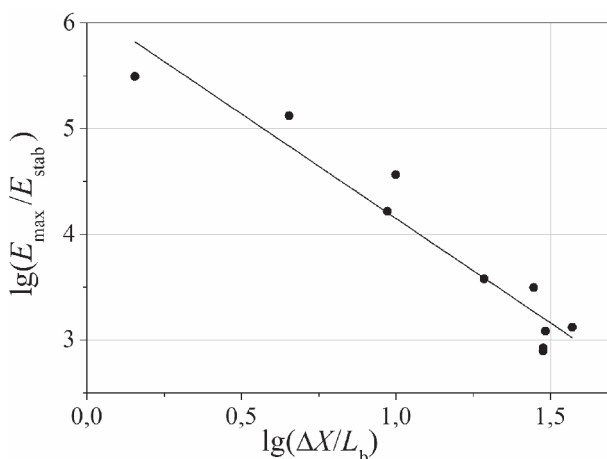


Рис. 4. Линейная аппроксимация в логарифмических координатах зависимости максимальной энергии срыва от среднего расстояния между «asperities» (маркеры – расчетные данные)

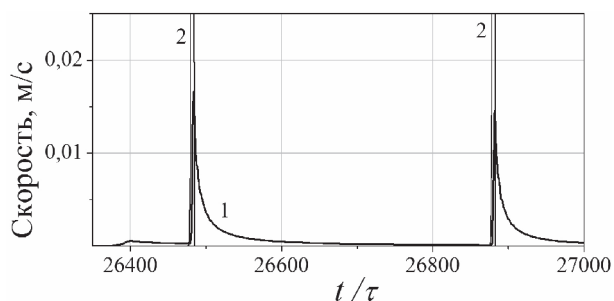


Рис. 5. Фрагмент эпюр скорости движения «медленного» блока № 100 (линия 1) и нестабильного блока № 102 (линия 2)

Расположенный между ними блок № 101 имеет характеристики, соответствующие стабильному трению ($a = 0,0015$, $b = 0,0009$). Динамическому срыву предшествует участок асейсмического скольжения «медленных» блоков ($t/\tau \sim 26380-26480$), в след за которым следует инициированный медленным слипом скачок скорости, связанный со срывом нестабильного блока. Амплитуда этого скачка для «медленного» блока № 102 почти на порядок меньше максимальной скорости срыва нестабильного блока № 100 ($\sim 0,092$ м/с), а длительность существенно (почти на 2 порядка) больше. Важной особенностью процесса в использованной конфигурации системы является то обстоятельство, что длительное постдинамическое скольжение «медленных» блоков в свою очередь инициирует скорый повторный срыв нестабильного блока. Такие «дуплеты» с различным временем задержки иногда наблюдаются и в природе (Симуширские землетрясения 2006–2007 гг., землетрясения Izmit и Düzce 1999 г. на Северо-Анатолийском разломе и др.).

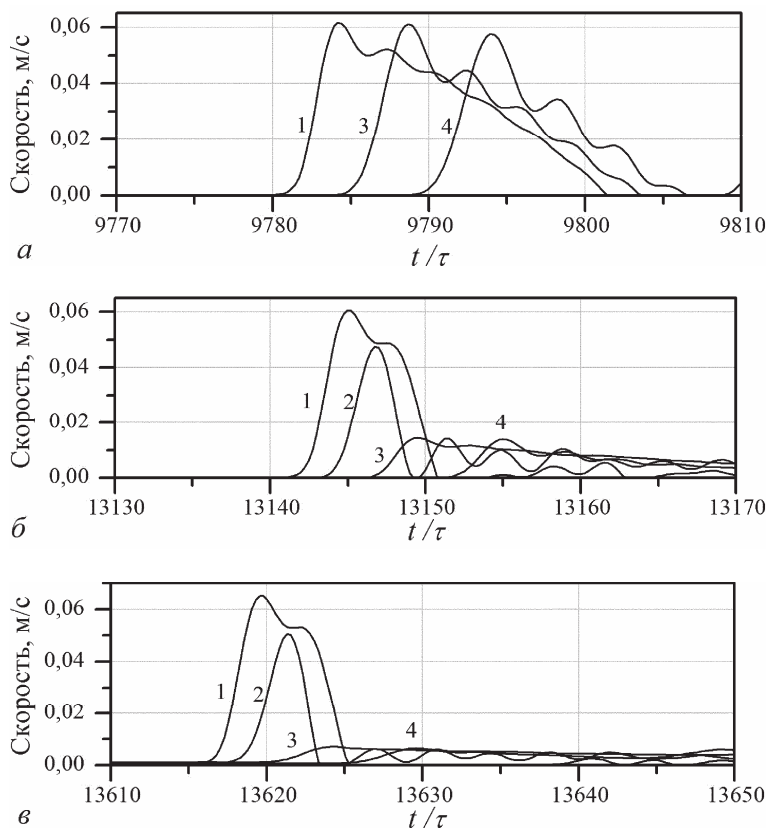


Рис. 6. Распространение импульса скорости от срыва первого (нестабильного) блока по цепочке из 20 блоков (1 – блок №1, 2 – блок № 3, 3 – блок № 5, 4 – блок № 10): *а* – система без «медленных» блоков; *б* – в системе один «медленный» блок (№ 5), $Q = 90 \text{ кН} \cdot \text{с/м}$; *в* – в системе один «медленный» блок (№ 5), $Q = 200 \text{ кН} \cdot \text{с/м}$

Поскольку «медленные» блоки в значительной степени способны демпфировать распространяющийся по цепочке импульс скорости от срыва “asperity”, инициирующий подвижку стабильных блоков, следует ожидать, что «медленные» блоки могут играть важную роль в процессе остановки разрыва. Иллюстрация этого эффекта приведена на рис. 6, где показаны результаты расчета движения системы из 20 блоков, в которой только первый блок является нестабильным. Распространение импульса скорости от срыва “asperity” в системе, содержащей лишь стабильные блоки, показано на рис. 6, *а*. В системе, содержащей хотя бы один «медленный» блок, амплитуда распространяющегося по цепочке импульса скорости снижается на порядок и более, в зависимости от величины эффективной вязкости (рис. 6, *б*, *в*). Если в варианте расчета, показанном на рис. 6, *а*, значимое перемещение испытали все 20 блоков, то в варианте с «медленным» блоком (рис. 6, *в*) амплитуда перемещения блоков $N \geq 5$ не велика. Иными словами, «длина разрыва» в варианте расчета на рис. 6, *а*, по крайней мере на порядок больше, чем на рис. 6, *в*.

Обсуждение и выводы

Предположение о том, что «asperities» – это участки разлома, не столько более прочные, по сравнению с остальными, сколько более «жесткие», дает основу для существенной эволюции представлений о развитии и остановке сейсмогенных разрывов. Как отмечалось выше, большая жесткость разлома или его фрагмента здесь понимается как более быстрое снижение трения на разломе в процессе скольжения. Зарождение динамического срыва (гипоцентр землетрясения) может произойти при выполнении условия скоростного разупрочнения, которое выполняется для участков с нестабильным и условно стабильным трением. При этом при использовании модели “R& S” необходимым является выполнение условия $K \leq (b - a) \cdot \sigma_n / D_c$, где K – жесткость нагружения (жесткость массива, вмещающего разлом). В простейшем виде $K = \xi \cdot G / L$, где G – модуль сдвига, $\xi \sim 1$ – коэффициент формы, а L – размер блока.

Судя по результатам выполненных расчетов, участками торможения разрыва оказываются условно стабильные блоки, для которых существенную роль играет псевдовязкая компонента сопротивления сдвигу. Как показывают результаты лабораторных экспериментов, на этих участках максимальное значение скорости снижения сопротивления сдвигу на запредельной ветви деформирования разлома (максимальная сдвиговая жесткость разлома) близка к значению жесткости массива.

В рамках предложенного в настоящей статье подхода, взаимное расположение и плотность участков разлома с разными фрикционными характеристиками определяет весь ход развития сейсмогенного разрыва – от зарождения до остановки, то есть землетрясение заранее может «знать» свою магнитуду. При этом, основным параметром, определяющим поведение разрыва на том или ином участке, является вышеупомянутая максимальная сдвиговая жесткость разлома на запредельном участке.

Если подобная ситуация имеет место в природе, это создает предпосылки для дистанционной диагностики активных разломов сейсмическими методами. Одним из наиболее чувствительных методов для определения жесткости узких протяженных образований таких, как разломные зоны, – является метод диагностики, предложенный и апробированный в ИДГ РАН несколько лет назад [Костюченко и др., 2003]. Наилучшие результаты при использовании этого метода достигаются в тех случаях, когда измерения производятся на профиле, пересекающем разломную зону. Понятно, что в случае исследования областей, расположенных на глубине свыше нескольких километров, возникают значительные методические трудности. Кроме того, динамическая сдвиговая жесткость разлома, которая определяет закономерности отражения и преломления сейсмической волны, существенно отличается как от квазистатического значения, так и от жесткости на запредельном участке, хотя определенная корреляция между этими параметрами очевидно имеется. В этой связи, идея использования сейсмических методов для контроля напряженно-деформированного состояния разломной зоны требует дальнейшего развития.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-05-00694).

Литература

- Адушкин В.В., Кочарян Г.Г., Новиков В.А.* Исследование режимов движения по разлому // Физика Земли. 2016. № 5. С. 13-24.
- Будков А.М., Кочарян Г.Г.* Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 3. Численное моделирование // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 3. С. 86-92.
- Киссин И.Г.* Флюиды в земной коре / Геофизические и тектонические аспекты. М.: Наука, 2009. 328 с.
- 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., Кишикина С.Б., Новиков В.А., Остапчук А.А.* Медленные скольжения по разломам. Условия возникновения, перспективы исследований // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5. № 4. С. 863-891.
- Кочарян Г.Г., Марков В.К., Остапчук А.А., Павлов Д.В.* Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16, № 5. С. 5-15.
- Кочарян Г.Г., Новиков В.А.* Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 1. Лабораторные эксперименты // Физическая мезомеханика. 2015. Т. 18, № 4. С. 94-104.
- Barridge R., Knopoff L.* Model and theoretical seismicity // Bull. Seismol. Soc. Of America. 1967. Vol. 57. № 3. P. 341–371.
- Bhattacharya P., Chakrabarti B.K. et al.* Fractal models of earthquake dynamics / Heinz Georg Schuster (ed.) // Reviews of Nonlinear Dynamics and Complexity. 2009. Vol. 2. P. 107–150. Wiley-VCH. ISBN 3-527-40850-9.
- Brace W.F., Byerlee J.D.* Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. 1966. № 153. P. 990-992.
- Chinnery M.A.* The strength of the earth's crust under horizontal shear stress // J. Geophys. Res. 1964. № 69. P. 2085-2089.
- Das S., Aki K.* Fault plane with barriers: a versatile earthquake model // J. Geophys. Res. 1977. № 82, 36. P. 5658–5670.
- Deiterich J.H.* Modeling of rock friction. 1. Experimental results and constitutive equations // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. № B5. P. 2161-2168.
- Iio Y.* Earthquake Nucleation Process Extreme Environmental Events: Complexity in Forecasting and Early Warning / Ed. R.A. Meyers // Springer, 2010. P. 320-337.
- Kanamori H., Stewart G.S.* Mode of strain release along Gibbs fracture zone, Mid-Atlantic ridge // Phys. Earth and Plan. Interiors. 1976. № 11(4). P. 312–332.
- Lapusta N., Rice J.R.* Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model // J. Geophys. Res. 2003. № 108. doi: 10.1029/2001JB000793.
- Reid H.F.* The Mechanics of the Earthquake // The California Earthquake of April 18, 1906. Report of the State Investigation Commission. Vol. 2. Carnegie Inst., Washington, D.C., 1910. P. 16-28.
- Spudich P., Cranswick E.* Direct observation of rupture propagation during the 1979 Imperial Valley earthquake using a short-baseline accelerometer array // Bull. Seismol. Soc. Am. 1984. № 74. P. 2083–2114.
- Weng H., Huang J., Yang H.* Barrier-induced supershear ruptures on a slip-weakening fault // Geophys. Res. Lett. 2015. Vol. 42. P. 4824–4832. doi:10.1002/2015GL064281.
- Shibazaki B., Matsu'ura M.* Spontaneous processes for nucleation, dynamic propagation, and stop of earthquake rupture // Geophys. Res. Lett. 1992. Vol. 19. Is. 12. P. 1189-1119.
- Sibson R.H.* Stopping of earthquake ruptures at dilational fault jogs // Nature. 1985. Vol. 316. P. 248-251, doi:10.1038/316248a0.
- Wesnowsky S.G.* Predicting the endpoints of earthquake ruptures // Nature. 2006. Vol. 444. P. 358–360.

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТИ СВОЙСТВ МЕЖБЛОКОВОГО КОНТАКТА НА РЕЖИМ ЕГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

В.С. Мартынов, А.А. Остапчук, В.К. Марков

В серии лабораторных экспериментов в постановке «слайдер»-модели исследовалась возможность изменения режима деформирования модельной трещины, заполненной многокомпонентным гранулированным материалом. Изучены закономерности формирования различных мод деформирования нарушения сплошности, обладающего пространственной гетерогенностью свойств интерфейса. Показана принципиальная возможность изменения режима деформирования при инъекции флюида в малую область межблокового контакта.

Введение

Основной проблемой изучения динамики массивов горных пород является сложность учета всех процессов, протекающих в зонах структурной нарушенности – разломах и крупных трещинах. Долгое время предполагалось, что накопившиеся избыточные напряжения в массиве снимаются либо посредством землетрясений – при «мгновенном» срыве заблокированных участком разломов, либо через непрерывное асейсмическое скольжение. Развитие наблюдательных технологий в науках о Земле показало, что спектр динамических событий, приуроченных к разломам, существенно шире: были открыты и классифицированы такие явления, как низкочастотные и очень низкочастотные землетрясения, события медленного скольжения [Peng and Gombert, 2010; Кочарян и др., 2014б]. Открытие новых явлений в значительной степени изменяет наше понимание того, как реализуется энергия, накопленная в земной коре, и заставляет пересмотреть физические принципы, лежащие в основе геомеханических процессов, протекающих в зонах структурной нарушенности.

В настоящее время, несмотря на большое количество научных публикаций, закономерности пространственных и временных вариаций деформационных режимов на различных участках разломов остаются плохо понятыми, а закономерности трансформации одного режима деформирования в другой – практически неисследованными. Установление закономерностей трансформации одной моды деформирования в другую может быть использовано при постановке и проведении фундаментальных и прикладных работ, направленных на разработку инженерных методов снижения ущерба от природных и техногенных катастрофических событий.

Одним из методов, который может позволить продвинуться в понимании закономерностей деформирования нарушений сплошности массивов горных пород, являются лабораторные эксперименты, в которых исследуются закономерности деформирования модельных разломов, заполненных гранулированным материалом.

Ранее проводились исследования закономерностей деформирования только для трещины, заполнитель которой пространственно однороден по составу. Ис-

следовано влияние размера и формы гранул заполнителя [Anthony, Marone, 2005], наличия флюида и его вязкости [Кочарян, Остапчук, 2015], наличия фракций слоистых силикатов [Saito et al., 2013; Кочарян, Новиков, 2015]. Некоторые авторы проводили исследования трансформации режима скольжения при изменении состава материала-заполнителя [Oohashi et al., 2013; Кочарян и др., 2014a].

Структура и вещественный состав центральной зоны разлома, которые определяют деформационные свойства разлома, могут претерпевать весьма существенные изменения на небольших расстояниях. В этой связи важными вопросами являются исследование режимов деформирования нарушений сплошности, характеризующихся пространственной гетерогенностью свойств, а также выявление возможности изменения режима при воздействии на некоторую локальную область. Изучению данных вопросов и посвящена данная статья.

Методика проведения экспериментов и полученные результаты

Экспериментальная установка представляла собой классическую трибологическую установку в постановке «слайдер» - модели, в которой блок под действием сдвигового усилия скользит по поверхности раздела. Подробно установка описана в [Павлов и др., 2013]. В наших экспериментах гранитный блок размером $8 \times 8 \times 3$ см³ располагался на гранитном основании. Контакт между блоками заполнялся тонким (примерно 2 мм) слоем гранулированного заполнителя. Поверхности блоков были шероховатыми с размером неоднородности $\sim 0,5$ – $0,8$ мм.

Во время экспериментов нормальная нагрузка составляла $N = 45$ кг, что соответствовало нормальному напряжению $\sigma_n = 69$ кПа. В качестве заполнителя модельной трещины использовались различные гранулированные материалы: кварцевый песок, поваренная соль, сухая глина, крахмал. С помощью набора сит выделялась определенная фракция материала. В серии экспериментов часть площади межблокового контакта увлажнялась водой или глицерином. Были проведены 2 серии экспериментов по деформированию модельной трещины, заполнитель которой состоял из соли и песка. При этом в первой серии межблоковый интерфейс заполнялся равномерно перемешанной смесью соли и песка (постановка «смесь»), во второй – контакт содержал отдельные зоны соли и песка (постановка «зона»), как показано на рис. 1. В ходе серии изменялось процентное содержание соли и песка в зоне межблокового контакта либо путем изменения массового содержания соли в постановке «смесь», либо путем увеличения площади зоны соли в постановке «зона».

Изменение вещественного состава интерфейса приводит к кардинальному изменению параметров динамических событий: максимальной скорости скольжения, величины сброса сдвигового усилия, продолжительности. Можно видеть, что для интерфейса, состоящего из однородной смеси песка и соли, увеличение доли соли приводит к линейному изменению значений параметров событий, в то же время для интерфейса с выраженной гетерогенностью свойств характерно нелинейное изменение параметров. В случае «зона» при доле площади соли менее 40% параметры практически не меняются, но при увеличении более 40% наблюдается резкий нелинейный рост, причем изменение скорости полностью согласуется с изменением силы. Аналогичные закономерности изменения параметров режима были получены в работе [Остапчук и др., 2015]. Проведенный анализ за-

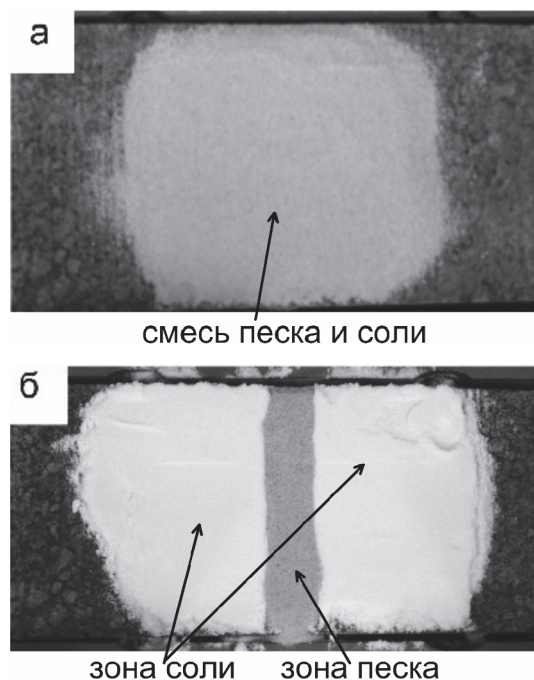


Рис. 1. Межблоковые контакты с пространственно однородной (а) и пространственно неоднородной (б) структурами

кономерностей изменения параметров режима показывает, что величина относительного изменения скорости в среднем в 3,2 раза превосходит относительное изменение площади зоны соли (зоны, для которой характерно прерывистое скольжение).

Таким образом, для контакта, характеризующегося пространственной гетерогенностью свойств интерфейса, наблюдается нелинейное резкое изменение параметров событий при изменении площади зоны межблокового контакта, для которой характерно прерывистое скольжение.

Для выявления закономерностей изменения параметров режима деформирования при увлажнении локальной области контакта была проведена следующая серия экспериментов. На блоке тefлоновыми перегородками выделялось три зоны. Центральная зона (от 0,5 до 2 см) заполнялась одним гранулированным материалом, две зоны по краям заполнялись другим гранулированным материалом. Материал центральной области выбирался таким образом, чтобы увлажнение существенно изменяло его деформационные свойства [Кочарян, Остапчук, 2015]. Эксперименты выполнялись парами. В первом эксперименте центральная часть оставалась сухой, во втором – смачивалась флюидом (~10% по массе). Тefлоновые перегородки предотвращали попадание флюида в краевые зоны.

В одной из серий экспериментов материалы выбирались таким образом, чтобы центральная зона изменяла характерный режим с прерывистого на стабильное, в то время как краевые области характеризовались по-прежнему – прерывистым скольжением. В качестве заполнителя центральной области была выбрана

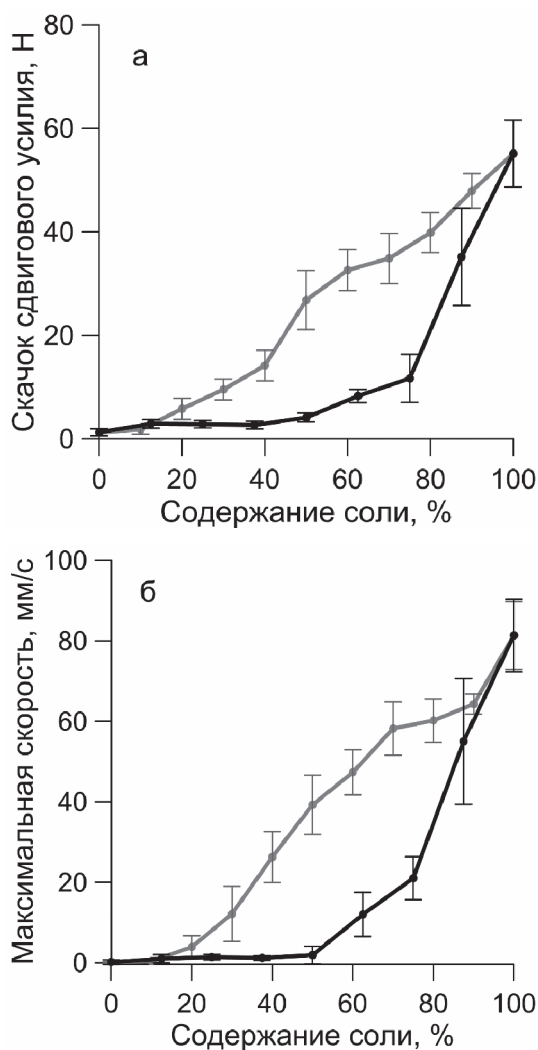


Рис. 2. Зависимости скачка сдвигового усилия (а) и максимальной скорости (б) от процентного содержания соли.

Серая линия соответствует постановке «смесь», черная – постановке «зона». В экспериментах «зона», величина «содержание соли» соответствует площади зоны контакта, заполненной солью

смесь кварцевого песка (80%) и крахмала (20%), краевых зон – увлажненный глицерином кварцевый песок. Стоит заметить, что максимальные сдвиговые усилия при деформировании контакта, заполненного увлажненным песком и смесью песка с крахмалом, примерно совпадают.

Выполненные эксперименты показали, что увлажнение центральной зоны смеси песка и крахмала приводит к кардинальному изменению параметров реализуемых событий (рис. 3). Так, увлажнение центральной зоны, составляющей всего 6,5% площади контакта, приводило к уменьшению максимальной скорости в 6,5 раз, а скачка сдвигового усилия – в 7 раз. Если же площадь центральной зо-

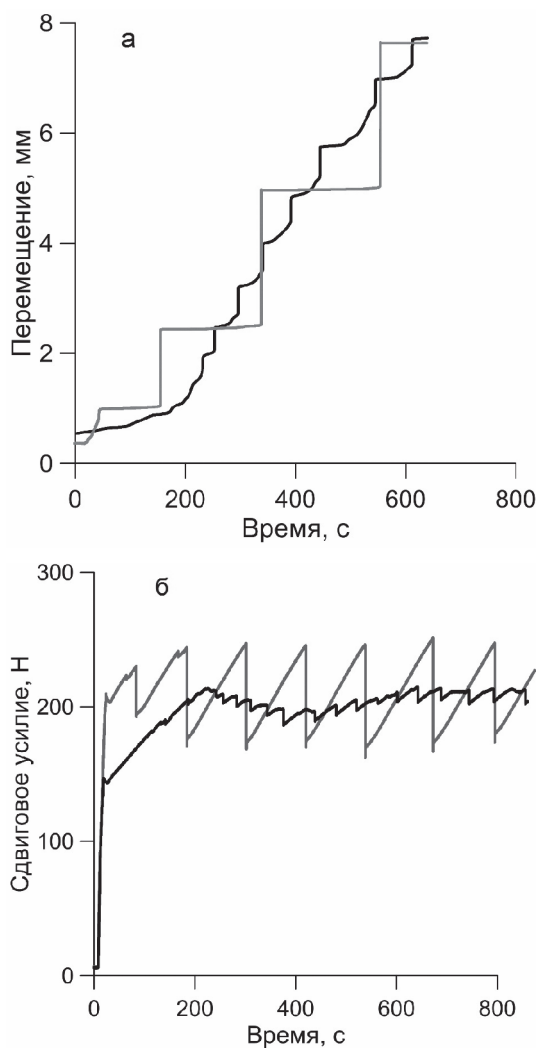


Рис. 3. Увлажнение локальной области межблокового контакта, состоящего из зон увлажненного глицирином песка и смеси песка (80%) с крахмалом (20%).

Относительная площадь центральной зоны – 6,5%.

Зависимости: перемещения от времени (а), силы сопротивления от времени (б).

Линии: серая – сухой наполнитель центральной зоны, черная – увлажненный наполнитель центральной зоны

ны составляла 12%, то максимальная скорость уменьшалась в 183 раза, а скачок сдвигового усилия – в 47 раз: режим становился практически стабильным.

Полученный эффект существенного изменения параметров режима деформирования при увлажнении центральной зоны, состоящей из смеси песка (80%) и крахмала (20%), был использован для изменения параметров режима уже в процессе сдвигового деформирования путем инъекции флюида. Так, после установления режима регулярного прерывистого скольжения, в тот момент, когда уровень сдвигового усилия составлял 70% от максимального значения, была осуще-

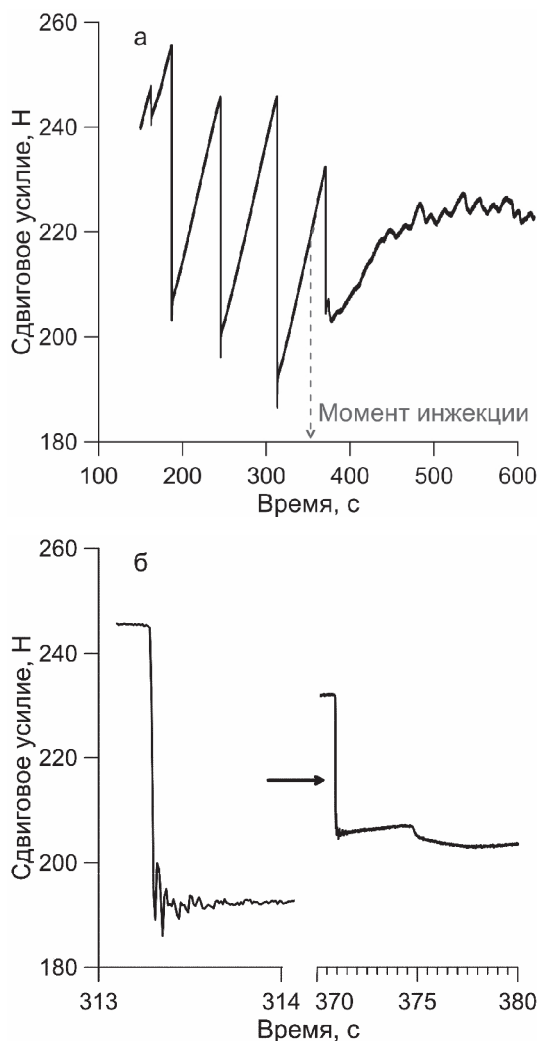


Рис. 4. Зависимость сдвигового усилия от времени при инъекции флюида в центральную зону контакта (а); сравнение двух последовательных актов разупрочнения до и после инъекции (б)

ствлена инъекция воды в центральную часть зоны контакта. В результате инъекции произошло радикальное изменение режима (рис. 4). Можно видеть, что относительное изменение амплитуды скачка сдвигового усилия и продолжительности стадии разгрузки для двух последовательных событий (до инъекции и сразу после нее) составляет соответственно – 50 и 130%.

Заключение

В ходе выполненных исследований выявлено сильное влияние пространственной гетерогенности свойств межблокового контакта на режим его деформи-

рования. Незначительное изменение свойств локальной области может привести к существенному изменению параметров режима деформирования. В природе подобное изменение свойств может происходить в зонах структурной нарушенности [Frank et al., 2015; Кочарян, Остапчук, 2015]. Это, в свою очередь, может объяснить пространственно-временные вариации деформационного режима локального участка [Villegas-Lanza et al., 2015].

Результат, представленный на рис. 4, показывает принципиальную возможность изменения режима деформирования нарушения сплошности путем инъекции жидкости. На наш взгляд, в лабораторных экспериментах именно дилатантные свойства водного раствора крахмала позволили при незначительном увлажнении локальной области существенно изменить параметры готовящегося события вследствие изменения реологических свойств.

Задача контролируемого изменения деформационного режима является очень актуальной, например, при разработке месторождений полезных ископаемых, [Schultz et al., 2016]. При этом необходимо отметить одно важное обстоятельство: чтобы перевести нагруженный участок разлома в режим скольжения с низкой интенсивностью излучения сейсмической энергии не обязательно "сбрасывать" накопившиеся избыточные напряжения, как считалось раньше, а достаточно изменить реологические свойства контакта на стадии разгрузки [Адушкин и др., 2016].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-05-00694).

Литература

Адушкин В.В., Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. О параметрах, определяющих долю энергии, излучаемой при динамической разгрузке участка массива горных пород // Доклады академии наук. 2016. Т. 467. № 1. С. 86-90.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Влияние вязкости тонких пленок флюида на закономерности трения взаимодвижения блоков горной породы // Доклады академии наук. 2015. Т. 463. № 1. С. 757-759.

Кочарян Г.Г., Новиков В.А. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 1. Лабораторные эксперименты // Физическая мезомеханика. 2015. Т. 18. № 4. С. 94-104.

Кочарян Г.Г., Марков В.К., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика. 2014а. Т. 17. № 2. С. 123-133.

Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б., Новиков В.А., Остапчук А.А. Медленные перемещения по разломам: параметры, условия возникновения, перспективы исследований // Геодинамика и тектонофизика. 2014б. Т. 5. № 4. С. 863-891.

Остапчук А.А., Батухтин И.В., Павлов Д.В. Управление режимом деформирования трещины в лабораторном эксперименте // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015. С. 15-21.

Павлов Д.В., Марков В.К., Свицов И.С. Экспериментальное исследование изменения жёсткости контакта при его сдвиговом деформировании // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. Вып. 4. М.: ГЕОС, 2013. С. 110-117.

Anthony J.L. and Marone C. Influence of particle characteristics on granular friction // Journal of Geophysical Research. 2005. Vol. 110. Issue B 8.

Frank W.B., Shapiro N.M., Husker A.L. et al. Along-fault pore-pressure evolution during a slow-slip event in Guerrero, Mexico // Earth and Planetary Science Letters. 2015. Vol. 413. P. 135-143.

Oohashi K., Hirose T. and Shimamoto T. Graphite as a lubricating agent in fault zones: An insight from low- to high-velocity friction experiments on a mixed graphite-quartz gouge // *Journal of Geophysical Research*. 2013. Vol. 118. Issue 5. P. 2067-2084.

Peng Z. and Gombert J. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // *Nature Geosciences*. 2010. Vol. 3 (9). P. 599-607.

Saito T., Ujiie K., Tsutsumi A. et al. Geological and frictional aspects of very-low-frequency earthquakes in an accretionary prism // *Journal of Geophysical Research*. 2013. Vol. 40. P. 703-708.

Schultz R.A., Mutlu U., Bere A., Critical issues in subsurface integrity// *Materials of 50th US Rock Mechanics/Geomechanics Symposium*. 2016. ARMA 16-037.

Villegas-Lanza J.C., Nocquet J.-M., Rolandone F. et al. A mixed seismic–aseismic stress release episode in the Andean subduction zone // *Nature Geoscience*. 2015. 9(2). P. 150-154.

УДК 523.68

ПОДОБИЕ В ЗАТУХАНИИ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ОДНОМЕРНОМ УДАРЕ

Б.А. Иванов

Классическая автомодельная задача о затухании ударных волн, решенная ранее для идеального газа, анализируется методами численного моделирования для случая «реальных» уравнений состояния (УС). Показано, что для популярных в современном моделировании природных ударных процессов УС Тиллотсона и ANEOS выход на автомодельное решение осуществляется довольно поздно, на расстоянии более ~50 длин плоского ударника. Хотя исследованные УС при экстремально высоких параметрах описывают идеальный газ, показатель степени в законе затухания давления в ударной волне никогда не достигает теоретического предела.

Введение

Законы подобия (англ. – scaling laws) играют важное значение при решении широкого круга практических задач, связанных с высокоскоростными ударными процессами. В частности, при изучении природных ударов астероидов и метеоритов по поверхности планет Солнечной системы необходимо переносить результаты экспериментов на удары с гораздо большими скоростями, чем достижимые в лаборатории [Holsapple, 1993; Holsapple and Schmidt, 1987; Schmidt and Housen, 1987]. При этом важно правильно оценивать затухание ударных волн по мере их распространения в мишени. К заданным давлениям в ударной волне привязаны, например, наступление плавления и испарения горных пород. Многие задачи в данной области решаются методами численного моделирования, что требует применения аналитических и/или табличных уравнений состояния мишени. Данная работа посвящена изучению сходства и различий в затухании ударных волн с расстоянием при плоском одномерном ударе для «реальных» уравнений состояния (УС Тиллотсона и ANEOS) и классических решений для идеального газа.

Решение задачи о «коротком ударе» впервые было опубликовано Я.Б. Зельдовичем [Зельдович and Райзер, 1966] и многократно проанализирована позднее [Динес and Уолш, 1973; Рае, 1973]. Было показано, что при ударе плоского ударника (слоя вещества конечной толщины L) по поверхности полупространства (мишени) для случая, когда термодинамические свойства мишени описываются уравнением состояния идеального газа с постоянным отношением теплоемкостей γ , механическая эффективность удара (например – затухание ударной волны в мишени на больших расстояниях $x \gg L$) для ударов с различными скоростями U будет одинаковой (подобной), если толщина ударника и скорость удара связаны соотношением с постоянной C :

$$C = L U^\mu \quad (1)$$

где μ – постоянный показатель степени, зависящий от уравнения состояния (от величины γ для идеального газа).

Позднее это же соотношение было предложено как асимптотическое («эквивалентность на поздней стадии») для веществ с другими уравнениями состояния. Постоянную C стали называть параметром эффективности («coupling parameter»), а само решение (1) – «решением о точечном источнике» («point source solution»), что не вполне правильно. Правильнее говорить о решении на больших расстояниях $x \gg L$.

Закон подобия в форме (1) имеет две асимптотики – при малых скоростях удара (и неупругом ударе) сохраняется импульс и величина μ всегда больше единицы. При выбросе некоторого количества вещества в сторону подлета ударника импульс может вырасти, но не может увеличиться энергия. Следовательно, закон сохранения энергии ограничивает показатель степени в (1): $\mu < 2$. В реальности при ударах с большой скоростью вещество за ударной волной необратимо нагревается, и «потери» энергии на нагрев уменьшают относительную механическую эффективность удара.

Для идеального газа без противодействия величина $1 < \mu < 2$ зависит только от показателя адиабаты, возрастая с величиной γ . Например, для газа с $\gamma = 1,5$ и $1,667$ величина $\mu = 1,527$ и $1,569$ соответственно, для $\gamma > 5$ величина μ приближается к предельному значению $\sim 1,8$ (рис. 1).

Для сравнения на рис. 1 показаны немногочисленные опубликованные расчетные данные [Chou and Allison, 1966; Chou and Burns, 1967] для подобия плоских ударов конденсированных материалов (алюминия и меди). Из-за отличия уравнения состояния конденсированных веществ от идеального газа эти данные показаны в зависимости от скорости удара.

Аналитическое решение задачи о сильном ударе приводит к степенному затуханию давления на фронте ударной волны с расстоянием:

$$p \sim 1/x^{2/\mu} = 1/x^\beta \quad (2)$$

где введен параметр $\beta = 2/\mu$.

Для уравнений состояния, воспроизводящих свойства твердых тел, мы нашли лишь пару публикаций об автомоделных решениях плоской задачи об ударе (рис. 1), и то лишь при нескольких значениях скорости удара. В данной работе этот вопрос исследован более подробно для нескольких уравнений состояния.

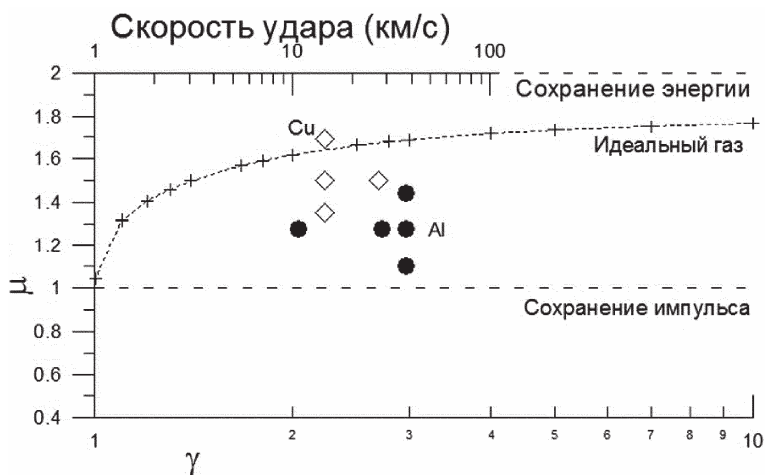


Рис. 1. Зависимость показателя μ в уравнении (1) от отношения теплоемкостей для идеального газа γ (нижняя горизонтальная ось, крестики и пунктирная кривая). Для сравнения показаны ранее опубликованные результаты для алюминия и меди в зависимости от скорости удара (верхняя горизонтальная ось)

Уравнения состояния

В практическом моделировании высокоскоростных ударах по Земле, Луне другим планетным телам наиболее часто используются аналитические уравнения состояния металлов и горных пород, такие как УС Тиллотсона [Tillotson, 1962] и программный пакет ANEOS [Thompson and Lauson, 1972]. Поскольку уравнения состояния для горных пород существенно усложняются наличием твердотельных фазовых переходов (типа кварц-коэсит-стишовит, в дополнение к плавлению и испарению), мы ограничимся здесь УС для металлов, которые, в принципе, не отличаются от УС горных пород и минералов без твердотельных фазовых переходов.

Характерной чертой упомянутых уравнений состояния является заложенное в них предположение о том, что при высоких давлениях и температурах вещество ведет себя как идеальный газ с постоянной γ . Например, для алюминия при сверхвысоких сжатиях УС Тиллотсона предполагает $\gamma = 1,5$, а библиотечный ANEOS – $\gamma = 1,667$. Соответственно, слегка различаются значения предельного сжатия на ударной адиабате. Другие параметры упомянутых выше уравнений состояния подбираются по известным термодинамическим свойствам веществ и их ударной адиабате.

Численное моделирование

Для расчетов использовалась Лагранжева опция доработанного пакета SALE [Amsden et al., 1980; Ivanov et al., 2010]. Предполагалось, что ударник (пластина) толщиной в 100 расчетных ячеек налетает на мишень (полупространство) со скоростями от 800 км/с и ниже – до «обычных» скоростей в 10–12 км/с. Сверхвысокие скорости были выбраны, чтобы проследить приближение к «идеально-

газовому» пределу, когда начальное давление p_0 намного больше модуля объемной сжимаемости твердого (конденсированного) тела K , а сжатие вещества близко к предельному. При максимальных скоростях в наших расчетах $p_0/K \sim 5000$.

В основном использовалось УС Тиллотсона. Для алюминия несколько расчетов были проведены с подключением полного пакета ANEOS, что сильно замедляет расчеты (обычно используются предвычисленные таблицы). Параметры УС Тиллотсона подгонялись под ударное сжатие алюминия, железа, и оксид кальция CaO (редкий пример природного минерала с относительно слабым влиянием твердотельных фазовых переходов). Для умеренного сжатия выбранные параметры УС дают следующие линейные зависимости массовой скорости U_p от скорости фронта ударной волны U_s :

$$\begin{aligned} \text{Fe:} \quad U_s &= 4,04 + 1,66 U_p \quad (U_p < 2 \text{ км/с}) \\ \text{Al:} \quad U_s &= 5,3 + 1,44 U_p \quad (U_p < 2,6 \text{ км/с}) \\ \text{CaO:} \quad U_s &= 5,85 + 1,20 U_p \quad (U_p < 2,6 \text{ км/с}) \end{aligned}$$

Результаты

Плоский удар создает ударный импульс, слабеющий с расстоянием, и переходящий в классический акустический сигнал с затуханием $p \sim 1/x^{0.5}$ [Ландау and Лифшиц, 1988]. На расстояниях, сравнимых с толщиной ударника (определяются моментом прихода волны разрежения с тыльной стороны ударника), амплитуда ударной волны в мишени является постоянной (p_0). Затем под влиянием волн разрежения формируется ударный импульс, амплитуда которого затухает по некоторому закону, описывающему переход от сильной волны ($p/K \gg 1$) к акустическому режиму ($p/K \ll 1$). В принципе, такие решения представляются обычно в виде суммы степенных членов, как, например, в знаменитой формуле Садовского для затухания сферической взрывной волны в воздухе. В данной работе мы интересуемся близостью $p(x)$ к идеально-газовому решению и влиянием скорости удара в духе формулы (1).

Из-за ограничений времени расчетов в единичном варианте рассчитывалось распространение ударной волны на расстояние порядка 500 толщин ударника. Для нахождения параметров подобия зависимости $p(x)$ подгонялись путем масштабирования по размеру ударника (рис. 2), что позволяло построить единую зависимость $p(x)$ в широком диапазоне давлений p/K .

Чтобы увидеть детали кривой $p(x)$ мы использовали представление локальной производной $d(\ln p)/d(\ln x)$, дающую значение степени β для степенной кривой (2), касающейся кривой $p(x)$. На рис. 3 показана зависимость «локальной степени» затухающей $p(x)$ от приведенного к модулю сжимаемости давления p/K . Хорошо видно, что даже при скорости 800 км/с ($p_0/K \sim 5000$) предельный режим «сильного» («point source») решения не осуществляется в строгом смысле – не существует достаточно широкого диапазона p/K , где соблюдается постоянство «локальной экспоненты», а максимальное значение локальной производной не достигает предельной идеально-газовой величины. Использование разных уравнений состояния дает разные максимальные значения «локальной экспоненты» из-за различия в величине предельного сжатия. Нужно, также, отметить, что в относительно простой численной схеме SALE не удастся полностью подавить небольшие паразитные колебания, которые хорошо видны при дифференцировании $p(x)$.

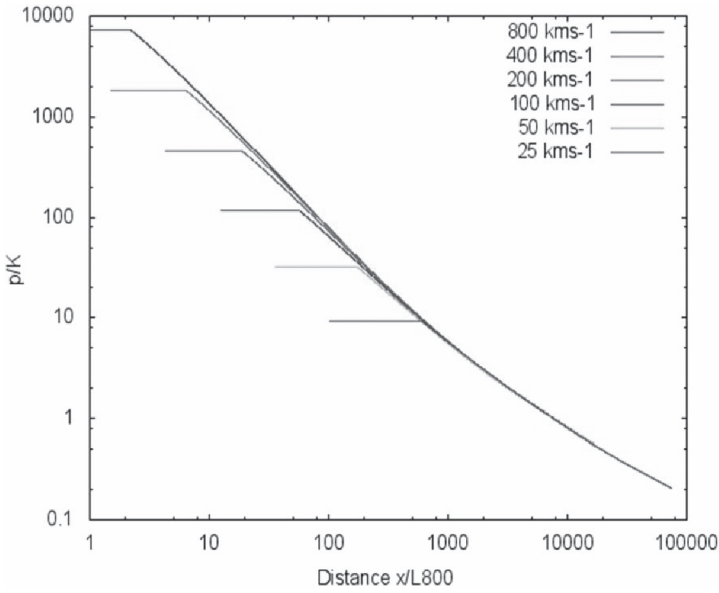


Рис. 2. Затухание давления на фронте ударной волны (нормализовано на объемный модуль сжатия, p/K) от расстояния x , нормализованного на толщину ударника для скорости удара 800 км/с, L_{800} , алюминий, УС Тиллотсона. Толщины ударников для меньших скоростей определялись путем подгонки зависимостей $p(x)$ на больших расстояниях («эквивалентность на поздней стадии»). Зависимость L/L_{800} от скорости удара использовалась для определения локальной величины показателя степени в уравнении (1)

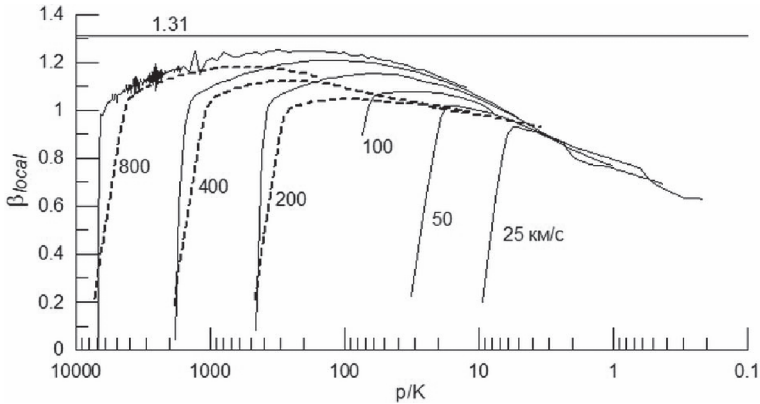


Рис. 3. Зависимость локального показателя β_{local} в уравнении (2) от приведенного давления p/K для плоского удара по алюминию с УС Тиллотсона (сплошные кривые) и с ANEOS (пунктирные кривые)

Для проверки расчетов был смоделирован также удар по идеальному газу с $\gamma = 5/3$ и начальной плотностью алюминия (рис. 4). Алюминий Тиллотсона и аналогичный по начальной плотности идеальный газ ведут себя при больших

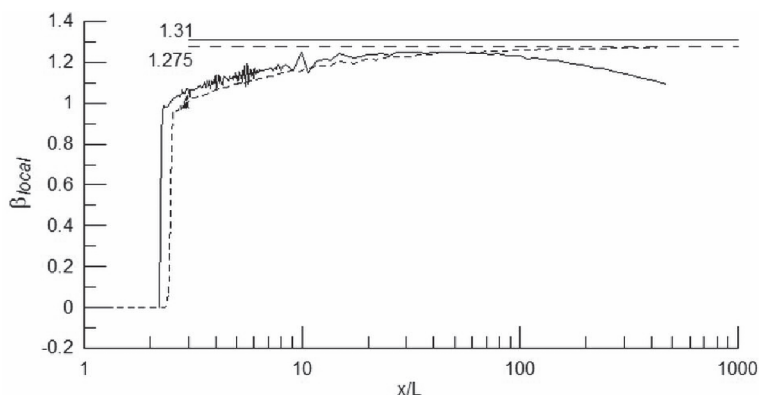


Рис. 4. Зависимость β_{local} в уравнении (2) от нормализованного расстояния x/L для УС Тиллотсона (алюминий, сплошная кривая) и для идеального газа с $\beta = 5/3$ и начальной плотностью алюминия. Сплошной (Al) и пунктирной (идеальный газ) линиями показаны теоретические значения β для идеального автомодельного решения

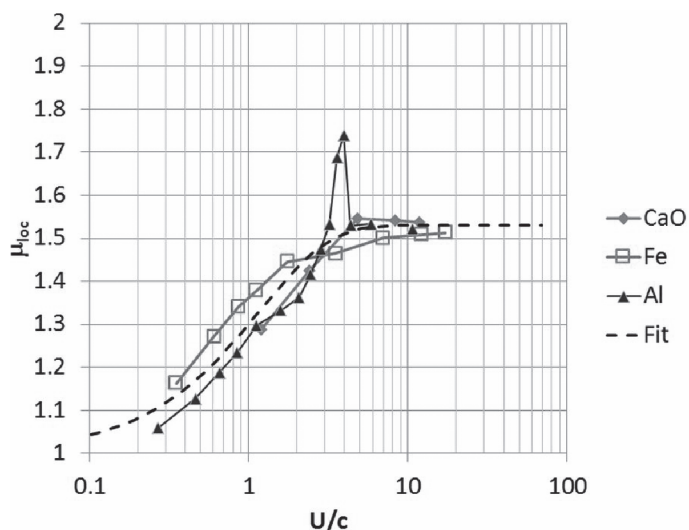


Рис. 5. Зависимость локального показателя степени μ_{loc} (1) от скорости удара, нормализованной на скорость звука для УС Тиллотсона оксида кальция (CaO), железа (Fe), алюминия (Al). Величина μ_{loc} становится постоянной только при $U/c > 5$

сжатиях похожим образом – «локальная экспонента» затухания давления с расстоянием медленно приближается к теоретическому значению $2/\mu$ на расстояниях порядка 50 толщин ударника L . На больших расстояниях ударная волна в идеальном газе достигает теоретического значения 1,275, в то время как для УС Тиллотсона «локальная экспонента» никогда не достигает теоретического значения 1,31.

Подгоняя зависимости $p(x)$ для различных скоростей удара, мы нашли отношение толщины ударника при различных скоростях к толщине при скорости 800 км/с, L_{800} (рис. 2). Приняв наложение кривых $p(x)$ как определение «эквива-

лентности на поздней стадии», мы нашли параметры C и μ в уравнении (1) для каждого материала. Для УС Тиллотсона с эффективным значением $\gamma = 1,5$ вблизи предельного сжатия $\mu \sim 1,55$ при наибольших скоростях удара. С понижением скорости удара переход к низкоскоростному значению $\mu = 1$ (следующего из закона сохранения импульса при неупругом ударе) начинается при неожиданно высоких скоростях удара $U \sim 5c_0$ (c_0 – скорость звука), и простое степенное описание «эквивалентности ударов» (1) перестает действовать.

Отклонение от простого степенного закона подобия (1) можно представить в виде «локального значения показателя степени» μ_{loc} , определив его как

$$\mu_{loc} = d(\ln C)/d(\ln U) \quad (3)$$

и построив его зависимость от скорости удара, нормированной на скорость звука, U/c (рис. 5). Здесь хорошо виден переход от низкоскоростного режима ($\mu_{loc} = 1$) к высокоскоростному режиму ($\mu_{loc} \sim 1,55$ для УС Тиллотсона), который несколько зависит от ударной адиабаты конкретного вещества (см. приведенные выше соотношения U_s/U_p).

Выводы

Широко используемая концепция «эквивалентности на поздней стадии» (не очень точно именуемая часто «точечным источником» - «point source solution») даже для плоского удара оказывается, в строгом смысле, лишь приближением к «реальным» решениям, не дающим простых степенных соотношений для затухания давления даже при ультравысоких скоростях удара. Даже для ударника и мишени с УС идеального газа с постоянной γ затухание ударной волны с расстоянием выходит на степенной закон только на удалении в 50 толщин ударника. Для уравнений состояния конденсированного вещества затухание давления на фронте ударной волны с расстоянием не следует в точности простому степенному закону в практически полезных интервалах давления.

Работа выполнена по программе Президиума РАН 1.9П «Экспериментальные и теоретические исследования объектов Солнечной системы и планетных систем звезд» (проект № 0146-2015-00060).

Литература

- Динес, Д., Уолли Дж.Л. Теория удара: некоторые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах / Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973. С. 49–111.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высоко-температурных гидродинамических течений: изд. 2. М.: Наука, 1966. 686 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- Рае У. Аналитическое исследование распространения ударных волн, порожденных ударом (обзор и новые результаты) / Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973. С. 220–298.
- Amsden A.A., Ruppel H.M., Hirt C.W. SALE: A simplified ALE Computer Program for Fluid Flow at All Speeds // Los Alamos Laboratory Report LA-8095Rep. 1980. 101 p. Los Alamos, NM.
- Chou P.C., Allison F.E. Strong Plane Shock Produced by Hypervelocity Impact and Late-Stage Equivalence // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 853–860.
- Chou P.C., Burns B.P. Late-stage equivalence in one-dimensional impacts // J. Appl. Phys. 1967. V. 38(2). P. 553–560.
- Holsapple K.A. The scaling of impact processes in planetary sciences // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 1993. V. 21. P. 333–373.

Holsapple K.A., Schmidt R.M. Point source solutions and coupling parameters in cratering mechanics // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 6350–6376.

Ivanov B.A., Melosh H.J., Pierazzo E. Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling / Ed. by R.L. Gibson, W.U. Reimold // *GSA Special Papers* 465. 2010. P. 29–49. Geol. Soc. of America, Boulder, Colorado, USA.

Schmidt R.M., Housen K.R. Some Recent Advances in the Scaling of Impact and Explosion Cratering // *International Journal of Impact Engineering*. 1987. V. 5. P. 543–560.

Thompson S.L., Lauson H.S. Improvements in the Chart-D radiation hydrodynamic code III: Revised analytical equation of state Rep. SC-RR-71 0714, SC-RR-71 0714, 0119 pp. Sandia Laboratories, Albuquerque, NM. 1972.

Tillotson J.H. Metallic equations of state for hypervelocity impact Rep. 1962. 137 p. General Atomic Report GA-3216.

УДК 532.546.3

ЛАБОРАТОРНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НИЗКОПРОНИЦАЕМЫХ ПОРИСТЫХ СРЕД

*Н.А. Барышников, С.В. Елисеев, Е.В. Зенченко,
Ю.В. Лагутин, С.Б. Турунтаев*

В настоящее время одно из главных направлений развития нефтедобычи в России связано с освоением запасов баженовской свиты. Её разработка осложнена из-за крайне низких фильтрационно-емкостных свойств: проницаемостями порядка 0,001 миллидарси и пористостями порядка 3–5%. Важной особенностью подобных коллекторов, требующей детального изучения, является существование режимов фильтрации, не подчиняющихся закону Дарси. Результаты лабораторных экспериментов показывают, что при низких градиентах давления могут наблюдаться нелинейное снижение скорости фильтрации флюида. Подобные эффекты необходимо учитывать при оценке объёмов извлекаемых запасов углеводородов, а также в процессе эксплуатации месторождений, в частности, при построении гидродинамической модели месторождения и при планировании проведения гидроразрыва пласта. Несмотря на актуальность, эффекты, связанные с нелинейностью фильтрации, недостаточно изучены, прежде всего, из-за сложностей, возникающих при проведении лабораторного моделирования. В представленной работе описана новая экспериментальная установка, созданная в ИДГ РАН, позволяющая исследовать фильтрационные свойства ультранизкопроницаемых образцов керн.

Введение

В настоящее время накоплено достаточно фактов, полученных гидрогеологами, показывающих отклонение от линейного закона Дарси в области низких скоростей потока при фильтрации воды [King, 1898; Арье, 1984; Ребиндер и др., 1940; Коробков, Антипин, 1968; Брилинг, 1984]. В работе [Xiong Wei et al., 2009] показано, что фильтрация при определенном градиенте давления не подчиняется линейному закону. Лабораторному исследованию фильтрации в малопроницаемых образцах керн Приобского месторождения посвящены работы [Байков и

др., 2012; 2013]. В них также делается вывод, что зависимость скорости от градиента давления может не удовлетворять закону Дарси. Возникновению эффекта начального градиента давления при фильтрации флюидов через низкопроницаемые пористые коллекторы посвящены работы [Басниев, Дмитриев, 1986; Насберг, Эльбакидзе, 1957; Taha Sochi, 2010; Mu Xueyi, Liu Yongxizng, 2001; Lu Chengyuan et al., 2002; Bear, 1972; Kutilek, 1972]. При этом рассматриваются три варианта проявления подобного эффекта: при фильтрации воды через глинистые породы [Насберг, Эльбакидзе, 1957], фильтрации неньютоновских жидкостей [Taha Sochi, 2010] и фильтрации газа через низкопроницаемые породы с начальной насыщенностью жидкой фазой [Mu Xueyi, Liu Yongxizng, 2001; Lu Chengyuan et al., 2002]. При фильтрации воды через глинистые породы отклонение закона фильтрации от линейного, как правило, обосновывается сильным взаимодействием молекул воды со скелетом. Наличие предельного градиента давления в законе Дарси некоторыми исследователями связывается с появлением мембранного потенциала при движении жидкости в мелкозернистых глинистых породах, что может приводить к слабому противотоку жидкости вдоль стенок поровых каналов [Bear, 1972; Kutilek, 1972]. Обсуждению различных причин проявления нелинейностей в законе Дарси посвящен обзор [Neuzil, 1986]. Различные математические модели фильтрации флюида предложены в работах [Hansbo, 2001; Swartzendruber, 1961; Liu, 2012; Zou, 1996]. В перечисленных работах, как правило, исследуются фильтрационные процессы в образцах с проницаемостями свыше 0,1 миллидарси. Экспериментальных работ, исследующих фильтрацию в образцах природного керна с проницаемостями порядка 0,001, до сих пор проведено очень мало. Работа [Akkutlu, Fathi, 2012] посвящена опытам по изучению фильтрационных свойств низкопроницаемых образцов сланца (Bakken, Pierre shale). Фильтрация производилась через цилиндрические образцы породы при различных поддерживаемых объемных расходах жидкости (неочищенная нефть, минеральное масло, соляной раствор). В результате опытов показано, что проницаемость исследованных образцов варьируется в пределах 10^{-5} – 10^{-3} миллидарси в зависимости от используемой жидкости, размера образца и скорости фильтрации. Изучению зависимости проницаемости породы от сжимающего напряжения посвящены работы [Heller, 2013; Kwon et al., 2004]. В работе [Kwon et al., 2004] показано, что проницаемость трещиноватой сланцевой породы может быть описана при помощи "bed-of-nails" модели, впервые предложенной Gangi [Gangi, 1978]. В работе Wasaki & Akkutlu [Wasaki, Akkutlu, 2015] представлена обобщённая модель зависимости проницаемости от сжимающего напряжения, учитывающая явления адсорбции/десорбции и диффузии газа.

Лабораторный стенд для изучения фильтрации жидкости в малопроницаемых образцах керна

В перечисленных выше работах, как правило, исследуются фильтрационные процессы в образцах с проницаемостями свыше 0,1 миллидарси. Породы баженковской свиты отличаются гидрофобностью и крайне низкими фильтрационно-емкостными свойствами. Скорость фильтрации жидкости с вязкостью 1 сПз в образце с проницаемостью порядка 0,001 миллидарси при градиенте давления 100 атм/см составляет порядка 10^{-5} сантиметров в секунду. Для изучения столь

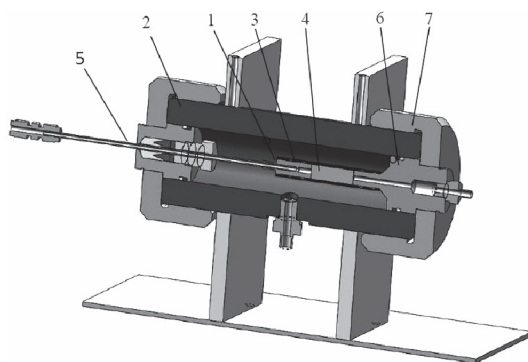


Рис. 1. Схема кернодержателя.

1 – подвижный поршень, 2 – корпус кернодержателя, 3 – манжета, 4 – исследуемый керн, 5 – трубка, 6 – неподвижный поршень, 7 – гайка

низких скоростей фильтрации лабораторный стенд должен позволять проводить непрерывные измерения расхода жидкости в течение продолжительного времени. В ходе опыта необходимо с достаточной точностью поддерживать фиксированную величину перепада давления, прикладываемого к образцу. Кроме того, необходимо обеспечить постоянство условий проведения опыта, в особенности температурного режима.

На точность достоверности результатов опытов по изучению нелинейности закона фильтрации жидкости может повлиять наличие газа в поровом пространстве исследуемого керна. Необходимо проводить вакуумирование исследуемого образца перед его насыщением, после чего исключить его контакт с атмосферой и выделение газа в поровом пространстве в процессе проведения опыта.

Для исследования фильтрации в образцах природного керна с проницаемостями порядка 0,001 миллидарси был создан лабораторный стенд. В качестве основы для стенда был использован кернодержатель КНА-10 (рис. 1). Технические характеристики кернодержателя, заявленные производителем:

Размеры образца: диаметр – $30 \pm 0,5$, длина – 30 ± 5 мм; горное и поровое давление соответственно – 650 и 140 атм; максимальная температура нагрева – 95 °С.

На рис. 2 представлена общая схема лабораторного стенда. Исследуемый образец в резиновой манжете помещается в кернодержатель, в корпусе которого при помощи масляного насоса создаётся необходимое давление обжима (горное давление). Его максимальная величина не должна превышать 650 атм, при этом давление обжима не может быть меньше перепада давления, используемого для прокачки жидкости через образец. Давление обжима измеряется при помощи манометра МЗ.

Для создания и поддержания постоянной величины давления накачки на входе кернодержателя используется пневмогидроцилиндр (ПГЦ) объёмом 130 см³. ПГЦ представляет из себя цилиндрическую ёмкость, разделённую на две части подвижным поршнем. В верхней части ПГЦ находится закачиваемая жидкость, в нижнюю часть нагнетается газ (азот), давление которого определяет давление накачки жидкости. Максимальное возможное давление накачки составляет 150 атм. Для поддержания давления накачки на необходимом уровне используется

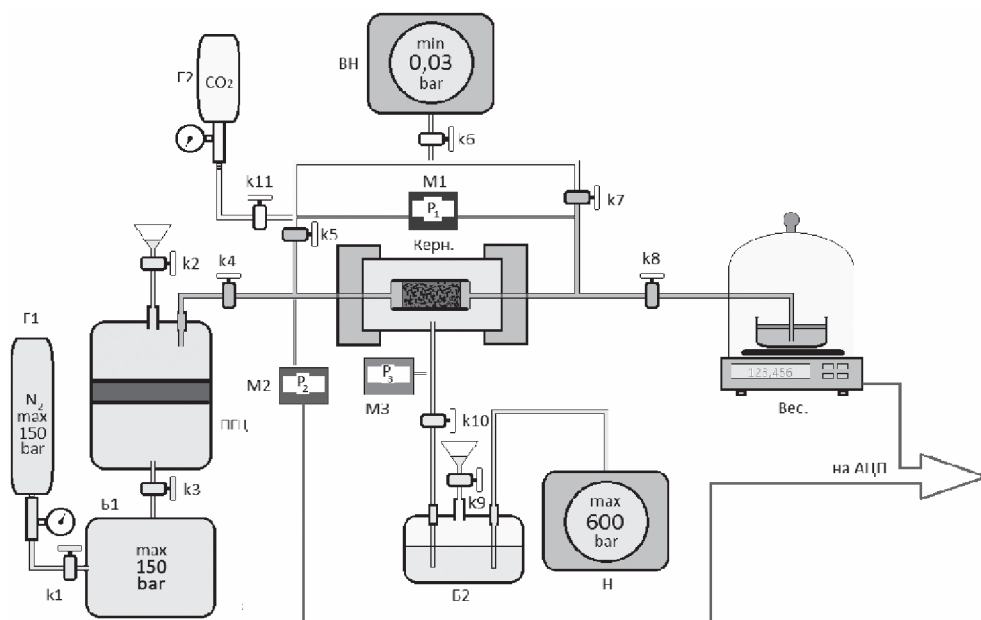


Рис. 2. Схема установки.

Керн. – кернодержатель с образцом; Вес. – весы с кюветой для собранной жидкости; ПГЦ – пневмогидроцилиндр; Н – насос высокого давления; ВН – вакуумный насос; Г1-2 – газовый баллон; Б1-2 – буферные ёмкости; М1-3 – манометры (датчики давления); к1-10 – кран

буферная ёмкость, объём которой (1000 см^3) много больше характерного объёма жидкости, прокачиваемого через образец керна в ходе каждого опыта (порядка $2\text{--}3 \text{ см}^3$). Давление накачки жидкости непрерывно регистрируется пьезодатчиком (М2) с точностью 0,5%. На практике, в пределах от 2 до 10 атм абсолютная погрешность измерения давления не превышает 0,05 атм. Подобная схема накачки позволяет поддерживать необходимое давление накачки в течение неограниченного времени.

Существующие в настоящее время серийные потоковые расходомеры не позволяют с достаточной точностью измерять объёмные расходы жидкостей менее $10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$. В созданном лабораторном стенде дебит фильтрующейся жидкости измеряется путём непрерывного взвешивания ёмкости с жидкостью, собранной на выходе из кернодержателя. Для этого применяются электронные лабораторные весы АН-4200СЕ, точность взвешивания – 0,01 грамм. Для защиты от пыли и колебания воздуха весы с кюветой для закачиваемой жидкости помещены под пластиковый колпак. В кювету с жидкостью добавляется небольшое количество минерального масла, которое формирует тонкую плёнку на поверхности жидкости, предотвращающую её испарение. Показания весов непрерывно регистрируется при помощи компьютера. Для регистрации показаний весов и измерения дебита жидкости разработано специальное программное обеспечение. Оно позволяет в реальном времени регистрировать и отображать на экране компьютера показания массы собранной жидкости, текущий объёмный расход, а также скорость изменения показания весов. Последняя величина позволяет наблюдать за уста-

новлением фильтрационных потоков с объёмным расходом менее 10^{-3} см³/с. При помощи данного способа измерения может быть зарегистрирован сколь угодно малый расход. При этом точность измерения расхода жидкости определяется временем в течение которого производится измерение.

Методика подготовки образцов и измерения фильтрации вязкой жидкости в образцах керна

Подготовленный и измеренный образец керна в резиновой манжете помещается в кернодержатель, после чего в корпусе кернодержателя создаётся минимальное давление обжима (для нашего лабораторного стенда 20 атм). Далее на входе кернодержателя создаётся минимальное давление (для нашего лабораторного стенда 2 атм), рабочая жидкость начинает поступать в образец керна, после чего проводится прокачка жидкости в количестве 2–3 суммарного объёма порового пространства образца. Необходимо дождаться появления жидкости на выходе из образца, после чего оставить образец под давлением для донасыщения на 48 часов.

В ходе измерения проницаемости образца производится прокачка жидкости при фиксированных величинах давлений накачки и обжима. Объёмный расход жидкости вычисляется исходя из изменения массы жидкости на весах за время проведения измерения. В ходе одного измерения через образец керна при точности используемых весов 0,001 грамма должно быть прокачено не менее 0,1 грамма жидкости. Время одного измерения не должно быть меньше 100 секунд. Между измерениями при различных давлениях накачки для установления потока рекомендуется прокачать через образец количество жидкости, соответствующее одному суммарному объёму порового пространства образца. Для образцов керна баженновской свиты этот объём примерно равен 1 см³. В нашем лабораторном стенде предусмотрена возможность наблюдения за скоростью изменения показаний весов. Постоянство этой скорости даёт возможность судить об установлении потока, и позволяет уменьшить время прокачки жидкости между измерениями.

По измеренному массовому расходу жидкости, исходя из закона Дарси, вычисляется его проницаемость. При этом необходимо учитывать температурную поправку к величине вязкости рабочей жидкости.

Фильтрационные и упругие свойства образца породы баженновской свиты

В ходе отработки методики была проведена серия опытов по измерению расхода вязкой жидкости в образце керна баженновской свиты в процессе установления фильтрационного течения. В качестве жидкости использовался керосин ТС-1 с вязкостью $\mu = 9,1 \cdot 10^{-3}$ г/см·с и плотностью $\rho = 0,78$ г/см³. В ходе каждого опыта в образце керна устанавливалось определённое поровое давление выше атмосферного. В начальный момент времени давление на выходе образца мгновенно сбрасывалось до атмосферного. При этом производилось измерение расхода фильтрующейся жидкости. На рис. 3 представлен график изменения расхода со временем в ходе установления фильтрационного течения для одного из опытов. Давление обжатия керна составляло 112 атмосфер, перепад порового давления 60 атмосфер.

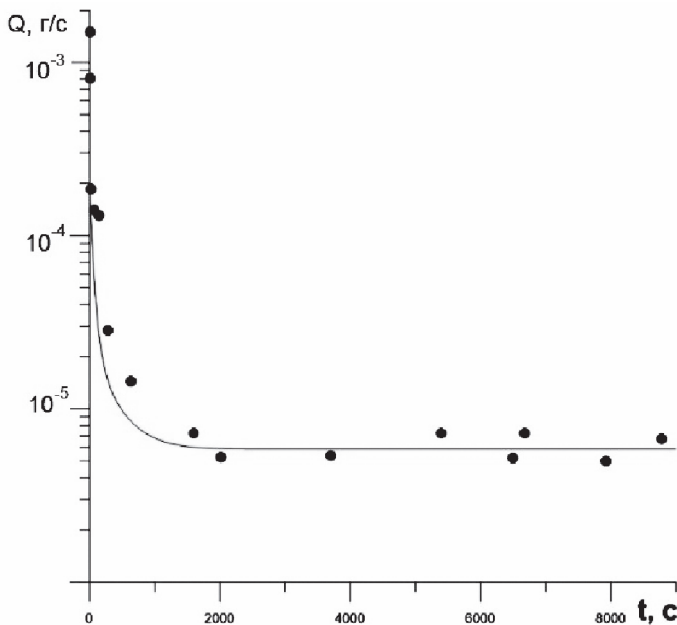


Рис. 3. Изменение расхода жидкости со временем при установлении фильтрационно-го потока в образце керна баженовской свиты. Экспериментальные точки приближены зависимостью вида (1)

Изменение расхода со временем в образце может быть получено при помощи уравнения пьезопроводности

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$$

при начальных и граничных условиях

$$\left\{ \begin{array}{l} p(x, 0) = p_H, t = 0 \\ p(0, t) = p_H, t > 0 \\ p(L, t) = p_A, t \geq 0 \end{array} \right\}$$

где p_H – начальное поровое давление, p_A – атмосферное давление на выходе из керна, L – длина образца керна. Решая это уравнение методом разделения переменных можно получить закон изменения порового давления в каждой точке образца со временем

$$p(x, t) = p_H + (p_A - p_H) \left[\frac{x}{L} + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_i} \sin(\lambda_i \frac{x}{L}) \exp(-\lambda_i^2 \frac{\chi t}{L^2}) \right],$$

где $\lambda_i = \pi i$, $i = 1, 2, 3 \dots$

Пользуясь законом Дарси можно записать выражение изменения со временем для массового расхода жидкости $Q(t)$ на выходе из керна

$$Q(t) = -\rho \cdot \omega \frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=L} = \rho \cdot \omega \frac{k}{\mu} \frac{p_H - p_A}{L} \left(1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi^2 i^2 \chi}{L^2} t\right) \right) \quad (1)$$

где ω – площадь сечения керн, k – его проницаемость.

Характерная величина коэффициента пьезопроводности для низкопроницаемых пород баженовской свиты составляет порядка $\chi = 10^{-4}$ см²/с. Следовательно, на временах порядка десятка секунд, за которые регистрируется изменение расхода жидкости в наших опытах, для описания изменения расхода можно ограничиться первыми тремя членами ряда (1). На рис. 3 эта зависимость показана сплошной линией.

В результате сопоставления экспериментальной кривой изменения расхода жидкости с зависимостью, полученной при решении уравнения пьезопроводности для данного образца породы баженовской свиты, получены величины проницаемости $k = 0,5 \cdot 10^{-4}$ миллидарси, коэффициента пьезопроводности $\chi = 2,65 \cdot 10^{-3}$ см²/сек. Пользуясь данными величинами можно получить значение для коэффициента упругости скелета пористого вещества керн

$$\beta_c = \frac{k}{\chi \mu} - m \beta_{жс} \approx 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ МПа}^{-1}.$$

При вычислениях использованы значения пористости $m = 0,05$ и сжимаемость керосина $\beta_{жс} = 6,87 \cdot 10^{-4}$ МПа⁻¹. Величина проницаемости и сжимаемости скелета пористого образца, измеренные в ходе опытов близки к величинам, полученным другими исследователями [Чирков, Сонич, 2010].

Выводы

Создан стенд для изучения фильтрационных свойств низкопроницаемых пористых сред. Показана возможность применения разработанной экспериментальной методики для проведения исследований на образцах керн с проницаемостями порядка 10^{-5} миллидарси. В ходе дальнейшей работы методика может быть использована для получения новых данных о характерных особенностях нелинейной фильтрации жидкости в низкопроницаемой пористой среде.

Литература

Akkutlu, I.Y., & Fathi, E. (2012, December 1). Multiscale Gas Transport in Shales With Local Kerogen Heterogeneities. Society of Petroleum Engineers. Doi:10.2118/146422-PA.

Арбе А.Г. Физические основы фильтрации подземных вод. М.: Недра, 1984. 101 с.

Байков В.А., Галеев Р.Р., Колонских А.В. и др. Нелинейная фильтрация в низкопроницаемых коллекторах. Влияние на технологические показатели разработки месторождений // Вестник ОАО «НК «Роснефть». 2013. Вып. 2. С. 17–19.

Байков В.А., Галеев Р.Р., Колонских А.В. и др. Нелинейная фильтрация в низкопроницаемых коллекторах. Анализ и интерпретация результатов лабораторных исследований керн Приобского месторождения // Вестник ОАО «НК «Роснефть». 2013. Вып. 2. С. 8–12.

Басниев К.С., Дмитриев Н.М. О построении определяющих уравнений теории фильтрации для течений с начальным градиентом // Задачи рациональной разработки нефтяных месторождений и вопросы теории фильтрации. Ч. I: сб. тр. Казань, 1986. С. 35–38.

- Брилинг И.А.* Фильтрация в глинистых породах (1972). М.: Недра, 1984. 57 с.
- Коробов К.Я., Антипин Ю.В.* О нарушении линейного закона фильтрации при низких градиентах давления // Нефтяное хозяйство. 1968. № 8. С. 26–28.
- Насберг Б.М., Эльбакидзе М.Г.* О начальном градиенте при фильтрации воды // Гидротехнологическое строительство. 1957. № 6. С. 62–65.
- Чирков В.Л., Сонич В.П.* Степень геологической изученности баженовской свиты на территории деятельности ОАО «Сургутнефтегаз», 2010. http://www.petroleumengineers.ru/sites/default/files/bazhenovskaya_svita_v_surgutneftegaz.pdf.
- Bear J.* Dynamics of Fluids in Porous Media. New York: Elsevier. 764 p.
- Gangi A.F.* Variation of whole and fractured porous rock permeability with confining pressure // International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and Geomechanics Abstracts. 1978. V. 15 (5). P. 249–257.
- Hansbo S.* Consolidation equation valid for both Darcian and non-Darcian flow // Geotechnique. 2001. T. 51. № 1. P. 51–54.
- Heller R., Zoback M.* Laboratory Measurements of Matrix Permeability and Slippage Enhanced Permeability in Gas Shales. Society of Petroleum Engineers. (2013, August 12). Doi:10.1190/URTEC2013-144.
- King F.H.* Principles and conditions of the movement of groundwater // U.S. Geological Survey. 19-th Annual Report. 2. 1898. P. 59–297.
- Kutilek M.* Non-Darcian flow of water in soils – Lamina region, a review, in Fundamentals of Transport Phenomena in Porous Media / Ed. by Int. Assoc. for Hydraulic Res. New York: Elsevier, 1972. P. 327–340.
- Kwon O., Kronenberg A.K., Gangi A.F., Johnson B., Herbert B.E.* Permeability of illite-bearing shale: 1. Anisotropy and effects of clay content and loading // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. B10205, doi:10.1029/2004JB003052.
- Liu H.H., Birkholzer J.* On the relationship between water flux and hydraulic gradient for unsaturated and saturated clay // J. Hydrology. 2012. T. 475. P. 242–247.
- Lu Chengyuan, Wang Jian, Sun Zhigang.* An experimental study on starting pressure gradient of fluids flow in low permeability sandstone porous media // Petroleum Exploration and Development. 2002. Vol. 29. № 2. P. 86–89.
- Mu Xueyi, Liu Yongxizng.* Study of starting pressure gradient in low-permeability oilfield // Petroleum Geology and Recovery Efficiency. 2001. Vol. 8. № 5. P. 58–59.

УДК 53.082.2+532.546+551.491.5

ОЦЕНКА ПРОНИЦАЕМОСТИ ТРЕЩИННО-ПОРОВОГО КОЛЛЕКТОРА ПРИ ЭПИЗОДИЧЕСКОМ ТЕХНОГЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

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

В статье представлены результаты обработки прецизионных измерений уровня подземных вод при стационарном и эпизодическом техногенном воздействии на водонасыщенный коллектор. На фоне регионального снижения уровня установлено формирование депрессионных мини-воронок, вызванных периодическим водоотбором подземных вод из близрасположенной скважины на территории Геофизической обсерватории «Михнево» (ГФО) ИДГ РАН. Сравнительный анализ восстановления уровня в условиях постепенного дренирования зон повышенной трещиноватости пород может быть использован при оценке изменения проницаемости пласта по глубине.

Введение

Для определения фильтрационных свойств водовмещающих пород повсеместно используют стандартные методы откачки, которые имеют свои недостатки из-за сложной геометрии пласта, неоднородности разреза и наличия границ. Поэтому дополнительно для оценки проницаемости коллектора могут быть привлечены данные высокоточного мониторинга уровня подземных вод. В работе [Allegre et al., 2016] обоснована информативность приливного анализа долговременных высокоточных измерений уровня при исследовании зон разломов по сравнению с результатами обработки данных последовательно проведенных откачек. По данным мониторинга состояния трещин, выделенных по результатам геофизических исследований в центральной и наблюдательной скважинах, при проведении откачки и после, при восстановлении уровня, определены гидромеханические параметры пласта и зарегистрировано смещение бортов трещин [Burbey et al., 2012].

Исследование фазового сдвига между вариациями уровня воды в скважине и компонентами гравитационного потенциала широко используется для оценки коллекторских свойств флюидонасыщенных массивов [Cutillo, Bredehoeft, 2011; Doan et al., 2006]. Изменения амплитуды приливной волны M_2 и фазового сдвига после проведения откачки сопоставимы по значениям с изменениями этих же параметров, регистрируемых на постсейсмической стадии [Matsumoto, Roeloffs, 2003]. На представленных диаграммах в одной из наблюдательных скважин зарегистрировано искажение приливного отклика, увеличение амплитуды и уменьшение значения фазового сдвига в момент начала откачки [Allegre et al., 2016]. Подобный эффект зашумленности спектра приливного сигнала был зарегистрирован в скважине на территории ГФО «Михнево» и связан с восстановлением уровня после откачки [Виноградов и др., 2010].

В настоящей работе мы предлагаем методический подход к выделению полезной информации из гидрогеологического отклика на техногенную помеху, связанную с эпизодическим водоотбором из технической скважины, оборудованной на одновозрастный водоносный горизонт. Метод позволяет определить вертикальную анизотропию пласта при использовании высокоточных данных периодического зондирования коллектора на фоне устойчивого тренда снижения уровня. Исследований по рассмотрению техногенной помехи, связанной с влиянием удаленных откачек на уровень подземных вод в качестве зондирующего сигнала при оценке фильтрационных свойств коллектора, ранее не проводилось. Подобный метод может найти применение при эксплуатации месторождений углеводородов, водозаборных узлов и мониторинге состояния массива горных пород, вмещающих крупные инженерные сооружения.

Геолого-геофизические и гидрогеологические условия участка

Объект исследований – гидрогеологическая система «пласт-скважина» находится на территории ГФО «Михнево», расположенной на расстоянии 80 км южнее г. Москвы. По результатам бурения скважины № 3 (в которой зарегистрирован отклик на эпизодическое техногенное воздействие) геологический разрез сверху вниз представлен: отложениями среднечетвертичного возраста (gIIdn) –

суглинком плотным моренным с щебнем в интервале 0–10,8 м; породами среднего карбона (C₂).

Лопасненская (C₂lp) и нарская (C₂nr) толщи в интервалах 10,8–27,4 и 32,9–56,2 м сложены известняком неравномерно трещиноватым и кавернозным с подчиненными прослоями доломита и глины мощностью от 1,1 до 2,4 м. Хатунский и верейский горизонты в интервалах 27,4–32,9 и 56,2–60,5 м выполнены глинами [Спивак, 2015].

По данным геофизических исследований, проведенных в рассматриваемой скважине № 3 после бурения и пробной откачки, в разновозрастных отложениях прослежены закономерные изменения радиоактивности пород, зависящие от литологического состава, степени водонасыщенности и трещиноватости. Гамма-активность среднечетвертичных отложений изменяется от 10 до 12 мкР/ч, известняка – от 4 до 6 мкР/ч. На участках окремнения и трещиноватости известняка, в прослоях глин гамма-активность возрастает до 10 мкР/ч. Хатунские и верейские глины на каротажной диаграмме выделяются четким повышением гамма-активности до 20–22 мкР/ч.

Повышенная кавернозность пород приурочена к приконтактным зонам (глина-известняк) и магистральным трещинам в интервалах 43,5–43,9, 44,7–45,2 и 47,7–48,0 м. Выделенные зоны неравномерной трещиноватости пород соотносятся с интервалами поглощения промывочной жидкости и зарегистрированных «провалов» снаряда в интервалах 45,0–45,3 и 51,7–52,0 м в процессе бурения.

Режим каширского водоносного горизонта техногенно нарушен в связи с постоянной эксплуатацией рядом водозаборных скважин, расположенных как на прилегающей территории, так и на территории ГФО «Михнево». Данные многолетнего мониторинга указывают на региональный тренд снижения уровня подземных вод с мая 2014 г. от 42,7 до 46,4 м. Сезонные вариации уровня слабо выражены. Максимальный подъем уровня до 1,5 м зарегистрирован осенью 2013 г., минимальный – до 0,5 м весной 2015 г. (рис. 1).

На рис. 1 вертикальными линиями ограничены интервалы, соответствующие разной мощности обводненных пород, с учетом постепенного дренирования двух магистральных трещин из-за постепенного снижения уровня каширского водоносного горизонта. В прецизионных гидрогеологических рядах также выделяются локальные участки техногенно-нарушенного режима, представленные депрессионными мини-воронками [Свинцов и др., 2015] – эпизодическими снижениями уровня подземных вод (квадратные врезки на рисунках 1, 2).

Образование мини-воронок связано с эпизодическим водоотбором (через каждые 3–5 суток) из технической скважины, расположенной на территории ГФО «Михнево» на расстоянии 300 м от наблюдательной. Амплитуды снижения уровня при техногенном воздействии на пласт и гидрогеологического отклика на прохождение сейсмических волн от землетрясений сопоставимы. Влияние земных приливов на вариации уровня верхнего безнапорного каширского водоносного горизонта слабо выражены [Свинцов и др., 2015].

Форма мини-воронки зависит не только от технических параметров проводимой откачки (продолжительности, производительности насоса), но и от вариаций уровня под влиянием экзогенных факторов (условий питания/разгрузки, атмосферного давления). В условиях квазистационарного режима фильтрации при суточных вариациях уровня, не превышающих ±5 см, мини-воронки подобны стан-

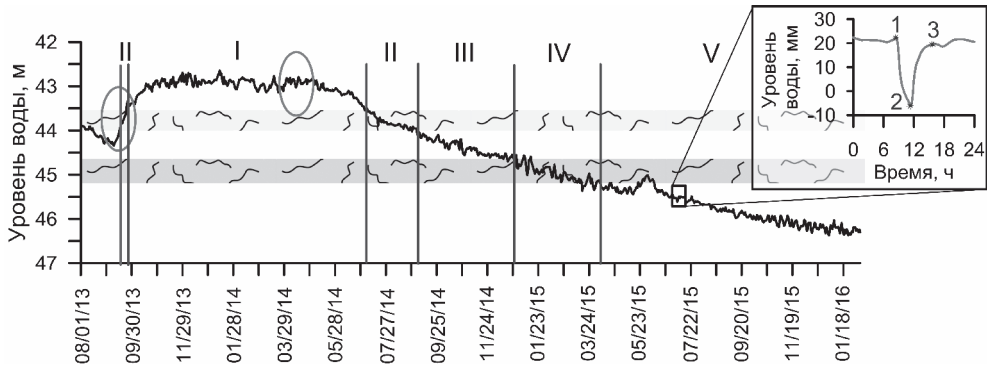


Рис. 1. Диаграмма уровня каширского водоносного горизонта.

I–V – интервалы с разной мощностью обводненных пород, м: I – 12,7–13,5, II – 12,3–12,7, III – 11,5–12,3, IV – 11,0–11,5, V – менее 11. Серые полосы соответствуют положению магистральных трещин, выделенных по результатам бурения и геофизических исследований. На квадратной врезке показан фрагмент суточной записи с мини-депресссионной воронкой (04.07.2015 г.), сформированной при откачке из технической скважины.

Арабские цифры соответствуют: 1 – началу формирования воронки, 2 – минимальному значению уровня, 3 – полному восстановлению уровня после откачки. Эллипсами показаны области, которые в увеличенном масштабе представлены на рис. 2

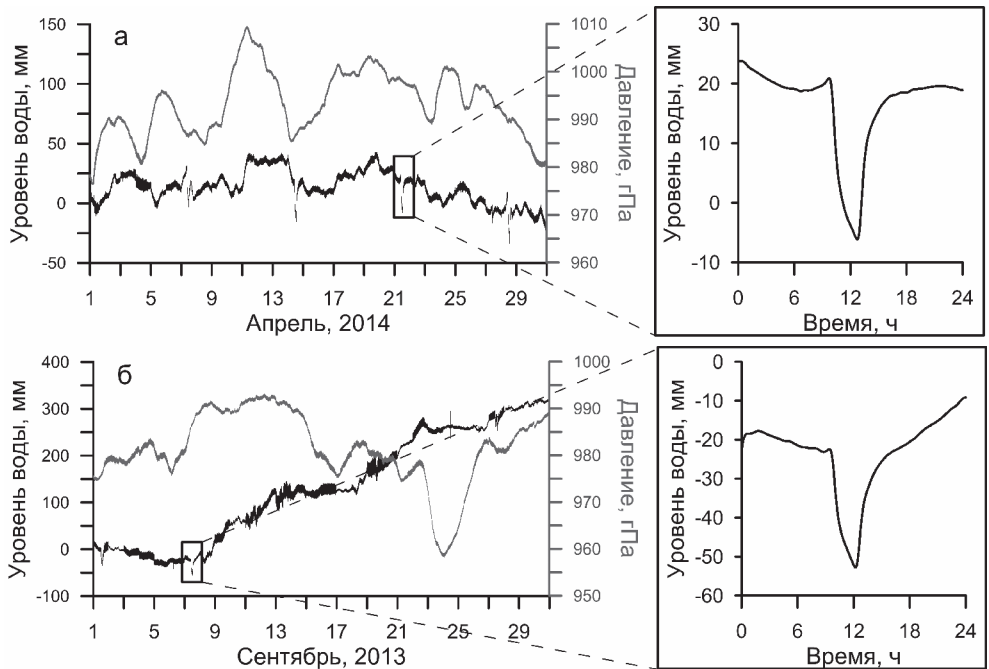


Рис. 2. Общий ход уровня, очищенный от влияния атмосферного давления (черная линия), и давления (серая) за апрель 2014 г. (а) и сентябрь 2013 г. (б). На квадратных врезках показаны мини-депресссионные воронки

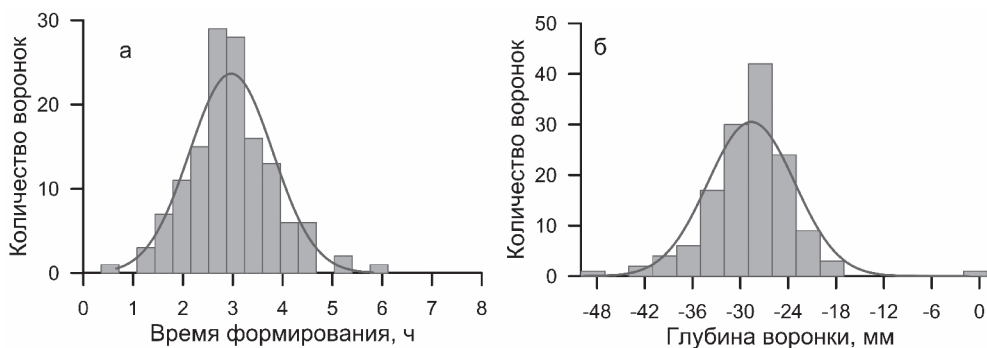


Рис. 3. Гистограммы времени формирования воронок (а) и глубины воронок (б) по всей выборке данных. Сплошная линия соответствует нормальному распределению величин с параметрами: а) $\mu = 3, \sigma = 0,8$, б) $\mu = -28,6, \sigma = 5,5$

дартным депрессионным воронкам и характеризуются практически полным восстановлением уровня до первоначального положения после остановки откачки (рис. 2, а). Напротив, при сопоставимом изменении атмосферного давления восстановление уровня после откачки осложнено из-за изменения условий питания (в осенний паводок 2013 г., рис. 1) и определение «первоначального» статического положения уровня затруднено (рис. 2, б). Поэтому выборка депрессионных мини-воронок для последующей обработки выполнена с учетом геолого-геофизических и гидрогеологических данных, полученных в процессе бурения, проведения геофизических исследований, пробных откачек и наблюдений за изменением уровня каширского водоносного горизонта.

Методика обработки данных

Исследование фильтрационных свойств коллектора проводилось по данным прецизионной регистрации уровня каширского водоносного горизонта за период наблюдений с августа 2013 по январь 2016 гг. Были отобраны 140 мини-воронок, которые сформированы при стабильной работе насоса в технической скважине. Предварительно данные уровня подземных вод были очищены от влияния атмосферного давления, далее проводилось удаление составляющих сигнала с периодами меньше 1 ч с помощью фильтра Баттерворта второго порядка.

В зависимости от длительности и режима работы насоса, а также условий питания мини-воронки различаются по времени формирования, глубине, а также разнице уровня до начала формирования мини-воронки (значение уровня в точке 1 на врезке рис. 1) и уровня после ее восстановления (значение уровня в точке 3 на врезке рис. 1). Приблизительно для 65% депрессионных мини-воронок время их формирования попадает в интервал 2,2–3,8 ч, а их глубина составляет -34...-23 мм (рис. 3). При последующем анализе отбор мини-воронок выполнялся при условии соответствия одновременно этим двум критериям, а также с учетом третьего параметра – разницы значения уровня в точке 1 и в точке 3 на рис. 1 (находится в пределах ± 10 мм). Мини-воронки с выбранным значением ± 10 мм, которое составляет треть от средней глубины воронок (~ 29 мм), привлечены для оценки фильтрационных свойств коллектора.

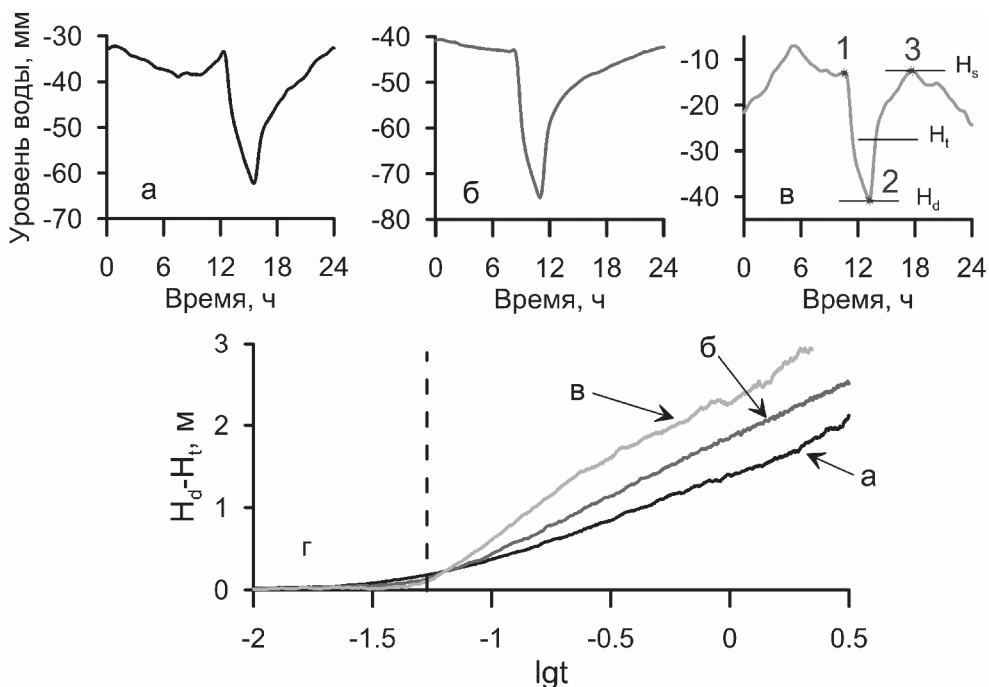


Рис. 4. Депрессионные воронки, зарегистрированные при положении общего хода уровня в зонах: I – 12.03.2014 г. (а); III – 18.10.2014 г. (б); V – 14.08.2015 г. (в). H_d (динамическое) – минимальное значение уровня при откачке в точке 2, H_s (статическое) – значение уровня после восстановления в точке 3, H_t – значение уровня во время восстановления. 1 – начало формирования воронки. График временного прослеживания (г) для воронок а–в. Изменение угла наклона графика соответствует изменению проницаемости коллектора.

Рассматривались данные справа от пунктирной линии, соответствующие притоку из пласта без влияния скин-эффекта

В выборку вошли 69 мини-воронок, зарегистрированных при разной мощности обводненных пород, которые использовались для предварительной оценки водопроницаемости трещинно-порового коллектора графоаналитическим способом [Боревский и др., 1979]. Суть метода заключается в построении графика временного прослеживания восстановления уровня (изменение уровня от логарифма времени) после прекращения работы насоса в технической скважине при условии квазистационарного режима фильтрации в течение суток наблюдений (участок 2-3 на врезке рис. 1).

На графиках временного прослеживания (рис. 4, г) выделяются два основных временных участка. Первый участок (слева от пунктирной линии) характеризует изменение уровня с учетом влияния скин-эффекта (несовершенство вскрытия водоносного горизонта). По наклону второго участка (справа от пунктирной линии), который соответствует притоку из безнапорного водоносного горизонта,

рассчитана водопроницаемость пласта $km = \frac{0,366Q}{c}$, где Q – объем откаченной

жидкости во время работы насоса, а c – угловой коэффициент второго участка графика временного прослеживания. Оценка проницаемости карбонатного трещинно-порового коллектора проведена с учетом изменения мощности обводненных пород.

Полученные результаты

Рассмотрены исходные данные, в которых наряду с влиянием экзогенных факторов (питание, атмосферное давление, приливы) прослеживается техногенная помеха, связанная с водоотбором из технической скважины. Эпизодическое локальное формирование мини-депресссионных воронок отмечено на фоне регионального снижения уровня, которое привело к уменьшению мощности водонасыщенных пород на 3,7 м (рис. 1). Данные по формированию мини-депресссионных воронок в различных условиях – при полном водонасыщении карбонатной толщи (зона I) и последовательного уменьшения мощности водонасыщенных пород и дренировании зон трещиноватости (зоны II–V) использованы для оценки водопроводимости трещинно-порового коллектора графоаналитическим способом.

Депрессионные мини-воронки в наблюдательной скважине имеют асимметричную форму по снижению и восстановлению уровня. Воронки, зарегистрированные при положении уровня воды в зонах I, III и V, показаны на рис. 4, а-в. «Ветви» восстановления уровня для каждой из мини-воронок различаются и условно могут быть аппроксимированы двумя линиями, соответствующими скин-эффекту и притоку из пласта. На рис. 4, г изменение наклона графика временного прослеживания уровня справа от пунктирной линии связано с изменением мощности обводненных пород.

Отобранные мини-воронки по описанным выше критериям составили статистически значимую выборку, для которой наблюдается общий тренд на снижение проницаемости обводненной части коллектора на фоне регионального снижения уровня (рис. 5). Вариации значения проницаемости при полном восстановлении

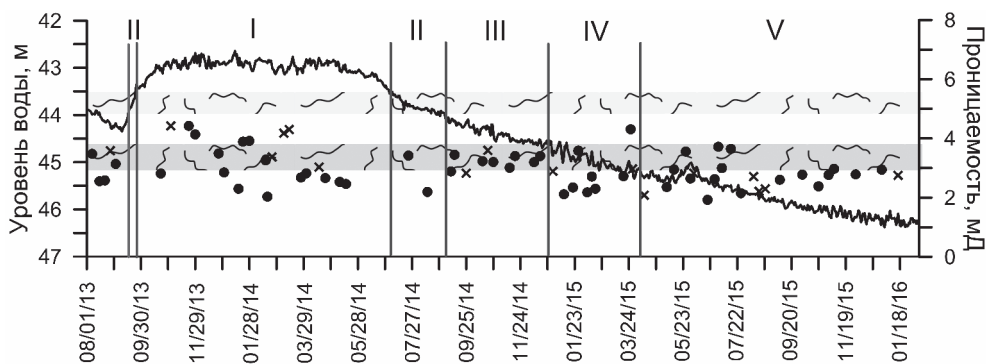


Рис. 5. Диаграмма уровня каширского водоносного горизонта.

Значками показаны значения проницаемости при изменении общей мощности водонасыщенных пород: крестики соответствуют воронкам с полностью восстановленным уровнем в пределах точности измерений, черные кружки - воронкам, для которых разница уровня до начала формирования воронок и уровня после ее восстановления лежит в интервале ± 10 мм. Римские цифры и серые полосы соответствуют описанию, приведенному на рис. 1

уровня в пределах погрешности измерений показаны черными крестиками (всего 17 мини-воронок). Величины проницаемости, рассчитанные по мини-воронкам, для которых разница уровня до начала формирования воронки и уровня после его восстановления (разница значения уровня в точке 1 и в точке 3 на рис. 4) находится в пределах ± 10 мм, показаны черными кружками. Для полностью восстановленных мини-воронок тренд снижения проницаемости по мере уменьшения обводненной мощности пласта более выражен.

Обсуждение результатов

Обработка экспериментальных материалов, полученных в период с января 2013 по январь 2016 гг., позволила оценить геолого-геофизические и гидрогеологические условия участка расположения наблюдательной скважины № 3 в пределах ГФО «Михнево». Результаты предварительного анализа техногенно-нарушенного режима подземных вод по данным прецизионного мониторинга подземных вод приведены в [Vinogradov et al., 2016]. В данной работе было продолжено исследование по оценке свойств флюидонасыщенного коллектора при эпизодическом техногенном воздействии и региональном уменьшении мощности обводненных пород (своеобразный эффект «двойной» откачки).

Средние в каждой зоне (I-V) значения проницаемости имеют тенденцию к понижению при уменьшении общей мощности обводненных пород (рис. 6). При полном водонасыщении карбонатной толщи (зона I) проницаемость пород наибольшая, поскольку "работают" все рассматриваемые зоны I-V коллектора. При постепенном снижении уровня уменьшается мощность обводненных пород и в зоне V, которая характеризуется увеличением глинизации известняка по данным гамма-каротажа скважины (рис. 6, а), зарегистрированы наименьшие значения проницаемости. Стоит отметить, что, хотя и был проведен предварительный отбор депрессионных мини-воронок по заданным трем параметрам, вариации значений проницаемости имеют широкие пределы внутри каждой зоны. Для зоны V характерны более низкие средне-квадратичные отклонения, чем для остальных зон. В силу того, что внешнее техногенное воздействие (длительность и режим

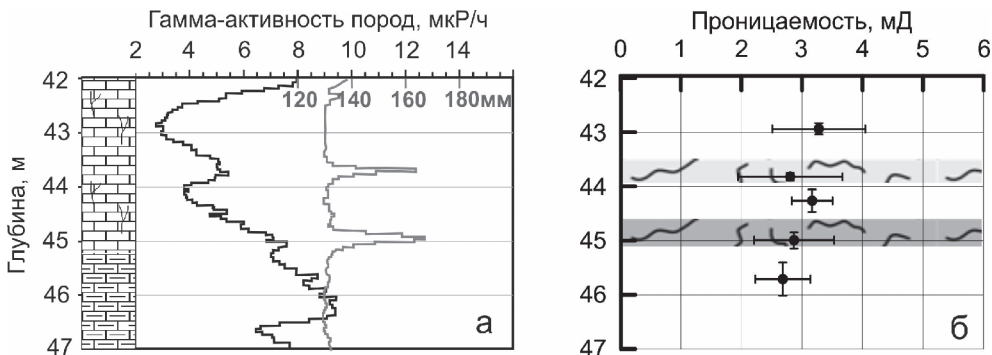


Рис. 6. Геологический разрез с данными гаммаметрии (черная линия) и кавернометрии (серая) (а) и средние по зонам I-V значения проницаемости при уменьшении общей мощности водонасыщенных пород (б). Серым показаны области трещиноватости

работы насоса) носит нестационарный характер, отбор "правильных" мини-воронок является необходимым.

Полученные средние значения изменения проницаемости коллектора по глубине составляют 2,6–3,3 мД (при общем тренде снижения уровня с 42,7 до 46,4 м) и не противоречат результатам лабораторных определений. Проницаемость отобранных образцов керн в процессе бурения скважины № 3 изменяется в широких пределах от 0,7 до 13,9 мД [Gorbunova et al., 2015]. Водопроницаемость верхнего каширского водоносного горизонта по результатам пробной откачки составила 15 м²/сут, по графикам временного прослеживания восстановления уровня при мини-откачках, изменяется в пределах от 20 до 40 м²/сут. Для аналогичного коллектора, вскрытого в интервале 766–870 м на полигоне в Неваде, составляет 9 м²/сут по данным откачки [Cutillo, Bredehoeft, 2011]. Оценка свойств коллектора, определенная разными методами по данным прецизионных наблюдений, крайне ограничена. Например, в [Allegre et al., 2016] проницаемость толщи песчаников с подчиненными прослоями алевролита и сланца, расположенной южнее зоны влияния разлома Сан-Андреас, по данным обработки откачки изменяется от 30 до 90 мД, гидрогеологического отклика на приливную волну M₂ – от 1 до 300 мД. Рассчитанные нами значения проницаемости карбонатного трещинно-порового коллектора в платформенных условиях по данным мини-откачек находятся в пределах значений, полученных по результатам обработки откачки и приливной волны M₂.

Для полной оценки фильтрационных свойств коллектора требуется накопить большую базу данных по параметрам депрессионных воронок при разных значениях обводненной мощности коллектора и более детально изучить зоны трещиноватости. Это позволит рассмотреть поинтервальное изменение фильтрационных свойств коллектора с двойной пористостью.

Заключение

Высокоточные вариации уровня, связанные с эпизодическим водоотбором из пласта, по аналогии с данными, полученными при стандартном опробовании водоносных горизонтов, информативны для определения фильтрационных свойств коллектора. По результатам обработки данных по формированию депрессионных мини-воронок при относительно стабильных квазистационарных условиях фильтрации подземных вод, соответствующих пороупругой деформации коллектора, проницаемость коллектора составила 2,6–3,3 мД при общем тренде снижения уровня с 42,7 до 46,4 м.

Данные прецизионного мониторинга позволяют исследовать вертикальную анизотропию свойств трещинно-порового коллектора при региональном уменьшении мощности обводненных пород, тогда как по результатам обработки данных опытно-фильтрационных работ проводится оценка основных гидрогеологических параметров всего опробуемого водоносного горизонта.

Предложенный методический подход дистанционного определения проницаемости флюидонасыщенного коллектора может использоваться при изучении сложных геологических разрезов и мониторинге эффективности разработки месторождений углеводородов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-05-00694) и Российской академии наук (проект № 0146-2015-0012).

Литература

Боревский Б.В., Самсонов Б.Г., Язвин Л.С. Методика определения параметров водоносных горизонтов по данным откачек. М.: Недра, 1979. 326 с.

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

Свинцов И.С., Беседина А.Н., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Кабыченко Н.В. Характеристика состояния флюидонасыщенного коллектора по данным прецизионного мониторинга уровня подземных вод // Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). 2015. № 8. С. 158-165.

Стивак А.А., Рябова С.А., Горбунова Э.М. Геомагнитные вариации на земной поверхности и их связь с динамикой подземных вод // Вестник НЯЦ РК. 2015. Вып. 4. С. 98-106.

Allegre V., Brodsky E., Xue L., Nale S.M., Parker B.L., Cherry J.A. Using earth-tide induced water pressure changes to measure in situ permeability: A comparison with long-term pumping tests // Water Resources Research. 2016. 52. DOI: 10/1002/2015WR017346.

Burbey T.J., Hisz D., Murdoch L.C., Zhang M. Quantifying fractured crystalline-rock properties using well tests, earth tides and barometric effects // Journal of Hydrology. 2012. 414-415. P. 317-328.

Cuttillo P.A., Bredehoeft J.D. Estimating Aquifer Properties from the Water Level Response to Earth Tides // Ground Water. Vol. 49, No. 4, July-August. 2011. P. 600-610.

Doan M.L., Brodsky E.E., Priour R., Signer C. Tidal analysis of borehole pressure - A tutorial Schlumberger Research report. 2006.

Gorbunova E., Gerke K., Besedina A., Vinogradov E., Korost D., Svintsov I. Study of reservoir permeability using water level monitoring and pore-scale modelling based on X-ray microtomography scanning of the rock samples // 26th IUGG General Assembly, 22 June-2 July, 2015, Prague, Czech Republic.

Matsumoto N., Roeloffs E.A. Hydrological response to earthquakes is the Haibara well, central Japan – II. Possible mechanism inferred from time-varying hydraulic properties // Geophys. J. Int. 2003. 155. P. 899-913.

Vinogradov E., Gorbunova E., Besedina A. Study of fractured collector state change with recurrent pumping // SGEM2016 Conference Proceedings. 2016. Book1. V. 1. P. 997-1004. DOI: 10.5593/SGEM2016/B11/S02.126.

КАЙНОЗОЙСКАЯ ИСТОРИЯ ТЕКТОНИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ ВОСТОЧНО-ЕВРОПЕЙСКОЙ ПЛАТФОРМЫ

Г.Н. Иванченко¹, Б.В. Малкин²

¹ИДГ РАН, Москва

²ООО «Нордголд менеджмент», Москва

Работа посвящена изучению связи напряжённого состояния Восточно-Европейской платформы (ВЕП), её геодинамической истории с колебаниями уровня мирового океана и кайнозойскими внутриплитовыми деформациями. На примере центральной части ВЕП показано, что абсолютные кайнозойские деформации различных реперных уровней верхнего мела-кайнозоя не превышают по амплитуде первые сотни метров и лучше согласуются с моделями локализации пластических деформаций, чем с моделями общелитосферной складчатости. Отмечена значительная роль докембрийских прочностных неоднородностей фундамента ВЕП в локализации кайнозойских тектонических деформаций.

Введение

Для анализа накопленных за кайнозой деформаций используется фиксирующая их система базисных реперов, позволяющая делать количественные оценки. Впервые современные модели внутриплитных деформаций, рассматриваемых как следствие горизонтальных тектонических сил, были приведены в работе Э. Аргана «Тектоника Азии» в 1935 году. Орографические волны как длинноволновые (500–700 км), но малоамплитудные (200–500 м) элементы рельефа выделял для Евразии Ю.А. Мещеряков (1972). Базовой для многих последующих исследований тектонических деформаций континентальной литосферы стала модель локализации пластических деформаций А. Надаи (образование шейки при растяжении и зоны сплющивания при сжатии в условиях изостазии). Позднее были сделаны попытки применить к континентальной литосфере модели упругих деформаций. Так, Stephenson и Cloetingh (1991) для объяснения деформаций в осадочных бассейнах северной Канады и центральной Австралии рассмотрели возможность изгибовых деформаций континентальной литосферы с напряжениями в десятки МПа. Однако возможность существования общелитосферной складчатости [Nikishin и др., 1997] в условиях континентальной литосферы остаётся проблематичной. Для понимания природы внутриплитных деформаций с амплитудами в первые сотни метров и менее нужна оценка этих деформаций в абсолютных величинах, то есть очищенная от влияния колебаний уровня моря, имеющих сопоставимую амплитуду. Отметим, что традиционные геологические методы фиксируют относительные, то есть не очищенные, вертикальные деформации поверхности.

Были рассмотрены деформации литосферы как пластичной плавающей (изостазия) оболочки со щелями [Малкин, 1991]. При этом подходе в глобальном ансамбле литосферных плит выделяется несколько групп механически связанных литосферных плит, разделённых щелями (зоны спрединга и часть зон субдук-

ции). Развитие деформаций внутри континентальных блоков механически связанных групп плит идёт от упругих деформаций к пластическим, от нелокализованных к локализованным, в том числе к протрузиям пластичных пород фундамента платформ в осадочный чехол. Колебания уровня моря при этом коррелируют с деформациями континентальной литосферы. Развитие в различной степени локализованных деформаций на платформах в условиях сжатия предполагает коробление поверхности, часто сопровождаемое флексурами, и, в ряде случаев, разрывными деформациями (взбросами, надвигами, сдвигами). На поздних стадиях процесса может наблюдаться формирование зон сплющивания земной коры с повышением её мощности.

Режимы, характерные для областей интенсивного растяжения (рифтогенез), и режимы границ плит на рассматриваемой территории в кайнозой не фиксируются. Реализация растягивающих напряжений обычно слабо локализована и ограничивается пологими мульдовидными опусканиями, изредка приводящими к формированию мелких грабенов. Вся рассматриваемая область в настоящее время принадлежит к Евразийской плите, и тектонические деформации кайнозоя рассматриваются как внутриплитные, но с учётом наличия прочностных неоднородностей и включений.

Методика исследования

Чтобы исключить эвстатические колебания уровня моря при количественной оценке деформаций, необходима абсолютная высотная привязка стратиграфических уровней и определение высотных интервалов формирования пенеппенов различного возраста. Эта задача сводится к калибровке колебаний уровня моря и созданию модели формирования пенеппена (поверхности выравнивания), принимаемого за реперный уровень при оценке тектонических движений. Ранее ее частичное решение для ВЕП было выполнено при помощи метода «неподвижного репера» для оценки верхнемелового максимального уровня моря в мезозой-кайнозой. Этот уровень определён в +280 м [Malkin, 2008], что близко к значениям, полученным методом палеобереговых линий: +270 м [Sahagian, 1987] и +276 м [McDonough, Cross, 1991] для других стабильных платформ. От этого уровня удобно начинать рассмотрение морфоструктурной истории как истории формирования и деформаций реперных поверхностей [Иванченко, 2008; 2015].

В работе принято, что деформирование есть не только функция от напряжений, которые в пределах ВЕП варьируют в кайнозой по ориентации вектора максимального сжатия и абсолютным значениям напряжений, но и функция от пространственного распределения прочностных свойств. В настоящее время на исследуемой территории преобладает сжатие [Коптев, Ершов, 2014]. При этом, разные авторы придают различное значение факторам, влияющим на деформационный режим. Одни [Артюшков, 2003] подчёркивают явления изменения прочности литосферы, например, её разогрева при локализации деформаций. Другие [Лобковский, Никишин, Хаин, 2004] выделяют скачки в напряжённом состоянии литосферной оболочки при реорганизации движения ансамбля плит. В природе, видимо, оба процесса реально существуют и взаимодействуют. Расхождения и столкновения плит проявляются для ВЕП созданием общего поля

тектонических напряжений Евразии, трансформируемого на региональный уровень через систему «субплит» (ВЕП одна из них) и «жестких» включений.

Таким образом, на региональном уровне изучения кайнозойских деформаций ВЕП важно правильно выделить прочностные неоднородности литосферы, перераспределяющие генеральные усилия сжатия и концентрирующие локализованные деформации преимущественно в зонах контакта неоднородностей. Одной из форм неоднородностей фундамента являются изометричные купольные структуры, особенно характерные для Волго-Уральского сегмента ВЕП [Минц, 2010]. Крупные купола (овоиды) Волго-Камского мегаблока в северной части Волго-Уралии образованы архейскими гранулитами, переработанными в палеопротерозойское время – к центральным частям куполов приурочены палеопротерозойские граниты и гнейсы. Именно палеопротерозойские купола определяют специфический облик Волго-Уралии, а их влияние прослеживается на протяжении всей геологической истории, включая кайнозой и неотектонический этапы. Модель сводово-купольного строения неоархейских блоков с концентрической надвигово-складчатой внутренней структурой представлена на структурно-тектонической карте масштаба 1:500 000 центральной и юго-восточной частей Волго-Уралии (Татарское ГРУ ОАО «Татнефть» [Шаргородский и др., 2004]). Отметим, что овоидные изометрические структуры выделяются для ВЕП и при визуальном и автоматизированном дешифрировании космоснимков различного масштаба [Иванченко, Горбунова, 2015].

После консолидации Восточно-Европейской платформы в раннем протерозое в рифее начался собственно платформенный этап развития этой территории. В рифее – раннем венде на платформе преобладают рифтовые, ныне погребённые, структуры растяжения – авлакогены. В настоящее время достаточно детально изучены литологические и структурные особенности строения рифтогенных образований ВЕП [Балуев, 2001]. Рифей–вендский этап рифтогенеза привел к формированию на Восточно-Европейской платформе нескольких генераций авлакогенов, определяющих основные неоднородности поверхности фундамента. Эти неоднородности проявляли себя и в последующей геологической истории, вплоть до современной. В частности, с ними связаны палеозойские области опускания – синеклизы, а также инверсионные структуры, возникшие в мезозойско-кайнозойское время над рифтами в условиях сжатия.

С некоторой условностью можно считать, что гранито-гнейсовые купола-овоиды обладают меньшей прочностью, чем кора платформы в среднем («мягкие» включения), а авлакогены – большей прочностью («жесткие» включения). Упрочнение коры после рифтогенеза и последующего остывания литосферы, то есть возникновение «жестких» включений – авлакогенов, имеет ясный тектоно-физический механизм [Malkin, Shemenda, 1991].

Основные результаты

Для юго-восточной части Восточно-Европейской платформы основным, при распределении деформаций и напряжений, является Прикаспийский блок, который структурно обладает определённой самостоятельностью и, вероятно, медленно смещается на север-северо-запад относительно центральной части ВЕП, принятой за неподвижную. Это относительное смещение вызывает деформации по внешне-

му обрамлению Прикаспийского блока, то есть сам блок выступает как «жёсткое» включение. Такая модель достаточно полно изложена [Копп, 2005; 2014]. Геофизическая индивидуализация Прикаспийского блока очень высокая [Юдахин, Щукин, Макаров, 2003]. Её основа – сильно утонённая и упрочнённая континентальная кора, вплоть до вероятного «базальтового» окна в зоне Сарпинского рифта.

Один из крупнейших и хорошо изученный Пачелмский авлакоген находится в центральной части Русской плиты, разделяя Волго-Уральскую и Воронежскую палеозойские антеклизы. Он протягивается в северо-западном направлении более чем на 700 км между Прикаспийским прогибом и авлакогенами Среднерусской системы, характеризующимися северо-восточным и восток-северо-восточным простираниями. Его ширина составляет 60–100 км, а фундамент в его пределах имеет клавишное строение и опущен до $-3 \div -5$ км. Пачелмский авлакоген выполнен рифейскими и нижневендскими отложениями общей мощностью до 2000–3500 м. Как и во всех мировых рифтовых системах четко проявлена связь авлакогенов со структурами дорифтового основания. Пачелмский авлакоген и система Московского авлакогена наследуют коллизионные зоны раннепротерозойского возраста. Поэтому остаются различные варианты реакции авлакогена на напряжения сжатия. После завершения рифтогенеза он становится жёстким включением, передающим напряжения и концентрирующим деформации вдоль своих бортов. Или, при незначительном утонении коры, остаётся, наследуя свойства коллизионной зоны, податливым к деформациям, формируя инверсионные структуры.

Строение осадочного чехла Восточно-Европейской платформы в пределах исследуемой области позволяет дополнительно к верхнемеловому реперу использовать и другие, более молодые региональные стратиграфические уровни. Деформации осадочного чехла, вызванные горизонтальными напряжениями, разделяются на локализованные и нелокализованные (или слаболокализованные). Кайнозойские деформации, особенно позднемиоценовые, достаточно широко распространены на ВЕП. Области развития локализованных деформаций с формированием структур типа Окско-Цнинского вала, Доно-Медведицких деформаций или приразломных флексур, часто по границам «жёстких» включений характеризуются негоризонтальным залеганием пород, включая верхнемеловые и палеогеновые. По этому критерию они легко могут быть выделены и, при необходимости, исключены из рассмотрения. Слаболокализованные деформации выражены в крайне незначительных отклонениях от горизонтального залегания на больших площадях. Они характерны для периферических частей позднемеловых–палеогеновых областей слабых опусканий, позднее инверсированных, таких как Ульяновско-Саратовский мел-палеогеновый прогиб. Это даёт возможность для некоторых регионов наглядно представить историю деформаций. Речь идёт о территориях палеогенового Ульяновско-Саратовского бассейна (ныне Приволжская возвышенность) и Прикаспийском ареале опусканий.

Для территории Ульяновско-Саратовского бассейна хорошо обоснован стратиграфически и геоморфологически миоценовый возраст основной поверхности выравнивания. Этот региональный геоморфологический репер применён к территории палеогенового Ульяновско-Саратовского прогиба, за исключением зон локализации деформаций, в пределах которых деформации наиболее высоки, а реперная поверхность уничтожена денудацией. За исходную высоту формирования миоценового репера принята поверхность выравнивания, базис эрозии кото-

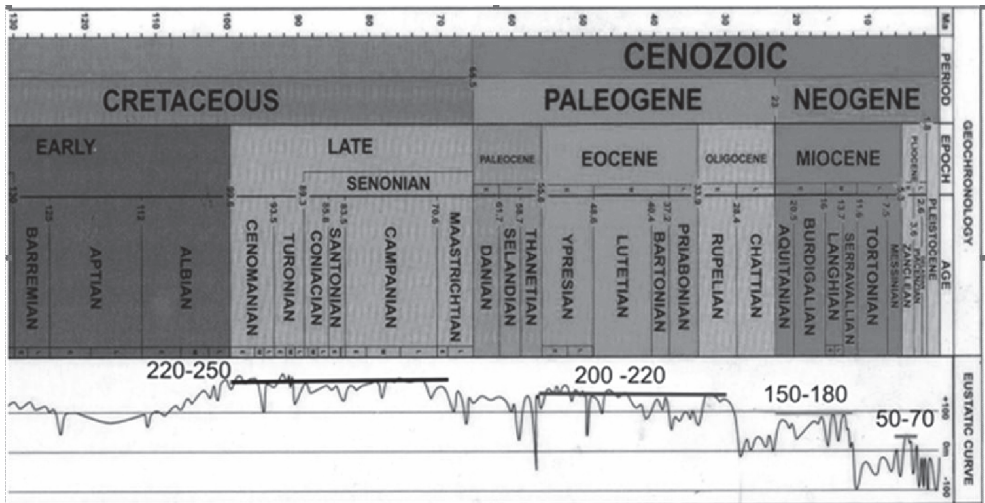


Рис. 1. Принятые высоты и периоды формирования реперных уровней и их соотношение с кривой колебаний уровня моря

рой близок к миоценовому уровню моря и составляет 150–180 м (рис. 1). Для территорий Прикаспийского ареала опусканий в областях развития ачкагыльских и апшеронских отложений возможно применение плиоценовых реперов, например таких, как кровля верхнеплиоценовых апшеронских отложений и фрагменты денудационной постачкагыльской поверхности [Иванченко, 2015].

Естественно, что картирование как накопленных деформаций, так и геодинамической ситуации, осуществляемое в региональном масштабе, не может использовать локальные реперы или иные локальные методы фиксации деформаций, позволяющие значительно детализировать карту за счёт исследования кинематики и смещений по отдельным разломным зонам. Отсюда общая направленность нашего исследования - изучение слабо локализованных деформаций, которые с одной стороны охватывают значительные площади, а с другой, как кажется, имеют непосредственное отношение к влиянию глобальной геодинамики ансамбля плит на неотектоническом этапе развития морфоструктур платформенных областей. На рис. 1 отражена взаимосвязь высот и периодов формирования реперных поверхностей, используемых при анализе деформаций, со стандартной кривой колебания уровня моря. Отметим, что основные эпизоды деформаций реперных уровней совпадают с резкими падениями уровня моря.

Согласно ранее проведённым исследованиям [Малкин, 1991; Милановский 1992; Иванченко, 2008; 2015] тектоно-эвстатические колебания уровня мирового океана связаны с деформациями континентальной литосферы. Быстрые падения уровня моря происходят в периоды геодинамических кризисов и вызваны преимущественно пластическими деформациями сжатия континентальной литосферы, частично компенсирующими смещение литосферных плит. Геодинамические кризисы – разрывы плит или их столкновения – изменяют напряжённое состояние всей литосферной оболочки и вектора движения в ансамбле плит; кривая тектоно-эвстатических колебаний тесно коррелирует с этими изменениями и мо-

жет служить основой периодизации деформаций, циклов рельефообразования и осадконакопления.

Резкие падения уровня моря в периоды перестроек движения ансамбля плит соответствуют «быстрому подъёму суши» в классической схеме эволюции рельефа В.М. Дэвиса и сопровождаются деформациями и формированием региональных угловых несогласий. Формирование «исходного пенеплена» в верхнемеловое время устанавливается для ВЕП несколькими независимыми методами. Поверхность выравнивания (пенеплен) является рубежом, начинающим хрономорфологическую шкалу. На более ранних геологических этапах может применяться метод реперных поверхностей.

В целом, вся исследуемая территория разбита на деформационные области, для каждой из которых существует свой стиль и история деформирования, регистрируемая своим набором реперных поверхностей. Так, например, близкие по современным высотам Бугульминско-Белебеевская и Приволжская возвышенности имеют очень разную историю деформирования, что очень хорошо заметно на уровне деформаций по верхнемеловым реперам, которые на месте Приволжской возвышенности всё ещё фиксируют впадину, несмотря на довольно интенсивные восходящие движения (инверсию), начиная с миоцена.

На Приволжской возвышенности выделяются три поверхности выравнивания: верхняя (эоценовая) – 280–370 м, основная (миоценовая) – 200–260 м и нижняя (плиоценовая, акчагыльская) – 120–180 м. Они разделены в рельефе уступами крутизной от 25–30 до 30–40° и высотой от 60 до 110 м. Из-за эрозионного расчленения, все три поверхности сейчас не имеют сплошного распространения. Ярусность рельефа лучше всего выражена в водораздельных пространствах. В конце миоцена слабо локализованные деформации кайнозойских поверхностей относительно уровня моря (базиса эрозии) составляют максимум 150–180 м, в то время как смещения по Жигулёвскому надвигу и сопутствующей флекуре (локализованные деформации) оцениваются в 600–700 м.

Рассмотрение карты деформаций Приволжской возвышенности (рис. 2) показывает, что инверсия далеко не завершена и уровень меловых отложений всё ещё фиксируется ниже исходного уровня времени их формирования. Район Приволжской возвышенности является менее прочным, по сравнению с окружающими породами, включением, обусловленным овоидной гранито-гнейсовой структурой фундамента.

Слаболокализованные деформации в центральной части ВЕП имеют незначительные амплитуды. Так, например, выделяется почти изометричный свод (Окско-Донской купол) на северной периферии Воронежской палеозойской антеклизы. Размер свода примерно 300 × 200 км с послетуронской амплитудой в центре поднятия всего 60–70 м. Время формирования Окско-Донского купола неоген-четвертичное или даже плиоцен-четвертичное. Анализ стратиграфическими и геоморфологическими методами слаболокализованных абсолютных деформаций «исходной» поверхности для внеледниковой части ВЕП к северу от Днепровско-Донецкого авлакогена [Иванченко, 2008] показывает, что они весьма невелики: первые десятки метров поднятий для северного склона Воронежской антеклизы и первые десятки метров опусканий для центральной части Московской синеклизы.

Отмечается пространственная связь нелокализованных поднятий участков с положительным отклонением мощности земной коры от средней (>45 км). Нело-

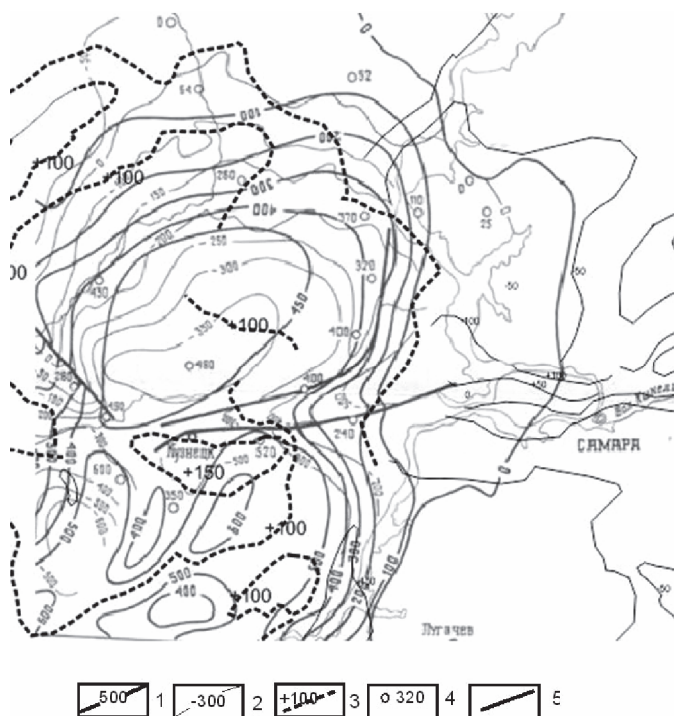


Рис. 2. Карта деформаций реперных уровней Приволжской возвышенности.

1 – изопакиты мезозойских отложений; 2 – изогипсы денудационной поверхности палеозоя (палеозойско-мезозойское региональное угловое несогласие); 3 – изолинии абсолютной величины позднемиоценовых деформаций; 4 – скважины с указанием мощности мезозоя; 5 – основные разломы. Пункты 1 и 2 соответствуют материалам Государственной геологической карты РФ 1: 1000 000, Лист N-(38),39. Самара: ВСЕГЕИ, 2000.

кализированные опускания связаны с отрицательными отклонениями (< 42 км). Определение мощности земной коры проводилось по гравиметрическим данным (ГНПП «Аэрогеофизика»), что позволяет предполагать изостатическую природу вертикальных деформаций поверхности при сжатии и утолщении коры.

Большую часть ВЕП составляют тектонически стабильные блоки со слабокализованными неотектоническими деформациями. Наиболее значительные дифференцированные движения отмечаются для Доно-Медведицких деформаций, Окско-Цнинского вала и бортовой зоны Прикаспийской впадины. Но и здесь накопленные кайнозойские деформации не превышают первых сотен метров, что достаточно хорошо фиксируется стратиграфическими методами или по реперным поверхностям. Отмечается значительное несоответствие неотектонического структурного плана относительно более древних структур, что свидетельствует об изменении направления сжатия при геодинамических кризисах. Локализованные деформации с большей амплитудой приурочены, в основном, к границам жёстких включений. Как пример можно привести обрамление Прикаспийской впадины или борта авлакогенов; например, Пачелмского авлакогена, во многом определяющего строение южной периферии Приволжской возвышенности.

Заключение

Представляется, что картина кайнозойских деформаций ВЕП лучше согласуется с коровой локализацией пластических деформаций, чем с длинноволновыми общелитосферными упругими изгибами. Периодизация деформаций хорошо фиксируется кривой колебаний уровня мирового океана. В пространственном распределении кайнозойских деформаций существенно влияние прочностных неоднородностей докембрийского фундамента. Накопленные за кайнозой вертикальные деформации относительно невелики – десятки метров для нелокализованных деформаций на больших площадях и сотни метров для локализованных деформаций в осадочном чехле на границах блоков фундамента с различной прочностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-05-00743).

Литература

Артюшков Е.В. Резкое размягчение континентальной литосферы как условие проявления быстрых и крупномасштабных тектонических движений // Геотектоника. 2003. № 2. С. 39-56.

Балуев А.С., Моралев В.М. Структурный контроль и геодинамические условия внутриплитного магматизма на Восточно-Европейской платформе // Известия вузов. Геология и разведка. 2001. № 1. С. 13-30.

Государственная геологическая карта РФ 1: 1000 000, Лист N-(38),39. Самара. Объяснительная записка. С-Пб.: ВСЕГЕИ, 2000. 325 с.

Иванченко Г.Н. Оценка вертикальной амплитуды нелокализованных деформаций центральной части Восточно-Европейской платформы // Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2007. С. 47-57.

Иванченко Г.Н. Геоморфологические методы в региональных исследованиях неотектоники (на примере Скифской плиты и юга Восточно-Европейской платформы // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015. С. 85-92.

Иванченко Г.Н., Горбунова Э.М. Использование данных дистанционного зондирования участков земной коры для анализа геодинамической обстановки. М.: ГЕОС, 2015. 112 с.

Копт М.Л. Мобилистическая неотектоника платформ Юго-Восточной Европы. М.: Наука, 2005.

Копт М.Л. и др. Кайнозойские напряжения востока Русской плиты, Южного и Среднего Урала // Методические, теоретические и прикладные аспекты, вып. 610: труды Геологического института РАН. М.: ГЕОС, 2014. 87 с.

Коптев А.И., Ершов А.В. Численное моделирование напряженного состояния литосферы Земли. Методика и результаты. LAP, Lambert Academic Publish. 2014. 220 с.

Лобковский Л.И., Никишин А.М., Хаин В.Е. Современные проблемы геотектоники и геодинамики. М.: Научный мир, 2004.

Малкин Б.В. О геодинамической природе геоморфологических циклов // «Геоморфология». № 3. М.: 1991. С. 3-16.

Мещеряков Ю.А. Рельеф и современная геодинамика. Избранные труды. М.: Наука, 1981. 276 с.

Миц М.В., Сулейманов А.К., Бабаянц П.С. и др. Глубинное строение, эволюция и полезные ископаемые раннедокембрийского фундамента Восточно-Европейской платформы. В 2 т. М.: ГЕОКАРТ, ГЕОС, 2010. 400 с.

Милановский Е.Е., Никишин А.М., Копяевич Л.Ф., Гаврилов Ю.О., Клутинг С. О корреляции фаз реорганизации литосферных плит и короткопериодических изменений уровня Мирового океана // Докл. АН СССР. 1992. Т. 326, N 2. С. 313-317.

Юдахин Ф.Н., Щукин Ю.К., Макаров В.И. Глубинное строение и современные геодинамические процессы в литосфере Восточно-Европейской платформы. Екатеринбург: УО РАН, 2003.

- Cloetingh S., McQueen H., Lambeck K.* On a tectonic mechanism for regional sea-level variations // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 1985. V. 75. P. 157–166.
- McDonough K.J., Cross T.A.* Late Cretaceous sea level from a paleoshoreline // *J. of Geoph. Res.* Vol. 96, Is. B4. P. 6591–6607.
- Malkin B.* Calibration of Upper Cretaceous sea level transgression peaks by method of vertical-motionless reference points in epeiric seas sedimentary cover (East European platform). Vienna, EGU A-0535, 2007.
- Nikishin A.M., Brunet M.F., Cloetingh S., Ershov A.V.* Northern Peri-Tethyan Cenozoic intraplate deformations: influence of the Tethyan collision belt on the Eurasian continent from Paris to Tian-Shan. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences – Series IIA // Earth and Planet. Sci.* Jan 1997.
- Sahagian D.* Epeirogeny and eustatic sea level changes since the mid-Cretaceous: application to central and western United States // *J. Geoph. Res.* 1987. V. 92. P. 4895–4904.
- Stephenson R.A., Cloetingh S.* Some examples and mechanical aspects of continental lithosphere folding // *Tectonophisica.* 1991. V. 188. P. 27–37.

УДК 550.34

ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ НА БАЛТИЙСКОМ ЩИТЕ 19.03.2016 МВ = 3,7

О.А. Усольцева, Е.Г. Козловская

В работе проведено изучение параметров одного из сильнейших землетрясений на Балтийском щите за последнее время. Уточнены координаты землетрясения и глубина очага. Рассчитан фокальный механизм очага, соответствующий сдвиго-сбросовым деформациям вдоль крутопадающей разломной плоскости. На двух станциях идентифицирована вторая фаза Р волны. Исследованы свойства РmР волны на трассах эпицентр-регистрирующая станция.

Введение

19 марта 2016 года в северной части Ботнического залива произошло землетрясение (рис. 1) с магнитудой $M_b = 3,7$ (по данным международного центра данных в Вене). За последние 20 лет в районе, ограниченном координатами 63–67 с.ш., 20–24 в.д., выявлено только 2 землетрясения со сравнимой энергией: 15.06.2010 и 05.09.1996 гг. (сведения из ISC каталога). Согласно другому источнику (<http://www oulu.fi/sgo-oty/quakes.html>), землетрясение 19.03.2016 г. считается самым крупным в Швеции за последние 100 лет, предыдущее крупное землетрясение на севере Ботнического залива зафиксировано 23.06.1882 г.

По данным литотектонической карты [Kogja, Kosonen, 2015] район очага расположен на границе протерозойских пород, возраст которых менее $1,8 \cdot 10^9$ лет, и архейских пород, возраст которых 2,0– $1,8 \cdot 10^9$ лет. Согласно модели абсолютных скоростей поднятий земной поверхности NKG_RF03vel [Nørbech et al., 2008], скорость поднятия в гипоцентре близка к максимальной на Балтийском щите и

равна 9,5 мм/г. По данным GPS наблюдений деформации растяжения в этом районе имеют направления ЮЗ-СВ и ЮВ-СЗ.

В 1989 году в Ботническом заливе был проведен крупномасштабный эксперимент ГСЗ BABEL [Санина, 2003; Gohl, Pedersen, 1995]. Профили 2 и 3 этого эксперимента проходили рядом с изучаемым землетрясением. Для этих профилей в средней коре выявлена отражающая граница, погружающаяся в южном направлении. Для профиля 2 также отмечается разный характер сейсмических волн для двух граничащих геологических блоков: осадочно-вулканической центральной свекофенской провинции и вулканической северной свекофенской провинции.

Анализ современного этапа разгрузки напряжений на Балтийском щите интересен потому, что Фенноскандия считается недооцененной сейсмогенерирующей провинцией [Никонов, 2003]. К концу 90-х годов XX века в северной Фенноскандии были обнаружены геолого-геоморфологические признаки сильнейших землетрясений позднеледникового периода. Также было выявлено, что движущей силой сейсмогенеза является не только гляциоизостатическое выравнивание земной коры, но и процессы, формирующие тектонические структуры земной коры.

В настоящей работе определены параметры гипоцентра землетрясения 19.03.2016 г., изучен фокальный механизм очага и выполнен анализ вторичных фаз на основе записей только постоянных сейсмических станций, расположенных на региональных расстояниях. Исследование фокального механизма большой для данного района магнитуды события до сих пор не проводилось.

Данные

Карта расположения используемых в работе широкополосных трехкомпонентных сейсмических станций представлена на рис. 1. Сейсмограммы пяти станций OLKF, KLF, OUL, MSF, RNF с частотой оцифровки 100 Гц предоставлены Соданкульской Геофизической обсерваторией. Сейсмограммы станций SJUU, KEV, MEF, RAF, HEF, SUF, VAF, LANU, SGF с частотой оцифровки 100, 50 и 20 Гц получены с сайта www.orfeus-eu.org/eida/. Времена пробега P и S волн для 8 станций KALU, ODEU, LILU, HARU, SVAU, UMAU, PAJU, BREU предоставлены шведским бюллетенем (<http://snsn.geofys.uu.se/>). Данные для группы ARCES получены на сайте NORSAR (<http://www.norsardata.no/>).

При определении параметров гипоцентра, расчете фокального механизма и синтетических сейсмограмм используется одномерная модель по профилю HUKKA из [Janik et al., 2009], которая представлена в таблице 1 и соответствует северной части Балтийского щита. Выбрана именно эта модель по причине того, что большинство рассматриваемых станций расположено на севере (рис. 1). Модель состоит из 6 слоев в коре и 2 в верхней мантии. Самый верхний слой имеет толщину 1,3 км, остальные более 3 км.

Параметры эпицентра и фокальный механизм очага

Координаты эпицентра и глубина очага рассчитаны по измерениям P волны на 23 станциях и S волны на 5 станциях с использованием скоростной модели для Северной Фенноскандии (табл. 1) и программы HYPOELLIPS [Lahr, 1989].

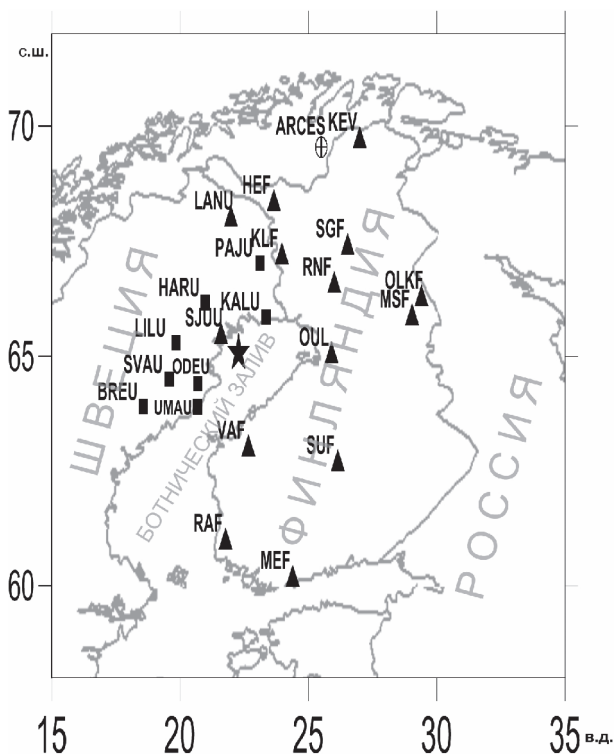


Рис. 1. Карта местоположения эпицентра землетрясения (звездочка), 8 шведских станций (квадраты), 14 шведских и финских станций (треугольники) с известными волновыми формами, сейсмической группы ARCES (кружок с крестом внутри)

Таблица 1.

Одномерная скоростная модель для Северной Фенноскандии
в коре и верхней мантии [Janik et al., 2009]

Глубина, (км)	Верхняя кора		Средняя кора	Нижняя кора		Верхняя мантия	
	0,0–1,3	1,3–18,0		37–40	40–44	44–50	более 50
V_p , (км/с)	6,2	6,3	6,6	7,15	7,4	8,03	8,4

Как видно из рис. 1, азимутальное распределение станций для данного события достаточно равномерное, максимальный угол между направлениями на две соседние станции равен 57° . Финальная среднеквадратичная невязка по всем используемым данным составляет 0,18 с. Сравнение наших параметров эпицентра с данными других агентств (табл. 2) показывает, что расхождение по координатам достигает 11, а по глубине 2 км. Вычисленная для имеющихся данных ошибка положения эпицентра составляет 1 км в горизонтальном и 1,5 км вертикальном направлениях для 68% доверительного интервала с учетом точности определения времени вступления волн.

Таблица 2

Сведения о параметрах эпицентра для события 19.03.2016 21:55, предоставленные бюллетенями шведским (UPP), норвежским (Norsar), международным центром данных в Вене (IDC, информация с сайта www.isc.ac.uk) и полученные авторами работы. N с $\Delta < 600$ км – количество станций или сейсмических групп, используемых при локации, на эпицентральных расстояниях менее 600 км

T0 (с)	Сев. шир (гр.)	Вост. долг. (гр.)	Глубина (км)	N с $\Delta < 600$ км	Источник
30,6	65,043	22,556	16,7	9	UPP
29,0	65,09	22,49	-	3	Norsar
27,65	65,071	22,286	-	-	IDC
31,5	65,061	22,521	18,7	23	Данная работа

Таблица 3

Сведения о механизме очага

1-ая нодальная плоскость Strike/dip/rake (°)	37/81/-156
Погрешность определения 1-ой нодальной плоскости (°)	24
2-ая нодальная плоскость Strike/dip/rake (°)	303/66/-10
Погрешность определения 2-ой нодальной плоскости (°)	33
Ось растяжения T аз/pl (°)	168/10
Ось сжатия P аз/pl (°)	262/23

Расчет фокального механизма проведен по программе HASH [Hardebeck and Shearer, 2008] с использованием полярностей первых вступлений P волны и скоростной модели из табл. 1. Используемый набор данных состоит из 17 первых вступлений. Для точечного источника применялась модель очага в виде двойной пары сил. Как известно, для такой модели нодальные плоскости (поверхности нулевых смещений) характеризуются простиранием (strike), углом падения (dip) и направлением смещения по разлому – углом (rake) между простиранием и вектором подвижки. В программе HASH выполняется сеточный поиск между всеми возможными значениями strike, dip и rake углов для заданных азимутов от источника к приемнику и скоростной модели, которая определяет углы выхода луча. Рассчитанные углы выхода для имеющегося набора данных варьируются от 78 до 138°. Результаты расчетов представлены в табл. 3 и на рис. 2. Оси напряжений характеризуются азимутом (AZ) и углом их погружения относительно горизонта (PL).

Выявлены 2 возможных варианта расположения разлома: ССВ-ЮЮЗ или СЗЗ-ЮВВ. Тип механизма очага: сдвиго-сбросовый вдоль крутопадающей разломной плоскости.

Амплитудный анализ первых P фаз для различных станций показал, что на станции VAF амплитуда первого вступления P волны превосходит уровень шума в 30 раз, на OLKF – в 16, LANU – в 83, OUL – в 254 раза. Амплитудные отношения S фазы к P фазе имеют резкие различия между станциями, расположенными на юге и севере. Для VAF оно равно 140, а для OUL и LANU около 2. Разный характер амплитуд P и S волн на севере и на юге может быть связан как со свойствами пород под станцией, так и с фокальным механизмом очага.

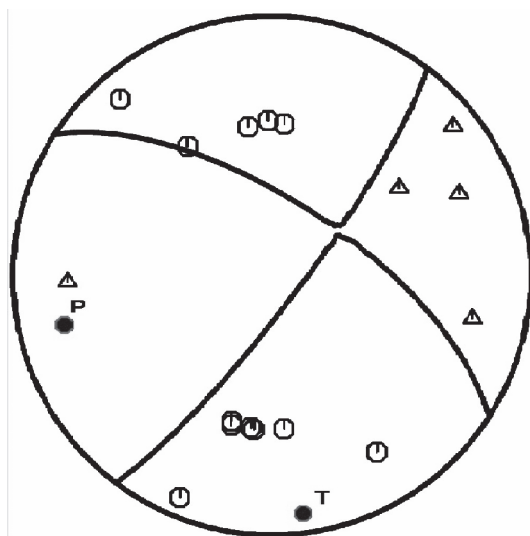


Рис. 2. Стереограмма механизма очага в проекции нижней полусферы. Черный восьмиугольник с буквой Т обозначает ось напряжения растяжения, с буквой Р – ось напряжения сжатия. Белые восьмиугольники обозначают станции с наблюдаемыми волнами сжатия, треугольники обозначают станции с наблюдаемыми волнами разряжения

Вторичные вступления Р волн

Анализ вторичных фаз проведен на основе сравнения реальных сейсмограмм с синтетическими сейсмограммами и теоретическими редуцированными годографами прямой, преломленной на границе в верхней мантии и отраженных волн (рисунки 3 и 4). Синтетические сейсмограммы построены с использованием подхода Каньяра и де Хоопа [Аки, Ричардс, 1983] и учетом механизма очага с помощью пакета программ «Компьютерные программы в сейсмологии» [Herrmann, 2013]. По оси ординат на рисунках 3, 4 отложено редуцированное время пробега с редукцией на 8 км/с, что соответствует скорости под поверхностью Мохо на глубине 44 км в модели [Janik et al., 2009] (табл. 1). Такая редукция часто применяется в работах, посвященных Фенноскандии, например, в [Yliniemi et al., 2004] и является эффективной при анализе вторичных фаз на расстояниях 50–1000 км. Теоретический годограф преломленной волны имеет кажущуюся скорость 8,4 км/с (для прямой волны кажущаяся скорость равна 6,6 км/с). Как видно из рисунков 3, 4, годографы отраженных волн на данных расстояниях близки к прямолинейным с кажущимися скоростями в диапазоне 6,7–7,1 км/с.

Согласно теоретическим расчетам (рис. 3, нижний прямоугольник) для представленного двадцатисекундного временного интервала при 200 км $<\Delta < 380$ км максимум выделившейся сейсмической энергии чаще всего соответствует времени прихода отраженных волн: PmP и других. Мы оценили отношение глобального максимума огибающей на рассматриваемом двадцатисекундном интервале к локальному максимуму, соответствующему первому вступлению. Обозначим это отношение Мг/Мл. Результаты измерений представлены в табл. 4.

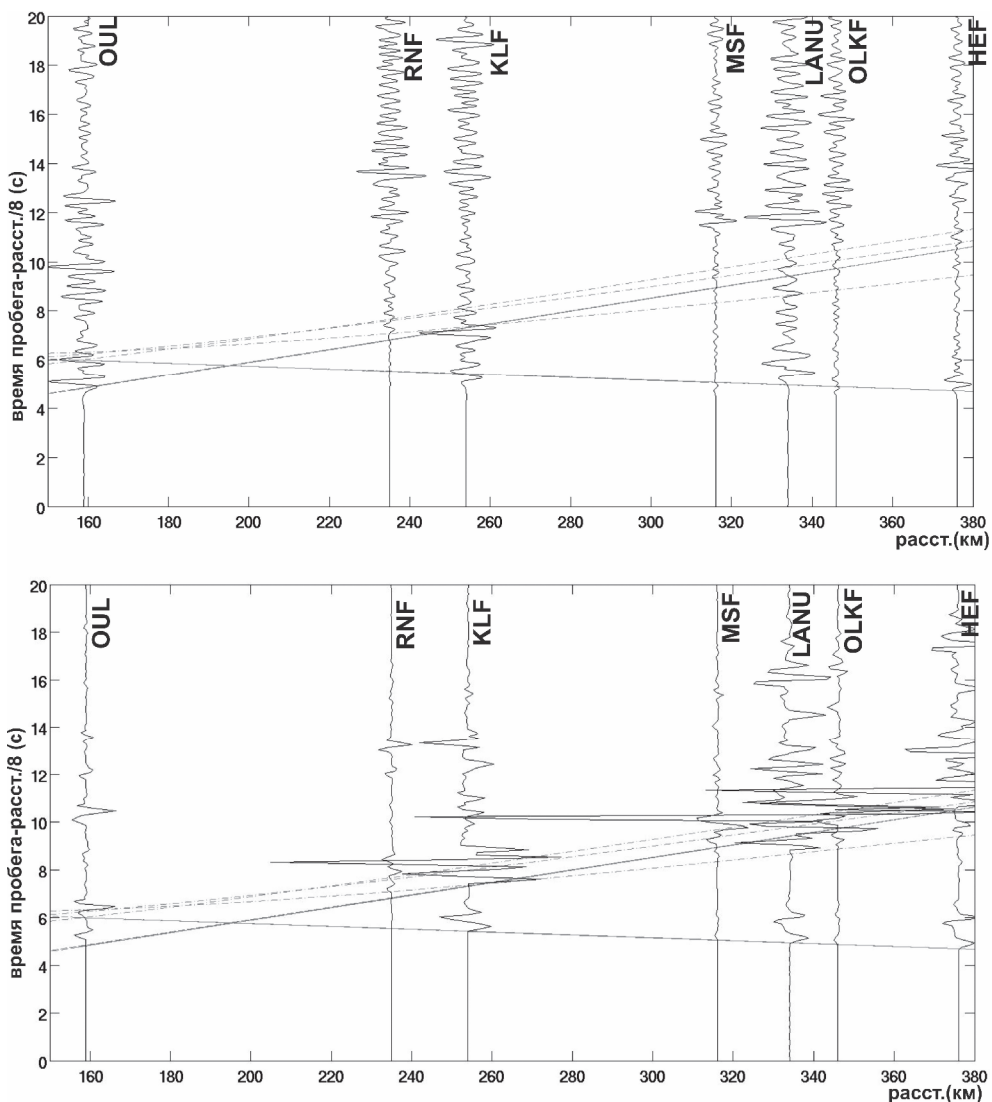


Рис. 3. Монтаж реальных (верхний прямоугольник) и синтетических (нижний прямоугольник) сейсмограмм (вертикальная компонента) для станций, расположенных в северной части Балтийского щита. Сейсмограммы масштабированы на максимальную амплитуду на всей записи. Сплошные прямые линии – годографы прямой и преломленной на границе в верхней мантии волн, пунктирные линии – годографы отраженных волн для модели из табл. 1.

Для реальных сейсмограмм проведена полосовая фильтрация 1–3 Гц

Для северной части Балтийского щита на реальных сейсмограммах амплитуда колебаний возрастает незначительно, после первого вступления (рис. 3). Экспериментальное значение Мг/Мл всегда ниже теоретического (табл. 4). Увеличение амплитуды на реальных записях наблюдается на ~1 секунду позже, чем теоретически рассчитанное время прихода отраженных волн. Построение вспаграмм

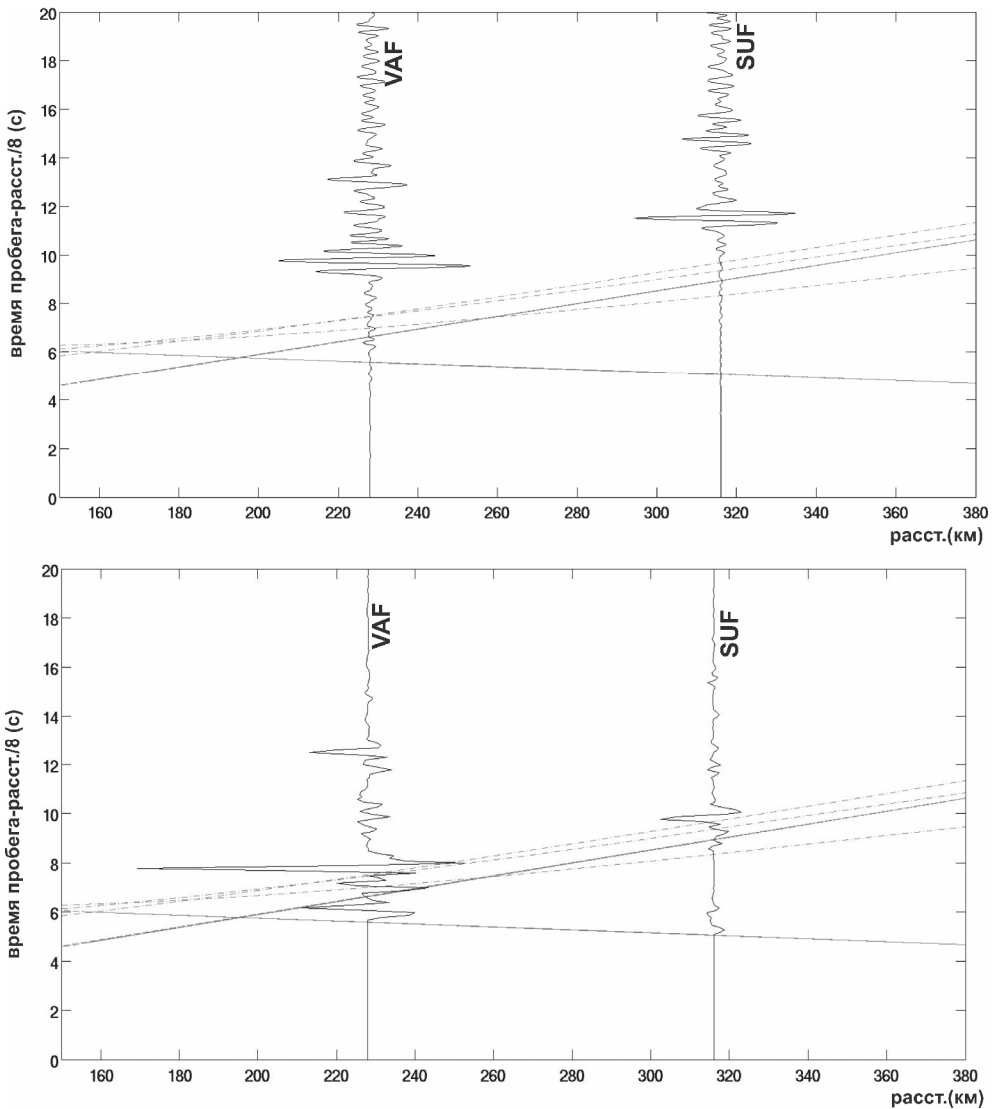


Рис. 4. Монтаж реальных (верхний прямоугольник) и синтетических (нижний прямоугольник) сейсмограмм (вертикальная компонента) для станций, расположенных в южной части Балтийского щита. Остальное описание, как и для рис. 3

для сейсмической группы ARCESS ($\Delta = 513$ км) показывает, что существует вступление с кажущейся скоростью 7,0 км/с через 13 сек после первого вступления, которое возможно связано с отраженной волной. Согласно теоретическим расчетам для $\Delta = 513$ км максимальная разница между преломленной Р волной и отраженной равна 11 сек. На реальных сейсмограммах станций, расположенных в южной части Балтийского щита (рис. 4), четкие максимумы сейсмической энергии присутствуют, экспериментальное Мг/Мл всегда больше теоретического в 3–10 раз (табл. 4), что связано со свойствами отражающей границы и со слабым

Таблица 4.

Отношение (Мг/Мл) глобального максимума огибающей к локальному максимуму, соответствующему первому вступлению, для $\Delta/8 < t < \Delta/8 + 20$ (t -время пробега), полученные по синтетическим и реальным сейсмограммам. Для реальных сейсмограмм проведена полосовая фильтрация 1–3 Гц

	Северная часть Балтийского щита (БЩ)				Южная часть БЩ	
Код станции Эпиц. Расст.	MSF $\Delta = 316$ км	LANU $\Delta = 334$ км	OLKF $\Delta = 346$ км	HEF $\Delta = 376$ км	VAF $\Delta = 228$ км	SUF $\Delta = 316$ км
Теория	15	17	28	23	20	5
Эксперимент	9	2	5	1,4	71	52

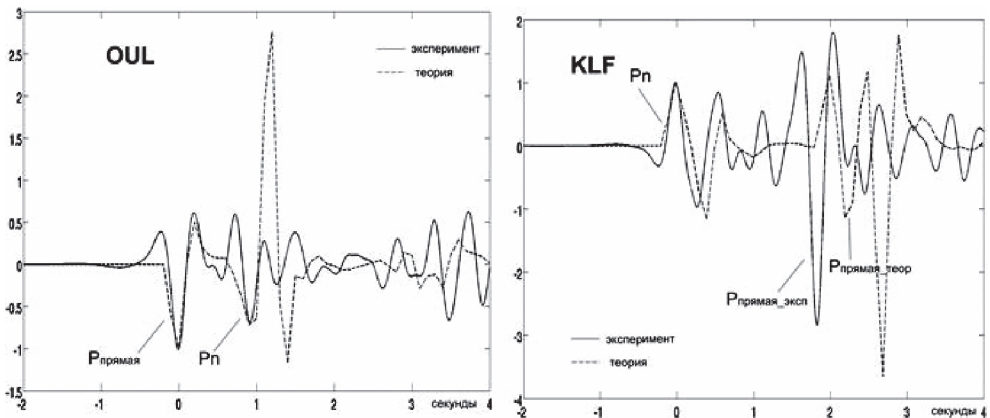


Рис. 5. Сравнение реальных и синтетических сейсмограмм для станций OUL и KLF с целью идентификации прямой $P_{\text{прямая}}$ и преломленной P_n волн. Сейсмограммы масштабированы на амплитуду первого вступления и выровнены по времени прихода первого максимума.

Для реальных сейсмограмм проведена полосовая фильтрация 1–3 Гц

первым вступлением. Оценка кажущейся скорости по VAF и SUF дает значение 6,7 км/с, что соответствует нижней границе диапазона кажущихся скоростей отраженных волн для модели из табл. 1. Для станции VAF экспериментальное время вступления возможной отраженной волны на 2,0 сек позже теоретического, а для SUF – на 1,8 сек.

Согласно лучевой теории для землетрясения с глубиной очага 18,6 км на эпицентральных расстояниях $\Delta < 200$ км минимальное время пробега соответствует прямой волне, а для больших Δ минимальное время соответствует волне, преломленной на границе кора-мантия P_n . Для станции OUL и на реальных, и на синтетических сейсмограммах мы видим вступление первой прямой P волны, а затем через 1 сек колебания, связанные с преломленной P_n волной (рисунки 3, 5), и амплитудой на 20% меньшей, чем амплитуда первого вступления. Для станции KLF временной интервал между первой и второй фазами равен 1,7 сек на реальной сейсмограмме и 2,0 сек на теоретической (рис. 5), амплитуда второй фазы в $\sim 2,5$ раза больше по экспериментальным данным, чем по теоретическим.

Выводы

Рассчитанные в работе координаты и глубина очага более надежны, чем предыдущие варианты, из-за использования большего количества станций на региональных расстояниях (табл. 2). Станции KLF (251 км от источника) и OLKF (346 км от источника) для анализа данного события используются впервые. Глубина очага соответствует средней коре, подошве гранитно-метаморфического слоя.

Возможное преобладание сдвиговой составляющей над сбросовой в очаге нетипичны для послеледниковых разломов. С другой стороны, согласно [Steffen et al., 2014] большая крутизна плоскости разлома, полученная в данной работе, свидетельствует о реактивации разлома в период гляциоизостатического выравнивания. Вероятно, как уже было замечено, сейсмогенез на исследуемой территории связан не только с гляциоизостатическим выравниванием, но и с процессами тектогенеза. Рассчитанное направление разлома в первом приближении совпадает с направлением деформации растяжения по данным GPS. Исследование фокального механизма для данного события ранее не проводилось, несмотря на то, что механизм очага землетрясения является одним из важнейших параметров, характеризующих сейсмическое событие.

Выявленный в работе несхожий с теоретическим характер отраженной PmP волны возможно связан со свойствами границы Мохо в исследуемом регионе. Задержка времени вступления отраженных волн на рис. 4 вверху может быть объяснена увеличенной мощностью коры на юге (более 50 км). Результаты эксперимента SVEKALAPKO [Санина, 2003], проводимого в южной Финляндии, подтверждают наличие зоны более глубокого, чем в модели [Janik et al., 2009], залегания границы кора-мантия.

Работа выполнена в рамках госзадания по теме «Создание сейсмологической модели литосферы и глубинного строения древних щитов» (№ 0146-2014-0003).

Литература

- Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология: Теория и методы. М.: Мир, 1983. 360 с.
- Никонов А.А.* Фенноскандия – недооцененная сейсмогенерирующая провинция / Геофизика XXI столетия: 2002 год: Сборник трудов Четвертых геофизических чтений имени В.В. Федьнского. М., 2003.
- Санина И.А.* Метод и результаты исследования литосферы: дисс. на соиск. уч. ст. докт. ф.-м. наук. М.: ИДГ РАН, 2003.
- Janik T., E. Kozlovskaya, P. Heikkinen, J. Yliniemi, and H. Silvennoinen.* (2009). 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 // *J. Geophys. Res.*, 114, B06308, doi:10.1029/2008JB005689.
- Hardebeck J.L., Shearer P.M.* HASH: A FORTRAN Program for Computing Earthquake First-Motion Focal Mechanisms. 2008. V. 1,2. 31 January, 17 p. <http://quake.wr.usgs.gov/research/software/#HASH>, 2008
- Herrmann, R.B.* (2013) Computer programs in seismology: An evolving tool for instruction and research // *Seism. Res. Lettr.* 84, p. 1081-1088, doi:10.1785/0220110096, <http://www.eas.slu.edu/eqc/eqccps.html>
- Gohl K., Pedersen L.B.*, Collisional tectonics of the Baltic Shield in the northern Gulf of Bothnia from seismic data of the BABEL project // *G.J. Int.* 1995. V. 120. P. 209-226.

Korja, A., Kosonen, E. (Eds): Seismotectonic framework and seismic source area models in Fennoscandia, northern Europe // Report S-63. Institute of Seismology, University of Helsinki, 2015. 285 p.

Lahr, J.C. HYPOELLIPSE/Version 2.0: A computer program for determining local earthquake hypocentral parameters, magnitude, and first motion pattern // US Geological Survey Open-File Report. 1989. 89-116, 92 p.

Norbech T., Engsager K., Jivall L., Knudsen O., Koivula H., Lidberg M., Ollikainen M., Weber M. Transformation from a common Nordic reference frame to ETRS89 in Denmark, Finland, Norway, and Sweden – status report / Knudsen P. (Ed.) // Proc. of the NKG General Assembly, May 29–June 2, Copenhagen, Denmark, 2006/ Techn. Report № 1, 2008. DTU Space National Space Institute.

Steffen R., Steffen H., Wu P., Eaton D.W. Stress and fault parameters affecting fault slip magnitude and activation time during a glacial cycle // *Tectonics*. 2014. V. 33. P. 1461–1476.

Yliniemi J., Kozlovskaya E., Hjelt S.-E., Komminaho K., Ushakov A. and SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group. Structure of the crust and uppermost mantle beneath southern Finland revealed by analysis of local events registered by the SVEKALAPKO seismic array // *Tectonophysics*. 2004. V. 394, I. 1–2, 2 December 2004. P. 41–67.

УДК 550.34

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛОМА НА ОСНОВЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ И ДЕФОРМАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В.И. Куликов, Д.В. Павлов

Представлены результаты натуральных сейсмических и деформографических измерений на разломе в подземной выработке шахты КМАруда (г. Губкин, Белгородская обл.). По результатам измерений оценены деформационные характеристики разлома. Полученные данные сопоставлены с результатами измерений на разломах в различных регионах России.

Введение

Решение проблемы влияния сейсмических колебаний от взрывов и землетрясений на механические свойства нарушений сплошности массива горных пород и сейсмичность является одной из важнейших. Хотя факты инициирования динамических событий сейсмическими колебаниями можно считать надежно установленными, механизм влияния слабых динамических импульсов на деформационные процессы пока не ясен.

Судя по выполненным оценкам [Адушкин и др., 2013] сейсмические колебания от техногенных источников могут играть заметную роль в эволюции деформационных процессов на Восточно-Европейской платформе. Еще более значимым, чем для тектонических землетрясений, этот эффект может оказаться для тех участков массивов горных пород, где вероятно возникновение гравитационной неустойчивости, например, на бортах карьеров, склонах, в горных выработках, на напряженных участках инженерных сооружений.

В связи с этим особую актуальность приобретают натурные измерения, позволяющие накопить фактический материал, необходимый для построения моделей. Результаты подобных измерений и будут представлены в этой работе.

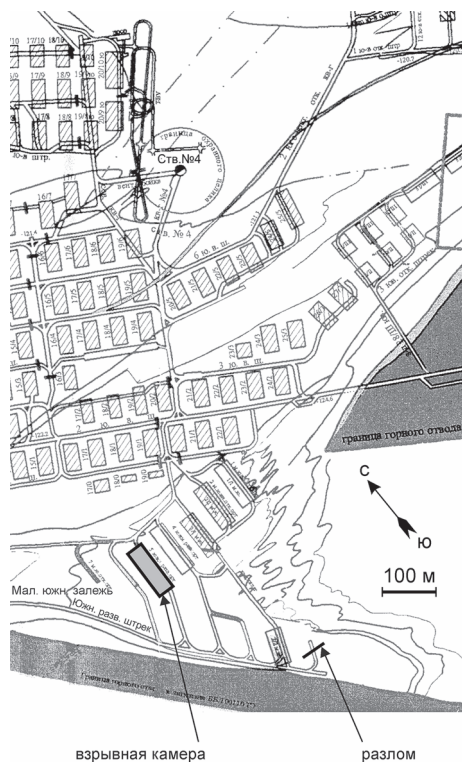


Рис. 1. Схема горизонта – 125 м с обозначением взрывной камеры и разлома, на котором проводились измерения

Результаты измерений

Измерения проводились на разломе в 1-ом Южном разведочном орте, отходящем на север от Южного разведочного штрка шахты КМАруда на горизонте -125 м (глубина 300 м от свободной поверхности). В месте пересечения с ортом разлом представляет собой нарушение сплошности в кварците мощностью 30–50 см, которое отчетливо прослеживается на стенках и кровле выработки и заполнено дробленой породой перемежающейся глинистыми прослоями. Разлом ориентирован с запада на восток по простиранию, угол падения – около 15° на север.

Регистрировалось воздействие сейсмозврывных волн на разлом при проведении массового взрыва на шахте. Расположение разлома и взрывной камеры показано на рис. 1. Общая масса ВВ во взрывной камере составила 5200 кг, эпицентральное расстояние до точки измерений – 340 м. Камера имеет размеры в плане 100×30 м², ее высота (как и вообще всех камер шахты КМАруда) составляет 54 м и определяется уровнями бурового и откаточного горизонтов: -71 м (верхняя граница камеры) и -125 м (нижняя граница камеры) соответственно.

Относительное смещение берегов разлома под действием сейсмозврывной волны измерялось лазерным датчиком перемещения ILD2300-100 (Micro-Epsilon,

Германия) в полосе частот 0–5 кГц с точностью 1 мкм. Лазерный датчик устанавливался на вертикальной стенке поперек разлома для измерения его нормальной деформации на дюралевого штанге длиной 70 см. Один конец штанги двумя анкерными болтами крепился к одному берегу разлома, на другом конце штанги закреплялся датчик. На противоположном берегу разлома, также с помощью анкерного болта, крепилась мишень, от которой отражался лазерный луч (рис. 2).

Ускорение грунта измерялось трехкомпонентными акселерометрами А1638 (ЗАО "Геоакустика", Россия) с полосой рабочих частот 0,2–400 Гц. Два акселерометра были установлены на вертикальной стенке выработки на противоположных берегах разлома, примерно в 3 м от его плоскости. Акселерометры были ориентированы так, что ось Z была перпендикулярна стенке выработки, ось X – вертикально вверх, а ось Y – перпендикулярно плоскости разлома, образуя с Z и X правую тройку. Все датчики были установлены примерно на одной высоте от пола выработки – около 1,5 м. Расположение лазерного датчика и акселерометров на стенке выработки показано на рис. 2.

На рис. 3 показаны начальные фрагменты регистрограмм массовой скорости в волне, прошедшей через разлом (интеграл компоненты ускорения, перпендикулярной плоскости разлома, рис. 3, а) и относительного нормального перемещения берегов разлома (запись лазерного датчика, рис. 3, б). Обращает на себя внимание довольно хорошее совпадение основных фаз колебаний (показаны цифрами 1, 2 и 3), записанных двумя совершенно разными каналами.

Скорость распространения продольной волны в кварците, по результатам предыдущих измерений на шахте КМАруда, составляет $C_p \approx 5000$ м/с. Учитывая, что период первой фазы колебаний, соответствующий продольной волне, равен примерно $T_p \approx 5$ мс, длину волны можно оценить в 25 м, что значительно превышает мощность разлома. Следовательно, для дальнейших оценок взаимодействия волны с разломом можно воспользоваться соотношениями, справедливыми для квазистатического приближения [Костюченко и др., 2002].

На рис. 4 показана полная запись перемещения. Хорошо видно зарегистрированное остаточное смещение $W_r \approx 1,2$ мкм, соответствующее уменьшению мощности разлома (хотя эта величина близка к предельному разрешению датчика).

Обсуждение

Как уже отмечалось выше, в данном случае для оценок деформационных характеристик разлома можно использовать квазистатическое приближение, а именно: нормальное напряжение, действующее на разлом, можно оценить по сейсмограмме массовой скорости в волне, прошедшей через него (рис. 3, а). Поскольку расстояние от взрывной камеры до пункта измерений (340 м) значительно больше базы измерений (6 м), можно воспользоваться известным соотношением для плоской волны [Саваренский, 1972]:

$$\sigma = \rho C_p v,$$

где σ – нормальное напряжение, действующее на разлом, ρ – плотность вмещающей породы (кварцита), v – массовая скорость в продольной волне. В данном случае для оценок брались значения $\rho = 2600$ кг/м³, $C_p = 5000$ м/с.

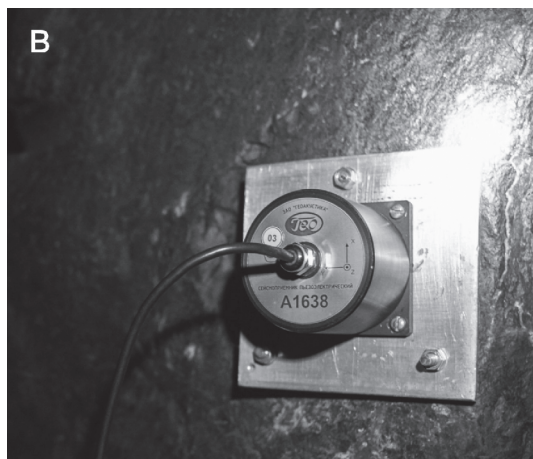


Рис. 2. Расположение датчиков в выработке: а – общий вид измерительной точки; б – лазерный датчик перемещения ILD2300-100; в – акселерометр А1638

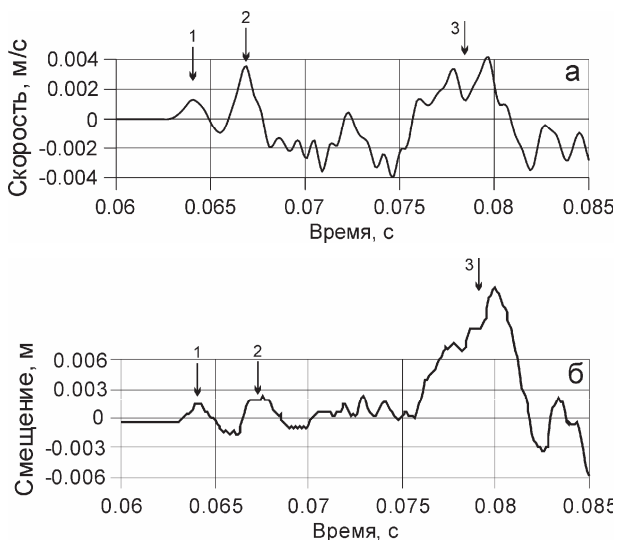


Рис. 3. Начальные фрагменты регистрограмм: а – массовая скорость в волне, прошедшей через разлом (интеграл компоненты ускорения, перпендикулярной плоскости разлома); б – относительное нормальное перемещение берегов разлома (запись лазерного датчика); 1,2 и 3 – соответствующие фазы колебаний

Таким образом, получены регистрограммы нормального напряжения, действующего на разлом, и его нормальной абсолютной деформации. Исключая из них время, получаем диаграмму динамического нагружения разлома, показанную на рис. 5. Для оценки нормальной жесткости разлома нам нужна ветвь нагружения, соответствующая нарастанию первых фаз напряжения и деформации (рис. 3). По наклону ветви нагружения на рис. 5 определяем нормальную жесткость разлома: $k_n = 7,7$ МПа/мм.

Учитывая, что в данном случае довольно четко определяется мощность зоны сместителя разлома (30–50 см), можно оценить и его модуль сжатия: $E \sim 2,3 \div 3,9$ ГПа. Заметим, что, согласно ранее проведенным исследованиям, если нормальные жесткости нарушений сплошности различного ранга могут различаться на несколько порядков, то модули сжатия большинства из них (по крайней мере тех, для которых проведены экспериментальные оценки) лежат в довольно узких пределах: $1 \div 5$ ГПа [Костюченко и др., 2002]. Полученное нами значение как раз и попадает в этот диапазон.

Поскольку, как было показано выше, в данном случае после прохождения волны с максимальной амплитудой 5 мм/с зарегистрирована остаточная нормальная деформация разлома $W_r \sim 1,2$ мкм, интересно сравнить это значение с ранее полученными результатами. На рис. 6 показана зависимость остаточного смещения на нарушении сплошности от амплитуды, воздействовавшей на нее волны, полученная по результатам многочисленных натуральных измерений [Горбунова и др., 2015]. Как видно, значение, зарегистрированное в данной работе, в целом не противоречит ранее полученным результатам, хотя и оказалось самым низким для сравнимых амплитуд скорости в воздействующей волне. Возможно,

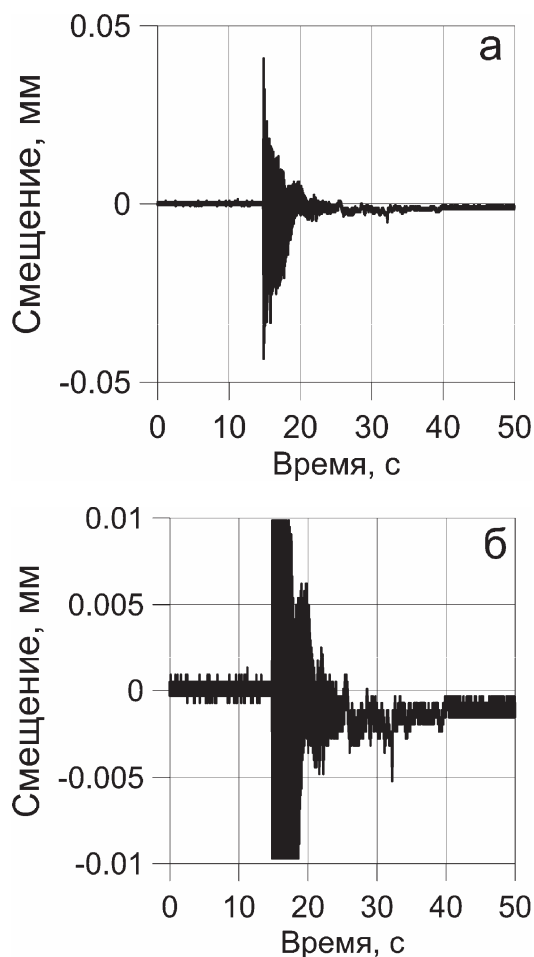


Рис. 4. Полная запись перемещения берегов разлома под действием сейсмозрывной волны: а – общий вид; б – при увеличении масштаба по оси ординат хорошо видна остаточная деформация

это связано с тем, что в данном случае измерения проводились на глубине 300 м от свободной поверхности, в условиях заметных литостатических напряжений (~3 МПа), что могло сказаться на величине остаточных деформаций.

Заключение

Измерения, проведенные в данной работе, дали результаты, в целом, не противоречащие тем, что были получены ранее в различных регионах России. Заметим также, что, в общем-то, небольшое по амплитуде воздействие (5 мм/с) в условиях заметных литостатических напряжений (~3 МПа) привело к образованию, пусть и небольшой, остаточной деформации разлома. Подобные возмущения от массовых взрывов в данном массиве происходят регулярно, по крайней мере, раз

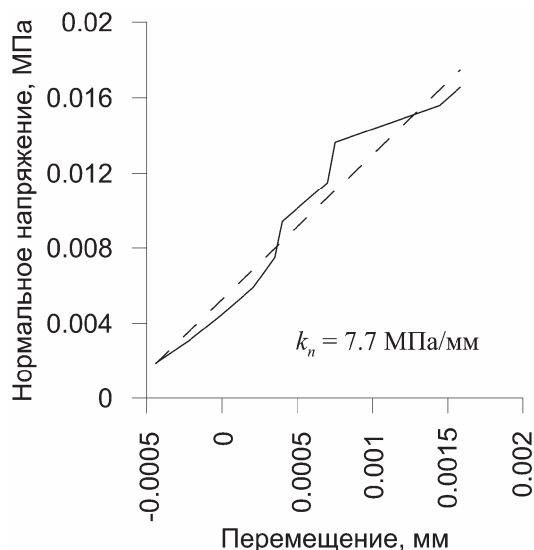


Рис. 5. Ветвь нагрузки динамической диаграммы нормального нагружения разлома

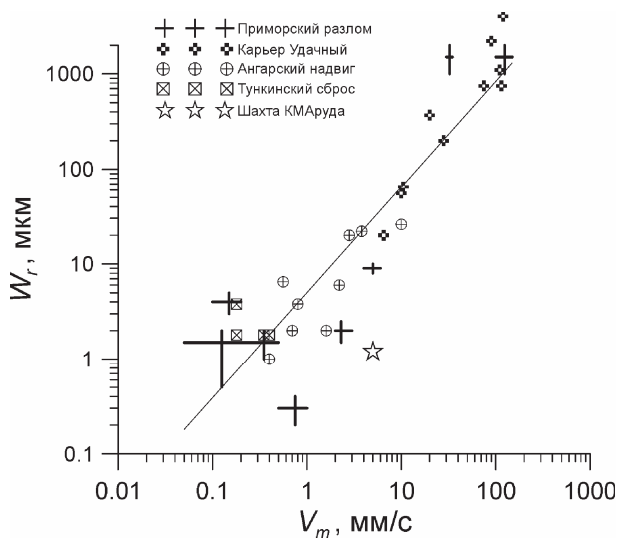


Рис. 6. Остаточная деформация нарушения сплошности W_r от максимальной амплитуды, воздействовавшей на него волны V_m .
Сплошной линией показана зависимость $W_r = 5,02V_m^{1,11}$

в неделю. А учитывая, что при многократных воздействиях малые деформации могут накапливаться [Кочарян и др., 2005], в результате может наблюдаться, например, существенное увеличение трещинной проницаемости массива с накоплением эффекта при длительном воздействии. Изменение количества открытых трещин и увеличение их эффективной проницаемости может привести к мигра-

ции флюидов, вариациям порового давления, а, следовательно, и всей гаммы механических характеристик локального участка массива. Однако для выявления подобных изменений однократного измерения недостаточно, требуется непрерывный ряд долговременных наблюдений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 16-17-00095).

Литература

Адушкин В.В., Санина И.А., Владимирова И.С., Габсатаров Ю.В., Горбунова Э.М., Иванченко Г.Н. Современные геодинамически активные зоны центральной части Восточно-Европейской платформы // ДАН. 2013. Т. 452. № 5. С. 558-561.

Костюченко В.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Деформационные характеристики межблоковых промежутков различного масштаба // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5. № 5. С. 23-42.

Саваренский Е.Ф. Сейсмические волны. М.: Недра, 1972. 296 с.

Горбунова Э.М., Павлов Д.В., Ружич В.В. Изменение свойств массива горных пород под действием сейсмических колебаний // Триггерные эффекты в геосистемах: труды III Всероссийской конференции, Москва, 16-19 июня 2015. М.: ГЕОС, 2015. С. 121-128.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Марков В.К., Марков Д.В., Павлов Д.В. Малые возмущения и напряженно-деформированное состояние земной коры // Физическая мезомеханика. 2005. Т. 8. № 1. С. 23-36.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ СЛАБЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ В УСЛОВИЯХ ВОСТОЧНО-ЕВРОПЕЙСКОЙ ПЛАТФОРМЫ

А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов

В статье рассмотрены основные методы мониторинга слабых сейсмических событий в платформенных условиях и аппаратное оснащение, способное обеспечить требуемый динамический и частотный диапазоны для расчета очаговых параметров источника. Предложена многоуровневая система мониторинга, состоящая из короткопериодного сейсмометра, высокочастотного геофона и акселерометра.

Введение

Сейсмологический мониторинг является общепризнанным инструментом для контроля изменений напряженно-деформированного состояния среды, геодинамической ситуации и выявления на ранних стадиях развития опасных тенденций. Источники слабых сейсмических событий отличаются большим многообразием. Наиболее крупные события чаще всего связаны с существованием в горном массиве зон тектонических нарушений. Эти микроземлетрясения зачастую происходят на значительном расстоянии от участков ведения работ и могут инициироваться перераспределением локальных или региональных напряжений под влиянием существенного вмешательства в породный массив – извлечения большого объема горной породы, закачки или отбора жидкости, возведения крупных ин-

женерных сооружений [Мельников и др., 2002; Опарин и др., 2004; Назаров и др., 2011; Schultz et al., 2014]. Сейсмичность, непосредственно вызванная техногенной деятельностью, обычно связана с концентрацией напряжений вблизи участков ведения горных работ, объектов подземного и наземного строительства, буровых скважин, с локальными вариациями гидрогеологического режима при изменении уровня водохранилищ, интенсивном отборе воды из скважин или ее нагнетании в горный массив. Эти события, как правило, имеют меньшую энергию, а их источники могут быть более разнообразны – образование микротрещин и подвижки по существующим трещинам, обрушения кровли подземных выработок либо карстовых полостей, хрупкое разрушение целиков горной породы, динамические явления в выработках (горные удары) и т. д. [Мельников и др., 2002; Маловичко и др., 2010]. Микросейсмический мониторинг активных разломных зон позволяет в короткие сроки оценить сейсмическую обстановку района исследования. Для накопления представительной статистики возникновения сейсмических эндогенных событий в платформенных условиях требуется больше времени, при этом графики повторяемости, построенные на основе данных микросейсмического мониторинга, хорошо коррелируют с соответствующими зависимостями, полученными в ходе многолетних региональных наблюдений [Бутырин, 2012; Hage, Joswig, 2009]. Для "естественных" микросейсмических событий и событий, носящих наведенный характер, отмечаются различия в наклоне графика повторяемости [Saari, 1999; Wessels et al., 2011]. Исследование данных регистрации микросейсмического мониторинга позволяет определить диапазон расстояний, на котором сейсмическое событие может быть зарегистрировано. С увеличением расстояния от источника зарегистрировать слабые события сложнее из-за сильного поглощения высокочастотной части сигнала. Полученные зависимости для различных районов проведения микросейсмического мониторинга удовлетворительно ложатся на общую корреляционную зависимость. Минимальная регистрируемая магнитуда события – расстояние, а ее экстраполяция в область малых расстояний позволяет оценить возможность регистрации более слабых событий [Saari, 1999; Wust-Bloch, Joswig, 2006]. Микросейсмический мониторинг, проводимый в зонах активных разломов, на выработках и шахтах (Германии, Финляндии, Австралии, Намибии, Канаде, Южной Африки) позволяет оценивать очаговые параметры источника [Маловичко и др., 2006; Hage, Joswig, 2009; Gibowicz et al., 1991; Kwaitek et al., 2011; Saari, 1999]. В России в практике наблюдений за слабой сейсмичностью очаговые параметры оцениваются лишь в отдельных случаях [Маловичко и др., 2008; Методы..., 2010]. При этом важным вопросом является определение параметров сейсмических систем мониторинга, которые способны обеспечить требуемый динамический и частотный диапазоны [Saari, 1999].

В относительно спокойных условиях Восточно-Европейской платформы использование малоапертурных групп является удобным аппаратом для мониторинга локальной и региональной сейсмичности. При этом слабые события эндогенной природы с $M < 2$ достаточно редки, а использование одинаковых калибровочных зависимостей для слабой и сильной сейсмичности может приводить к ошибкам в определении магнитуд слабых событий. В данной работе проводится анализ существующих методов сейсмического мониторинга слабых событий, а

также аппаратного оснащения, способного обеспечить требуемый динамический и частотный диапазоны для расчета очаговых параметров источника.

Анализ методов

Обычно для сейсмического мониторинга используется сеть сейсмических станций, равномерно распределённая на площади исследований или охватывающая исследуемый участок. При мониторинге шахтной и наведенной сейсмичности с известной областью локализации очагов измерения проводятся в глубине массива достаточно плотной сетью высокочастотных датчиков, а обработка результатов ведется с использованием специальных алгоритмов [Методы..., 2010; Kwiatek et al., 2011]. При регистрации событий с заранее неизвестным расположением очага реализовать столь же плотную сеть невозможно. На помощь приходят методы группирования сейсмических датчиков.

Методы группирования для регистрации, локации и идентификации слабых событий стали широко использоваться в конце 50-х годов прошлого века после подписания Женевского соглашения об ограничении ядерных испытаний. С 60-х годов прошлого века сейсмическое группирование развивается как новый способ сейсмического мониторинга, который помогает повысить соотношение сигнал/шум и улучшить качество определения типа сигналов. Мировая практика использования групп с большой апертурой продемонстрировала их малую рентабельность, поскольку полученные данные показали, что пространственная когерентность сейсмических сигналов быстро разрушается с увеличением апертуры группы и расстояния между датчиками: после достижения некоторого размера возникает не улучшение, а наоборот ухудшение отношения сигнал/шум. Широкое распространение получили и показали свою состоятельность малоапертурные группы с линейными размерами расстановки, не превышающими нескольких километров, что позволило пренебречь искажениями сигнала, возникающими из-за неоднородности земной поверхности.

Сейсмическая группа с треугольной конфигурацией была организована для регистрации локальной и региональной сейсмичности в сейсмоактивной области Греции. Геометрия станции позволила выделять события в диапазоне эпицентральных расстояний 40–600 км [Pirli et al., 2004]. Наблюдения на группах схожей конфигурации проводились в Чехии вблизи разломной зоны Хронов-Порици за микросейсмическими событиями с магнитудами $M > 0,3$ [Malek et al., 2008]. Аналогичная сейсмическая группа с расстоянием была запущена в 2007 г. вблизи станции НКС для мониторинга слабых сейсмических событий, начиная с магнитуды $-1,5$ [Malek et al., 2009], а размещение временной малоапертурной группы в 2008–2009 гг. продемонстрировало преимущества регистрации слабой сейсмичности в диапазоне магнитуд $-1,2 \dots 2,7$ по сравнению с возможностями регистрации региональной сети ($M > 0,0$) [Hiemer et al., 2011]. Группа исследователей из Германии разработала систему наносейсмического мониторинга, которая на базе группирования сейсмических станций позволяет регистрировать события с магнитудой -3 на эпицентральных расстояниях 10 м – 10 км [Sick et al., 2012]. На территории России также эффективно используются локальные мониторинговые системы сейсмоконтроля, например, на Верхнекамском месторождении калий-

ных солей. Комплексная регистрация данных региональной сейсмостанции и шахтной сейсмической сети увеличивает достоверность локации и обеспечивает надежную регистрацию сейсмических событий в диапазоне магнитуд: $-2,0 < M < 5,0$ [Бутырин, 2012; Шулаков, 2011].

При определении магнитуды землетрясения на практике обычно используют соотношения типа

$$m_b = \zeta \lg(A/T) + Q(\Delta, h) - \alpha, \quad (1)$$

где A – амплитуда максимального колебания в объемной волне, нм; T – период максимального колебания, с; $Q(\Delta, h)$ – калибровочная функция; Δ – эпицентральное расстояние; h – фокальная глубина, км; α – станционная поправка. Коэффициент ζ чаще всего принимают равным 1. Значения магнитуды m_b , определенной стандартными методами, сопоставлялись с теоретическими значениями магнитуды, рассчитанной по модели Дж. Брюна [Madariaga, 2010]. Эта модель описывает характеристики сигнала, излучаемого при внезапном высвобождении сдвигового напряжения на круговой поверхности в упругом изотропном пространстве, и в этом случае угловая частота источника f_0 и величина сейсмического момента M_0 связаны следующим соотношением [Беседина и др., 2013]

$$f_0 = 67,27 \cdot C_s M_0^{-0,33}. \quad (3)$$

Для связи сейсмического момента M_0 и моментной магнитуды M_w использовалось соотношение [Аки, Ричардс, 1983]:

$$M_w = 2/3(\lg M_0 - 9,1). \quad (4)$$

Согласно модели Дж. Брюна по данным амплитуды радиальной скорости и параметрам среды решалась обратная задача и оценивалась магнитуда сейсмического события. В этом случае спектр скорости смещения грунта на расстоянии R от источника записывается как

$$\dot{Q}(s) = \frac{1}{\Psi^2 \Phi 4\pi\rho C_s^3 R} \frac{M_0 \omega_0^2 s}{(s + \omega_0)^2}, \quad (5)$$

а эпюра скорости смещения грунта

$$\dot{Q}(t) = \frac{M_0 \omega_0^2}{\Psi^2 \Phi 4\pi\rho C_s^3 R} [1 - \omega_0 t] e^{-\omega_0 t} \text{ при } t > 0. \quad (6)$$

Здесь s – комплексная переменная при преобразовании Лапласа; $\omega_0 = 2\pi f_0$ – круговая частота; Ψ – коэффициент, учитывающий направленность излучения; Φ – коэффициент, определяемый углом выхода луча на свободную поверхность; ρ – плотность; C_s – скорость поперечных волн; R – расстояние от источника до точки наблюдения; остальные обозначения, используемые в формулах (5) и (6), введены выше. В нашем случае полагали, что среднее значение коэффициента направленности излучения для поперечных волн $\Psi = 0,63$ [Haskell, 1964], коэффициент, учитывающий угол выхода луча на свободную поверхность, $\Phi = 0,5$, плотность среды $\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$. Для сдвиговой модели очага магнитуда рассчитывалась по максимальному значению эпюры скорости в предположении, что величиной амплитуды P -волны можно пренебречь по сравнению с амплитудой S -волны. Скорость

распространения поперечной волны выбиралась с учетом скоростного разреза территории геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево» ИДГ РАН [Горбунова, 2007; Отчет..., 2001]. Добротность среды полагали равной 40, для более глубоких слоев – 60 [Chong, Ni, 2009].

Экспериментальные данные

На территории ГФО «Михнево» ведется постоянный сейсмический мониторинг малоапертурной сейсмической антенной (МСА) круговой конфигурации, оборудованной короткопериодными датчиками СМ-3КВ [Санина и др., 2008]. Также проводилась обработка сейсмических событий, записанных малоапертурной группой «Монаково», расположенной в окрестности села Чудь Навашинского района Нижегородской области [Кишкина и др., 2012], оборудованной сейсмометрами СМ-3КВ и широкополосными трехкомпонентными сейсмометрами REFTEK-151-30. В обоих случаях регистрация ведется на 24-канальную АЦП с частотой оцифровки записи 200 Гц, чувствительность датчика СМ-3КВ $7,45 \cdot 10^{-6}$ (мкм/с)/отсчет (частотный диапазон регистрации измерительного канала с учетом фильтра низких частот составляет 0,5–40 Гц), чувствительность REFTEK-151-30 – 0,790 (нм/с)/отсчет, (частотный диапазон 0,033–40 Гц). Для анализа результатов мониторинга слабых событий были выбраны данные за 2012 г. для станции «Михнево» (табл. 1) и 2012–2013 гг. для станции «Монаково» (табл. 2). В табл. 1 и табл. 2 представлены дата и время зарегистрированных слабых событий, их эпицентральные расстояния R , магнитуда m_b , определенная стандартными методами, и максимальная измеренная скорость колебаний V_{\max} .

Таблица 1

Дата	Время	R , м	m_b	V_{\max} , мкм/с	C_s , м/с	Q	M_{Brune}	f_{Brune} , Гц
18.10.2012		100	-3,3	0,3444	500	40	-3,9	2846
09.10.2012	02:02:46.7	200	-2,42	1,6158	600	40	-2,8	975
31.10.2012	00:10:52.1	300	-2	0,3921	800	40	-2,8	1300
08.05.2012	00:56:15.5	400	-1,9	0,3551	800	40	-2,6	1035
07.05.2012	03:53:44.8	500	-1,8	0,5923	1500	40	-2,0	980
21.04.2012	12:04:36.9	600	-1,4	0,2919	1500	40	-2,1	1100
12.01.2012	16:17:44.8	1000	-1,8	0,1632	1500	40	-1,8	780
30.01.2012	04:17:07.8	1300	-1,3	0,2708	1800	40	-1,4	593
12.01.2012	23:17:51.2	1700	-1	0,1709	2000	40	-1,3	590
25.08.2012	11:33:04.7	2700	-0,7	0,0651	2000	40	-1,2	525
23.09.2012	23:21:01.7	3900	-0,4	0,1058	2200	40	-0,7	326
25.01.2012	02:15:14.9	7200	-0,3	0,1024	2200	60	-0,4	232

Таблица 2

Дата	Время	R , км	m_b	V_{\max} , МКМ/с	C_s , м/с	Q	M_{Brune}	f_{Brune} , Гц
04.08.2012	04:35:11.1	6,9	0,87	2,22	1100	50	0,39	47
20.08.2012	15:56:27.3	4,6	0,7	1,86	1600	50	0,11	94
27.05.2013	00:54:33.8	2,5	-0,12	1	1200	50	-0,7	178
27.05.2013	00:55:44.1	2,5	-0,41	1,13	1200	50	-0,7	178
17.06.2013		2,7	-0,04	1,83	1200	50	-0,4	126
16.07.2013	00:52:58.7	15	1,5	0,73	2700	50	1	58

Полученные результаты

При проведении сейсмического мониторинга использование одинаковых калибровочных зависимостей для слабой и сильной сейсмичности может приводить к ошибкам в определении магнитуд слабых событий. Для определения возможной погрешности, возникающей при определении магнитуд слабых событий, использовались значения, полученные стандартными методами по данным регистрации МСА «Михнево» и «Монаково». Данные группы расположены на Восточно-Европейской платформе и основное количество зарегистрированных событий является промышленными взрывами [Черных, 2011].

Для построения локальной шкалы магнитуд для станции «Михнево» использовалась зависимость вида (1). Для оценки калибровочной функций $Q(\Delta, h)$ и коэффициентов ζ и α рассматривали события, зарегистрированные группой «Михнево», магнитуды m_b и M_L для которых известны по каталогам других станций. Значения магнитуд m_b и M_L землетрясений находятся в диапазоне от 3,2 до 5,0, взрывов – от 1,5 до 3,6 [Черных, 2011]. Полученная зависимость для определения магнитуд по объемным волнам для станции "Михнево" имеет вид:

$$m_b = 2\lg(A/T) + 2\lg(R/111,13). \quad (7)$$

Для группы «Монаково» константы и калибровочная зависимость определялись аналогичным образом, что позволило получить соотношение:

$$m_b = 2\lg(A/T) + 0,8\lg(R/111,13) - 0,5. \quad (8)$$

Значения магнитуд, определенные по этим зависимостям, сопоставлялись с магнитудами, рассчитанными по модели Брюна. Однако сдвиговая модель очага в ряде случаев оказывается малоприменимой для интерпретации записей слабых сейсмических событий, например, для экзогенных событий со сложной формой сигнала и отсутствием четких вступлений продольных и поперечных волн [Маловичко и др., 2010]. Поэтому для наших целей мы рассматривали сигналы эндогенной природы.

Результаты сравнения магнитуды, определенной по группе, и магнитуды, рассчитанной аналитически, для событий, зарегистрированных МСА «Михнево», с эпицентрными расстояниями 100–7200 м и магнитудами от -3,3 до -0,3, приведены на рис. 1. Для событий, зарегистрированных на МСА «Монаково» по-

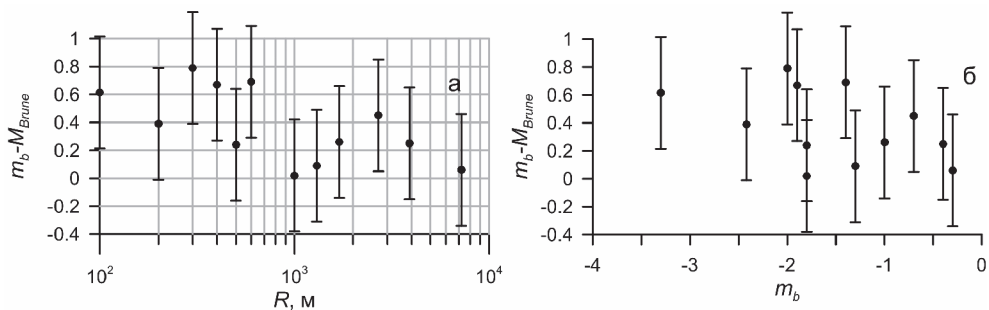


Рис. 1. Зависимости от расстояния разности магнитуды m_b , определенной по соотношению (7), и магнитуды M_{Brune} , рассчитанной по модели Брюна, для событий из табл. 1, зарегистрированных МСА «Михнево», от эпицентрального расстояния (а) и от значения магнитуды m_b (б)

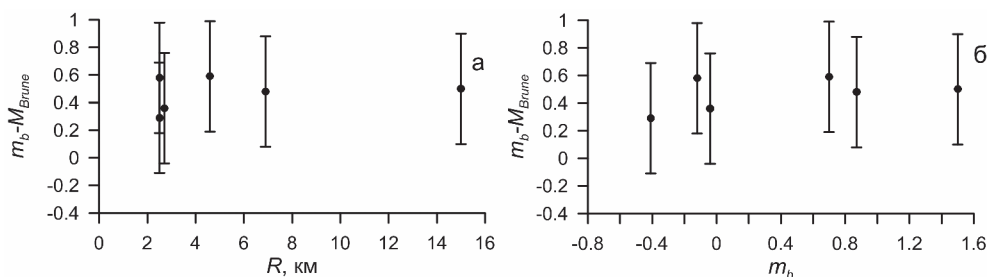


Рис. 2. Зависимости разности магнитуды m_b , определенной по соотношению (8), и магнитуды M_{Brune} , рассчитанной по модели Брюна, для событий из табл. 2, зарегистрированных МСА «Монаково», от эпицентрального расстояния (а) и от значения магнитуды m_b (б)

строены аналогичные зависимости на рис. 2. В выборку вошли эндогенные события с m_b от -0,41 до 1,5 и эпицентральными расстояниями 2,5–15 км (табл. 2). Разброс значений разницы магнитуд $m_b - M_{Brune}$ для событий, зарегистрированных в «Михнево» и «Монаково» лежит в широком диапазоне от -0,4 до 1. На расстояниях от источника меньше 1 км отмечается более завышенное значение магнитуды, определенной по группе. Такие отклонения в определении магнитуд могут приводить к значительным ошибкам при оценке размера активизирующихся трещин. Погрешность $\pm 0,5$ единицы магнитудной шкалы ведет к ошибке определения размера очага в 2 раза.

Обсуждение результатов

Завышенные значения магнитуд при мониторинге слабой сейсмичности могут возникать из-за того, что коэффициенты ζ и a , и калибровочная функция $Q(\Delta, h)$ в зависимостях (7)–(8) определяются для событий с магнитудой больше 1,5. Разброс значений для групп «Михнево» и «Монаково» (рисунки 1, 2) может возникать

катель из-за отличий в геологическом строении подстилающего массива, а также разных коэффициентов в калибровочной функции $Q(\Delta, h)$.

Сдвиговая модель очага занимает доминирующее положение, однако в ряде случаев наблюдается несоответствие характеристик наблюдаемой диаграммы излучения и оценок параметров очага, например, завышенные размеры трещин [Маловичко и др., 2004]. Более универсальным является способ параметризации сейсмического источника с помощью тензора сейсмического момента, который отражает пространственную геометрию неупругой деформации в очаге [Методы..., 2010]. В силу этого для описания характеристик очага сейсмического события надо учитывать как квазистатические (сейсмический момент, как следствие – моментная магнитуда, характерный радиус очага), так и динамические параметры (сейсмическая энергия, которая определяется динамикой разрыва).

Согласно модели Брюна угловая частота источника f_0 для событий, зарегистрированных станцией «Монаково» составляет 50–180 Гц, для «Михнево» – 230–2850 Гц. При регистрации событий малых магнитуд критическим параметром оказывается верхняя граница f_M полосы пропускания аппаратуры. Для того чтобы недооценка значения сейсмической энергии не превышала 10%, необходимо выполнение соотношения $f_M > 10 f_0$, а при $f_M = 2 f_0$, рассчитанная величина сейсмической энергии составляет около половины истинного значения [Ide, Beroza, 2001]. Таким образом, для достоверного определения сейсмической энергии и очаговых параметров на исследуемых территориях надо обеспечить регистрацию событий с угловой частотой источника 100–1000 Гц ÷ 360–1800 Гц («Монаково») и 460–2300 Гц ÷ 5,7–28,5 кГц («Михнево»). Регистрация таких высокочастотных событий лежит за пределами регистрации малоапертурных групп со стандартным оснащением.

На основе приведенных данных говорить о статистических значимых результатах не имеет смысла в силу малого объема исходной выборки. Однако исследование в комплексе как магнитудных оценок и их возможных ошибок, так и критерия достоверности обнаружения слабых событий указывает на неэффективность стандартных методов мониторинга (созданных для мониторинга локальной и региональной сейсмичности) для регистрации слабых событий. Проверка данного предположения на практике требует длительного времени, чтобы накопить необходимую базу данных, поскольку эндогенные слабые события происходят довольно редко в платформенных условиях. Для надежной и достоверной регистрации слабых сейсмических событий на территории ВЕП предлагается установить многоуровневую систему мониторинга, состоящую из короткопериодного датчика (0,5–50 Гц), высокочастотного геофона (10 Гц – 1 кГц) и акселерометра (более 1 кГц).

Заключение

Для накопления представительной статистики в платформенных условиях необходимо, чтобы система мониторинга была способна регистрировать и идентифицировать слабые сейсмические события. Применение малоапертурных сейсмических групп позволяет говорить об обнаружении событий с магнитудой меньше 1. Для надежной и достоверной оценки очаговых параметров таких со-

бытий требуется установить многоуровневую систему мониторинга, состоящую из короткопериодного сейсмометра, высокочастотного геофона и акселерометра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-35-00508).

Литература

- Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология: Теория и методы. Т. 1, 2. М.: Мир, 1983.
- Беседина А.Н., Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г.* Особенности сейсмического мониторинга слабых динамических событий в массиве горных пород // ФТПРПИ. 2013. № 5. С. 20–36.
- Бутырин П.Г.* Разработка многоуровневой системы сейсмологического мониторинга на территории верхнекамского месторождения калийных солей: дисс. канд. физ.-мат. наук: 25.00.16 / Павел Генрихович Бутырин. Пермь: ГИ УрО РАН, 2012. 144 с.
- Горбунова Э.М.* Характеристика инженерно-геологического разреза территории геофизической обсерватории "Михнево" по результатам бурения экспериментальной скважины // Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2007. С. 289–297.
- Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Санина И.А., Волосов С.Г., Иванченко Г.Н., Константиновская Н.Л., Нестеркина М.А., Усольцева О.А.* 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.
- Маловичко А.А., Маловичко Д.А., Дягилев Р.А.* Сейсмологический мониторинг на рудниках Верхнекамского месторождения калийных солей // Горн. журн. 2008. № 10.
- Маловичко Д.А.* Изучение механизмов сейсмических событий в рудниках Верхнекамского месторождения калийных солей: дисс. канд. физ.-мат. наук: 25.00.10 / Дмитрий Алексеевич Маловичко. М.: ИФЗ РАН, 2004. 178 с.
- Маловичко Д.А., Линч Р.Э.* Микросейсмический мониторинг бортов карьеров // Горное Эхо. 2006. № 2 (24). С. 21–30.
- Маловичко Д.А., Кадебская О.И., Шулаков Д.Ю., Бутырин П.Г.* Локальные сейсмологические наблюдения за карстовыми процессами // Физика Земли. 2010. № 1. С. 62–79.
- Мельников Н. Н., Козырев А. А., Панин В. И. и др.* Сейсмичность при горных работах. Апатиты: Изд-во КНЦ РАН, 2002. 325 с.
- Методы и системы сейсмодеформационного мониторинга техногенных землетрясений и горных ударов. Т. 2 / В.Н. Опарин и др.; отв. ред. Н.Н. Мельников. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. (Интеграционные проекты СО РАН; вып. 25).
- Назаров Л.А., Назарова Л.А., Ярославцев А.Ф. и др.* Эволюция полей напряжений и техногенная сейсмичность при отработке месторождений полезных ископаемых // ФТПРПИ. 2011. № 6. С. 6–14.
- Опарин В.Н., Тапсиев А.П., Востриков В.И. и др.* О возможных причинах увеличения сейсмической активности шахтных полей рудников "Октябрьский" и "Таймырский" Норильского месторождения в 2003 г. Ч.1: Сейсмический режим // ФТПРПИ. 2004. № 4. С. 3–22.
- Отчет о научной и научно-организационной деятельности ИДГ РАН в 2012 г. М.: ООО «Графитекс», 2012. 36 с.
- Санина И.А., Волосов С.Г., Черных О.А., Асминг В.Э., Солдатенков А.М., Ризниченко О.Ю.* Синтез и опыт экспериментального применения двухмерной малоапертурной сейсмической антенны "Михнево" // Сейсмические приборы. М.: ИФЗ РАН, 2008. Вып. 44. С. 3–18.
- Шулаков Д.Ю.* Сейсмологический мониторинг геодинамических процессов в пределах верхнекамского месторождения калийных солей: дисс. канд. физ.-мат. наук: 25.00.20 / Шулаков Денис Юрьевич. Пермь: ГИ УрО РАН, 2011. 105 с.
- Черных О.А.* Сейсмический мониторинг Восточно-Европейской платформы с применением малоапертурной группы "Михнево": дисс. канд. физ.-мат. наук: 25.00.10 / Олег Анатольевич Черных. М.: ИДГ РАН, 2011. 103 с.
- Chong J., Ni S.* Near surface velocity and Qs structure of the Quaternary sediment in Bohai basin, China // Earthquake Science. 2009. V. 22. P. 451–458.

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.

Hage M., Joswig M. Microseismic feasibility study: detection of small magnitude events (ML < 0.0) for mapping active faults in the Betic Cordillera (Spain) // *Annals of Geophysics.* 2009. V. 52. N. 2. P. 117–126.

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

Hiemer S., Rössler D., Scherbaum F. Monitoring the West Bohemian Earthquake Swarm in 2008/2009 by a Temporary Small-Aperture Seismic Array // *Journal of Seismology.* 2012. Doi: 10.1007/s10950-011-9256-5.

Ide S., Beroza G. Does apparent stress vary with earthquake size? // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. N. 17. P. 3349–3352.

Kwiatak G., Plenkens K., Dresen G. Jaguar research group Source parameters of picoseismicity recorded at mponeng deep gold mine, South Africa: implications for scaling relations // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 2011. V. 101. №. 6. P. 2592–2608.

Madariaga R. Earthquake scaling laws // *Extreme Environmental Events: Complexity in Forecasting and Early Warning.* Robert A. Meyers ed. Springer. 2010. P. 364–381.

Málek J., Brož M., Stejskal V., Štrunc J. Local seismicity at the Hronov-Poříčí fault (Eastern Bohemia) // *Acta Geodyn. Geomater.* 2008. №5. P. 171–175.

Málek J., Brož M., Stejskal V., Štrunc J. Small-aperture seismic arrays: instruments and detectability // *Advanced Industrial Microseismic Monitoring AIM, Prague, 2009.*

Pirli M., Voulgaris N., Alexopoulos J., Makropoulos K. Installation and preliminary results from a small aperture seismic array in Tripoli, Greece // *Bul. Geol. Soc. Greece.* 2004. V. XXXVI. P. 1499–1508.

Saari J. An overview of possible applications of microearthquake monitoring at the repository site of spent nuclear fuel in Finland // *POSIVA – Working report.* 1999. P. 99–64.

Schultz R., Stern V., Gu Y.J. An investigation of seismicity clustered near the Cordell Field, west central Alberta, and its relation to a nearby disposal well // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* 2014. V. 119. P. 3410–3423. Doi:10.1002/2013JB010836.

Sick B., Walter M., Joswig M. Visual Event Screening of Continuous Seismic Data by Supersograms. *Recent Advances in Nuclear Explosion Monitoring Vol. 2* // *PAGEOPH.* 2012. Doi:10.1007/s00024-012-0618-x.

Wessels S.A., De La Pena A., Kratz M., Williams-Stroud S., Jbeili T. Identifying faults and fractures in unconventional reservoirs through microseismic monitoring // *First Break.* 2011. V. 29 (7). P. 99–104.

Wust-Bloch G.H., Joswig M. Pre-collapse identification of sinkholes in unconsolidated media at the Dead Sea area by “nanoseismic monitoring” (graphical jackknife-location of weak sources by few, low-SNR records) // *Geophys. J. Int.* 2006. V. 167. P. 1220–1232.

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ИНИЦИИРОВАНИЯ СЕЙСМИЧЕСКОГО СОБЫТИЯ УДАЛЕННЫМ ДИНАМИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

Е.А. Виноградов

Нами предлагается к рассмотрению возможный феноменологический механизм изменения режима деформирования межблокового контакта в результате прохождения сейсмических волн от удаленных событий. Работа преимущественно базируется на опубликованных в российской и зарубежной литературе материалах по накоплению слабых деформаций и изменению проницаемости контакта в результате сдвиговой деформации среды. Кратко приводятся результаты экспериментального исследования вариаций проницаемости контакта в результате дилатансии. Предлагаемый механизм может служить одним из возможных объяснений отложенной триггерной инициации сейсмических событий на разломах, окружающих очаг крупных землетрясений.

Введение

В последние годы внимание многих исследователей в области изучения тектонических процессов и механизмов в очагах землетрясений обращено на различные режимы деформирования на межблоковых контактах. Помимо хорошо известных быстрых подвижек, то есть землетрясений, и квазистабильного асейсмического скольжения, по которому также накоплен значительный наблюдательный материал, в настоящее время ученые выделяют новые, переходные режимы, такие как «низкочастотные землетрясения», «очень низкочастотные землетрясения», «явления медленного скольжения». В работе [Peng, Gombert, 2010] авторы делают предположение, что разноскоростные явления скольжения по разлому образуют континуум, и конкретный механизм реализации того или иного режима деформирования определяется не только напряженно-деформированным состоянием массива, но и структурными характеристиками самого разлома. Экспериментально было установлено, что скорость деформирования контакта существенно зависит от его материала-заполнителя [Кочарян и др., 2013; 2015]. В частности, в работе [Кочарян, Остапчук, 2015] показано, что существенное влияние на режим деформирования может оказывать присутствие жидкости в контакте, причем даже незначительное ее количество способно увеличивать скорость подвижки по контакту на порядки. В работах [Leclere et al., 2016; Proctor, Hirth, 2015] приводятся свидетельства того, что поровое давление флюида в разломе может влиять на его жесткость и, как следствие, на режим скольжения.

В данной работе на основании анализа описанных в мировой литературе результатов лабораторных и численных экспериментов предлагается возможный механизм изменения деформационного режима разлома в результате воздействия волн удаленного землетрясения и вызванного им притока жидкости в разлом. Предложенный механизм представляется важным для понимания природы инициации сейсмических событий, в том числе в областях, ранее считавшихся асейсмичными.

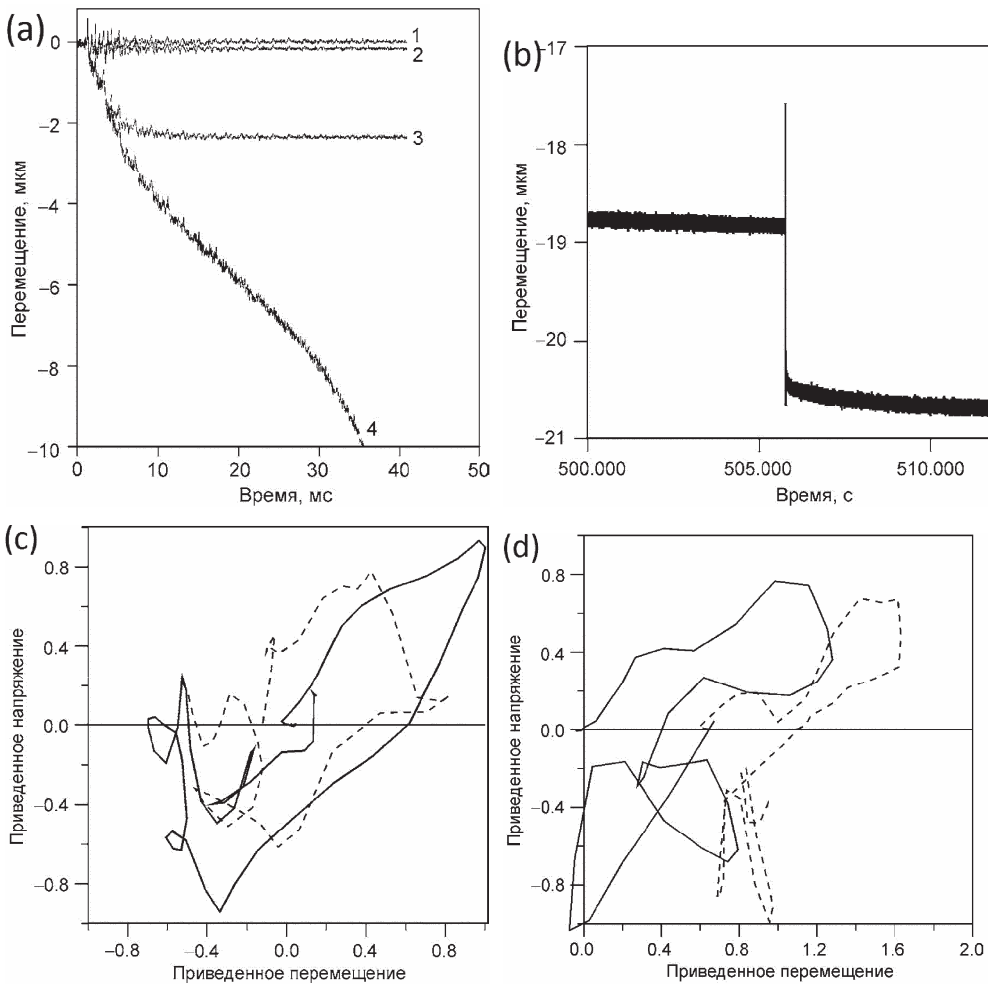


Рис. 1. Результаты эксперимента по накоплению межблоковых деформаций (приводится по [Кочарян и др., 2004]). a, b – эпюры межблоковых колебаний, зарегистрированные в опытах. (1) $\tau_S / \tau_{p0} = 0$; (2) $\tau_S / \tau_{p0} = 0,05$; (3) $\tau_S / \tau_{p0} = 0,5$; (4) $\tau_S / \tau_{p0} = 0,99$. c, d – экспериментальные зависимости напряжение-межблоковое перемещение.

(c) – $\tau_S / \tau_{p0} = 0$; (d) – $\tau_S / \tau_{p0} = 0,5$.

Сплошная линия – первый цикл динамической нагрузки, пунктир – второй

Накопление деформаций на контакте в результате динамического воздействия

Рассмотрим межблоковый контакт, находящийся в напряженном состоянии, то есть с высоким нормальным σ_n и сдвиговым τ_S напряжениями. Пусть межблоковое пространство содержит заполнитель с небольшим количеством жидкости, находящейся под давлением p . Тогда выполняется известное соотношение в виде модифицированного закона Кулона-Мора:

$$\tau_c = C + (\sigma_n - p) \cdot f \quad (1),$$

где C – сцепление горных пород, f – коэффициент межблокового трения, τ_c – критическое напряжение сдвига, при достижении которого возможно движение по контакту. Реакция контакта, находящегося в напряженном состоянии, на прохождение сейсмических волн существенно зависит от отношения сдвигового и нормального напряжений. При близости сдвиговых напряжений на контакте к критическому значению возможны кратковременные «проскальзывания» по контакту, обусловленные так называемой акустической флюидизацией – вариациями давления акустического поля по отношению к постоянному литостатическому давлению [Melosh, 1979].

В серии работ [Кочарян и др., 2004; 2005; 2006] приведены результаты экспериментальных исследований, в которых удалось показать возможность накопления малых деформаций на разломе. В результате динамического воздействия на межблоковый контакт, находящийся в напряженно-деформированном состоянии, отмечалось смещение по контакту, причем амплитуда смещения зависела от отношения нормального и сдвигового напряжения (рис. 1).

Уже незначительное повышение сдвиговой нагрузки приводит к неупругому смещению блока вдоль основания, тогда как при ее отсутствии остаточных смещений не наблюдается. Вывод подтверждается диаграммами «напряжение-перемещение» двух циклов динамической нагрузки при отсутствии (рис. 1, в) и наличии (рис. 1, г) поля внешних сдвиговых усилий в начальный момент – гистерезисные петли «замкнуты» и «открыты» соответственно.

Авторы предлагают следующий механизм, позволяющий объяснить наблюдаемые явления. При прохождении динамической нагрузки нормальные напряжения возрастают в момент фазы сжатия, а затем снижаются по сравнению с уровнем статических напряжений. Таким образом, в каждый момент времени соотношение τ_S / τ_p меняется и даже может превысить критическое значение $\tau_S / \tau_p = 1$. В момент времени, когда сдвиговые усилия превышают сдвиговую прочность контакта, блок начинает смещаться вдоль его плоскости. Чем ближе начальное значение τ_S / τ_{p0} к единице, тем более длительными становятся интервалы проскальзывания в ходе каждого цикла колебаний и тем больше интегральное смещение.

Интегральная сдвиговая деформация в результате прохождения n циклов колебаний в заданной постановке эксперимента:

$$\gamma_n = \frac{\Delta_n}{W} \sim 0,1\alpha n \left(\frac{V_m}{C_s} \cdot 10^5 \right)^{1,8} \quad (2)$$

где Δ_n – остаточное перемещение после n циклов, W – апертура контакта, V_m – максимальная скорость смещения в волне, C_s – скорость распространения поперечных волн. Коэффициент α , определяемый напряженно-деформированным состоянием системы, вводится для учета того, что в ходе цикла нагрузка-разгрузка-нагрузка остаточные смещения будут частично компенсировать друг друга, но при этом интегральное смещение будет направлено в сторону действия сдвигового напряжения. В описанных экспериментах параметр α изменялся от 0,04 при $\tau_S / \tau_{p0} \sim 0,5$ до 0,8 при $\tau_S / \tau_{p0} \sim 0,99$.

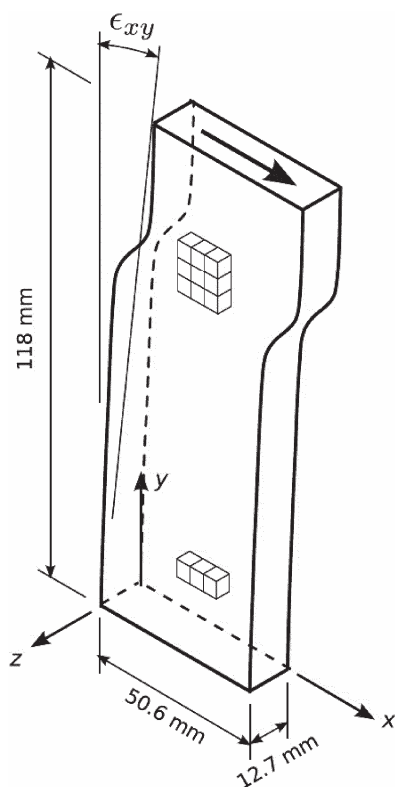


Рис. 2. Схема численного моделирования дилатансии массива в результате сдвига. Приводится по [Sun et al., 2013]

В зависимости от начального напряженно-деформированного состояния контакта и его реологии, а также от интенсивности и числа колебаний в падающей волне, может наблюдаться как срыв контакта с диссипацией накопленной энергии деформирования, так и его остановка после определенного уровня остаточной деформации [Кочарян и др., 2006].

Изменение гидрогеологических свойств контакта в результате сдвиговой деформации

Известно, что в результате дилатансии, вызванной сдвиговой деформацией контакта, его проницаемость может существенно измениться. Численное моделирование этого процесса подробно приводится, например, в [Sun et al., 2013]. Авторы рассматривают прямоугольный параллелепипед размером $50,6 \times 118 \times 12,7$ мм, состоящий из 129000 сферических частиц, находящийся в условиях всестороннего сжатия; диаметр частиц распределен около среднего значения $D = 1$ мм. Направление сдвигового воздействия с постоянной скоростью осуществляется в центральной части блока перпендикулярно одной из граней (см. рис. 2). Результаты моделирования [Sun et al., 2013] приведены на рис. 3. Можно видеть суще-

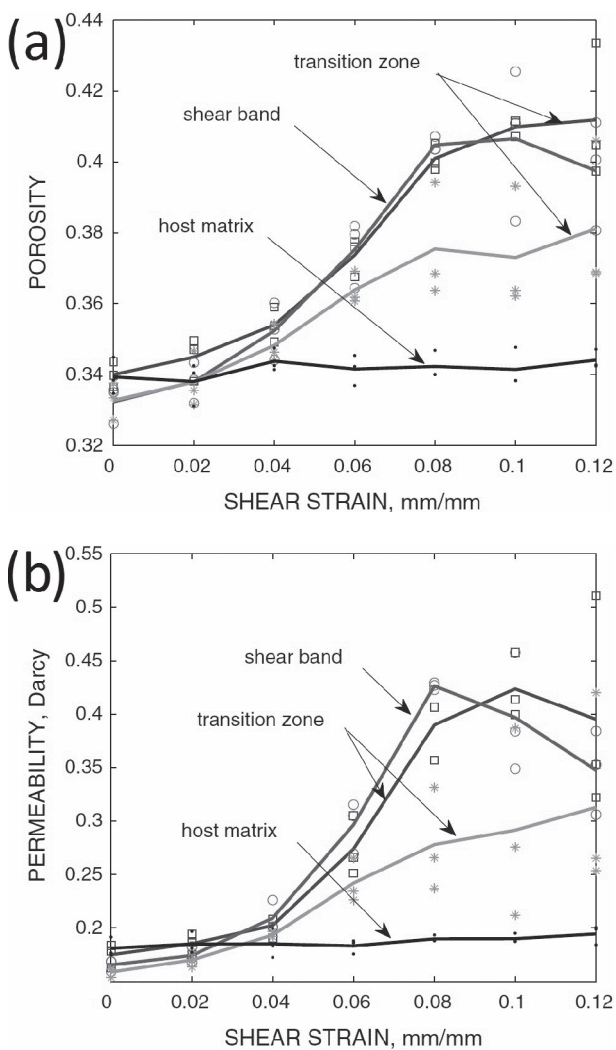


Рис. 3. Увеличение пористости (а) и проницаемости (б) зоны сдвига (полые кружки), неповрежденного массива (точки) и нижней (звездочки) и верхней (квадраты) части промежуточной зоны в ходе численного эксперимента по сдвиговой деформации в массиве. Приводится по [Sun et al., 2013]

ственный рост пористости и проницаемости зоны сдвига уже при сдвиговой деформации 0,08–0,1. Помимо существенного роста проницаемости и пористости авторы отмечают значимый рост скорости течения жидкости в зоне сдвига по сравнению с окружающим массивом.

Оценим из (2) интенсивность колебаний в падающей сейсмической волне, достаточную для существенного изменения проницаемости в результате инициированной ими сдвиговой деформации. Рассмотрим разлом, находящийся в состоянии близком к критическому, то есть $\tau_S / \tau_{p0} \sim 0,99$. Тогда для деформации

$\gamma_n = 0,08$ мм/мм с учетом $\alpha = 0,8$ и $c_s \approx 2,2$ км/с для числа колебаний $n = 200$ получим $V_m \sim C_s \cdot \sqrt[1.8]{\frac{10\gamma_n}{\alpha n}} \cdot 10^{-5} \approx 1,2$ мм/с. Магнитуду и расстояние до очага землетрясения можно оценить из соотношения

$$V_m \sim 0,0012 \cdot \frac{10^M}{R^{1.5}}, \quad (3)$$

где максимальная скорость в волне V_m указывается в см/с, а эпицентральное расстояние R – в км [Кочарян и др., 2011]. Скорость $V_m \sim 1$ мм/с будет регистрироваться на расстоянии 3000 км от землетрясения магнитудой $M = 7$ или на расстоянии 500 км от землетрясения магнитудой $M = 6$. Тем самым на основании вышесказанного можно утверждать, что прохождение сейсмических волн довольно сильных, но все же не исключительных, землетрясений способно при определенных условиях вызывать значимое изменение проницаемости и пористости в разломах, удаленных от очага землетрясения на большое расстояние.

Лабораторные эксперименты, направленные на оценку возможного изменения проницаемости межблокового контакта в результате сдвигового деформирования, были проведены в ИДГ РАН. В ходе эксперимента измерялась проницаемость контакта шириной 2 мм между двумя блоками, изготовленными из гипосульфита с примесью гранитной крошки. Поверхности блоков, являющиеся границами нарушения сплошности, были шероховатыми с характерным размером шероховатости $d \cong 0,32$ мм. По периметру нарушение оклеено тканью, удерживающей наполнитель, но не препятствующей выходу воздуха и достаточному относительному смещению блоков. В качестве наполнителя использовалась гранитная крошка различного гранулярного состава в диапазоне размеров 0,05–2,5 мм. В качестве рабочего тела для измерения проницаемости использовался воздух, что позволяло исключить влияние на реологию контакта в ходе эксперимента.

На рис. 4 приведены результаты измерений проницаемости в зависимости от сдвиговой деформации на контакте. Можно видеть, что проницаемость резко возрастает уже при относительно небольших деформациях $\gamma \sim 0,1 \div 0,2$, изменение проницаемости трещины довольно значительно и составляет величину порядка 10–15%. Максимальное увеличение проницаемости достигает 60% при деформации сдвига $\gamma \sim 1$.

Возможный механизм изменения режима деформирования

Рост пористости и проницаемости межблокового контакта приводит к падению порового давления в межблоковой зоне и, согласно (1), остановке скольжения по контакту – смещению круга Мора вправо. Одновременно с этим начинается приток жидкости в область низкого давления. В первую очередь, это инфильтрационная жидкость из окружающего массива, ранее находившегося в состоянии гидростатического равновесия с контактом, а также, возможно, ранее связанная жидкость, освобождающаяся за счет дегидратации минералов, составляющих приразломную зону [Leclere et al., 2016]. Переток жидкости во вновь открывшиеся поры со временем восстановит поровое давление до начального уровня, то есть круг Мора вернется в состояние, вновь делающее возможным

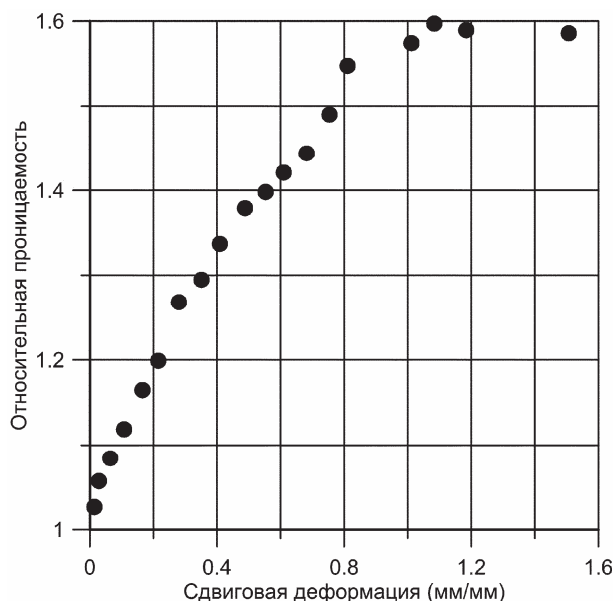


Рис. 4. Результаты эксперимента по изменению проницаемости межблокового контакта в результате сдвиговой деформации

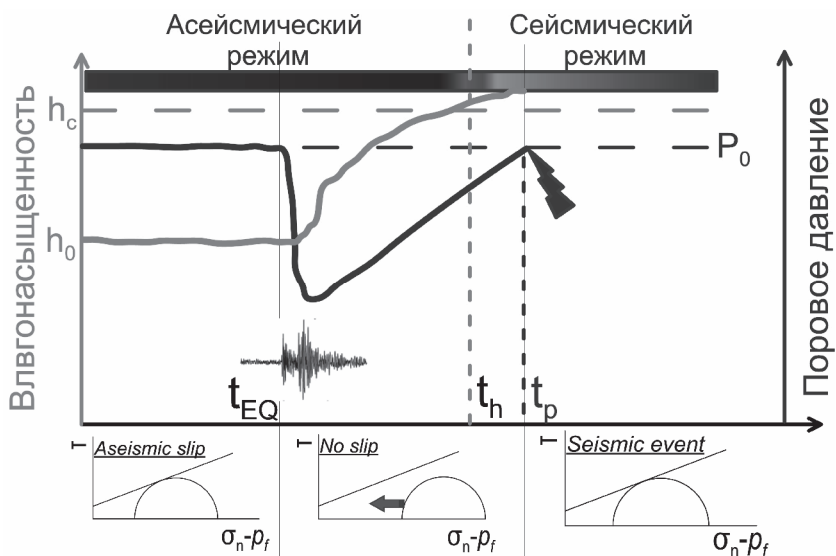


Рис. 5. Схематическое изображение механизма изменения режима деформирования контакта в результате прохождения сейсмической волны.

Линии: темная – поровое давление в межблоковой зоне, светлая – влагонасыщенность межблоковой зоны, t_{EQ} – момент прихода внешней сейсмической волны, t_h – момент достижения влагонасыщенности h_c , при которой движение по контакту возможно в виде сейсмического срыва, t_p – момент полного восстановления порового давления, начало движения по контакту

движение по разлому. При этом общая влагонасыщенность контактной зоны окажется выше за счет поступившей жидкости.

Лабораторные эксперименты [Кочарян, Остапчук, 2015] демонстрируют, что даже минимальное количество жидкости (порядка 0,5% по массе), добавленное в сухой песок, выступающий в роли заполнителя контакта, способно кардинально изменить режим деформирования контакта, переведя его из стабильного скольжения в стик-слип. То есть, в момент восстановления порового давления начавшееся движение по разлому произойдет скачкообразно, в виде сейсмического срыва¹.

Предлагаемый механизм перехода движения по контакту из асейсмического режима в сейсмический в результате прохождения волны схематически представлен на рис. 5.

Заключение

В работе предложен возможный механизм изменения режима деформирования межблокового контакта, находящегося в напряженно-деформированном состоянии, в результате прохождения сейсмических волн от удаленного воздействия. Слабые колебания границ контакта могут привести к довольно значительной сдвиговой деформации без разряджения напряжений, что, в свою очередь, повышает проницаемость и пористость контакта и, за счет падения порового давления, ведет к притоку жидкости из окружающего массива, одновременно останавливая процесс асейсмического скольжения. После восстановления порового давления в межблоковой зоне дальнейшее движение по разлому будет происходить в виде не асейсмического скольжения, а стик-слипа, что обуславливается более высокой влагонасыщенностью межблоковой зоны. Тем самым, можно говорить о том, что сейсмическая волна, останавливая стабильное скольжение по разлому и выводя систему из гидростатического равновесия, как бы «взводит курок», после чего приток жидкости в разлом «заряжает» его и сейсмический срыв становится лишь вопросом времени.

Отметим, что предложенный механизм может служить объяснением отложенному триггерному механизму инициации афтершоков и независимых сейсмических событий на разломах, окружающих очаг крупных землетрясений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-05-00694) и Российской академии наук (проект № 0146-2015-0012).

Литература

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. 2011. № 12. С. 50–62.

Кочарян Г.Г., Костюченко В.Н., Павлов Д.В. Иницирование деформационных процессов в земной коре слабыми возмущениями // Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7. № 1. С. 5–22.

¹ На самом деле в работе [Кочарян, Остапчук, 2015] утверждается, что функция максимальной скорости смещения по разлому от влагонасыщенности может принимать непрерывный спектр значений от стабильного скольжения до стик-слипа. Однако, поскольку рост максимальной скорости смещения по разлому происходит довольно быстро (на порядок за сотые доли процента увеличения влагонасыщенности), в рамках предлагаемого в настоящей работе феноменологического механизма мы говорим о дискретном наборе «сейсмическое-асейсмическое движение».

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Марков В.К., Марков Д.В., Павлов Д.В. Малые возмущения и напряженно-деформированное состояние земной коры // Физическая мезомеханика. 2005. Т. 8, № 1. С. 23–36.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Павлов Д.В. Роль нелинейных эффектов в механике накопления малых возмущений // Физическая мезомеханика. 2006. Т. 9, № 1. С. 5–14.

Кочарян Г.Г., Марков В.К., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16, № 5. С. 5–15.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Павлов Д.В. и др. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть II: полевые эксперименты и феноменологическая модель явления // Физическая мезомеханика. 2015. Т. 18, № 6. С. 75–85.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Влияние вязкости тонких пленок флюида на закономерности фрикционного взаимодействия блоков горной породы // Докл. РАН. 2015. Т. 463, № 3. С. 343–346.

Leclere H., Faulkner D., Wheeler J., Mariani E. Permeability control on transient slip weakening during gypsum dehydration: Implications for earthquakes in subduction zones // Earth Planet. Sci. Lett. 2016. Vol. 422. P. 1–12.

Melosh H.J. Acoustic fluidization: a new geologic process? // J. Geoph. Res. 1979. Vol. 84, № B13. P. 7513-7520.

Peng Z., Gombert J. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // Nature Geoscience. 2010. Vol. 3. P. 599–607.

Proctor B., Hirth G. Role of pore pressure on transient strength changes and fabric development during serpentine dehydration at mantle conditions: Implications for subduction-zone seismicity // Earth Planet. Sci. Lett. 2015. Vol. 421. P. 1–12.

Sun W., Kuhn M.R., Rudnicki J.W. Acta Geotech. 2013. Vol. 8. P. 465. Doi:10.1007/s11440-013-0210-2.

УДК 550.3

ПОИСК ГЕОРЕАКТОРА

В.Н. Сергеев

Обсуждаются гипотезы о существовании природного ядерного реактора (геореактора) в ядре в центре Земли, на границе жидкого и твердого ядра и на границе мантии и ядра. Приводятся признаки существования геореактора, связанные с его работой. Отмечено, что достоверным признаком является присутствие в потоке электронных антинейтрино, рождающихся в недрах Земли, геонейтрино с энергиями выше энергий антинейтрино от радиоактивного распада ^{238}U . Для обнаружения геореактора необходимы детекторы большого объема со сцинтиллятором, содержащим соединения водорода, способные регистрировать направление прилета антинейтрино.

Введение

Возможность протекания когда-либо самоподдерживающихся ядерных реакций деления урана и тория [Широков, Юдин, 1980; Блан, 1989] в природных условиях на Земле рассматривалась еще в середине прошлого века [Wetherill, 1953; Wetherill, Inghram, 1953; Kuroda, 1956]. Впоследствии, после обнаружения в 1972 году следов работы природного ядерного реактора на урановом месторождении в Окло (Габон, Западная Африка) [Петров, 1977] интерес к проблеме возрос. Были

выдвинуты несколько гипотез о существовании природного ядерного реактора в недрах Земли (геореактора) в различных геосферах [Сергеев, 2012]. В работе [Herndon, 1993] была предложена гипотеза о существовании геореактора в ядре, в центре Земли. Последняя версия этой гипотезы представлена в [Herndon, 2013]. Исследовалась возможность существования геореактора на границе жидкого и твердого ядра Земли [Анисичкин и др., 2003; Анисичкин, Безбородов, 2009]. Гипотеза о существовании геореактора на границе мантии и ядра Земли рассматривалась в работе [De Meijer, Van Westrenen, 2008].

Интерес к гипотезе существования геореактора вызван надеждой с его помощью прояснить некоторые до конца неясные вопросы, связанные с процессами в недрах Земли: внутренний энергетический баланс Земли, динамику магнитного поля, особенности изотопных соотношений некоторых элементов в вулканических породах и др.

Слабым местом предложенных гипотез о геореакторе является механизм концентрации делящихся материалов (урана и тория) в земных недрах [Сергеев, 2012]. Однако полностью исключить возможность существования геореактора в недрах Земли пока еще нельзя, имея ввиду, в частности, что неопределенность в данных о внутренних энергетических источниках Земли [Сергеев, 2014] допускает существование геореактора в ее недрах мощностью несколько ТВт.

Необходимые условия для существования геореактора

При захвате нейтронов ядра тяжелых элементов, в частности, урана и тория, становятся нестабильными и делятся на части, выделяя при этом энергию и несколько нейтронов [Широков, Юдин, 1980; Блан, 1989]. Если потери нейтронов в среде, вызванные рассеянием и поглощением ядрами неделящихся элементов, меньше, чем их воспроизводство, то тогда возможно протекание самоподдерживающейся (цепной) ядерной реакции.

Среди долгоживущих (имеющих период полураспада, соизмеримый с возрастом Земли) изотопов урана и тория ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th самоподдерживающаяся ядерная реакция напрямую возможна лишь для ^{235}U . Этот изотоп урана делится нейтронами любых энергий, но наиболее эффективно – нейтронами низких энергий. Поэтому для улучшения возможности протекания самоподдерживающейся реакции деления ^{235}U необходимо присутствие вещества, ядра которого замедляли бы нейтроны деления, не поглощая их – замедлителя. Замедлителями являются, в частности, углерод (это обстоятельство используется в гипотезах о геореакторе [Анисичкин и др., 2003]) и вода (как, по-видимому, было в Окло [Петров, 1977]).

Ядра ^{238}U и ^{232}Th при захвате нейтронов достаточно высоких энергий испытывают ряд превращений, образуя в итоге делящиеся нейтронами любых энергий ^{239}Pu (для ^{238}U) и ^{233}U (для ^{232}Th). Так осуществляется размножение расщепляющихся нуклидов. Хотя энергия нейтронов, выделяемых при делении ядер, довольно высока (порядка нескольких МэВ), при рассеянии на ядрах среды нейтроны деления быстро теряют первоначальную энергию, что препятствует осуществлению самоподдерживающейся ядерной реакции для ^{238}U и ^{232}Th .

Природный уран состоит в основном из двух изотопов: ^{238}U (период полураспада – $4,468 \cdot 10^9$ лет) и ^{235}U (период полураспада – $7,04 \cdot 10^8$ лет) [Audi et al., 2003].

Распространенность этих изотопов урана в настоящее время ^{238}U – 99,2745% и ^{235}U – 0,7200% [Audi et al., 2003]. Для того, чтобы могла начаться самоподдерживающаяся реакция деления урана, необходима концентрация ^{235}U в природном уране более высокая, чем 0,72%. Из-за меньшего времени полураспада ^{235}U его концентрация в природном уране в прошлом была выше и 4 млрд лет назад составляла около 16%. Этого достаточно для осуществления самоподдерживающейся реакции деления при определенных условиях.

В работе [Herndon, 2013] сформулированы условия, необходимые для существования геореактора. В несколько измененном виде они сводятся к следующему: 1. Изначально должно быть достаточное количество урана в районе локализации геореактора. 2. Должен существовать естественный механизм концентрации урана. 3. Изотопный состав урана в начале функционирования геореактора должен быть соответствующим, чтобы поддерживать цепную ядерную реакцию. 4. Реактор должен быть в состоянии размножать достаточное количество расщепляющихся нуклидов, чтобы функционировать до настоящего времени. 5. Должен существовать естественный механизм удаления продуктов деления. 6. Должен существовать естественный механизм отвода тепла от геореактора. 7. Должен существовать естественный механизм регулирования уровня мощности геореактора. 8. Местоположение геореактора должно быть таким, которое бы обеспечивало его сохранение и предотвращало разрушение. Условие 8 может быть расширено, имея ввиду возможность существования нейтронно-делительной волны [Феоктистов, 1989] в активном слое геореактора [Анисичкин и др., 2003].

Отличительные признаки существования геореактора

В качестве подтверждения гипотез о геореакторе обычно приводятся данные о соотношении стабильных изотопов гелия ^3He / ^4He в изверженных породах. Увеличение ^3He / ^4He в вулканических породах относительно ^3He / ^4He в атмосфере объясняется радиогенным происхождением ^3He и ^4He , связанным с работой геореактора [Herndon, 2013; Анисичкин и др., 2009]. Как аргумент используют также влияние возможного нестационарного режима работы геореактора [Herndon, 2013; Анисичкин и др., 2003] на процессы, происходящие в Земле (изменение магнитного поля Земли и т.п.). Однако эти признаки существования геореактора являются косвенными и могут быть связанными с другими процессами, протекающими в глубинах Земли.

Максимальной энергией электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ от радиоактивных распадов ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K , дающих основной вклад в радиогенное тепло Земли, является максимальная энергия $\bar{\nu}_e$ от распада ^{238}U , составляющая 3,26 МэВ. В то же время энергетический спектр $\bar{\nu}_e$ от радиоактивных распадов продуктов деления ^{235}U , ^{239}Pu и ^{233}U простирается до 8 МэВ [Русов и др., 2008]. Поэтому достоверным признаком работы геореактора является присутствие в потоке $\bar{\nu}_e$, рождающихся в земных недрах, геонейтрино с энергиями выше 3,26 МэВ.

Регистрация геонейтрино и поиск геореактора

Регистрация геонейтрино от радиоактивных распадов ^{238}U и ^{232}Th ведется детектором большого объема с жидким сцинтиллятором, содержащим соединения водорода на основе реакции обратного β – распада на свободном протоне [Сергеев, 2015]. Такой способ регистрации геонейтрино является наиболее эффективным [Chen, 2014].

Нейтринный детектор KamLAND (масса сцинтиллятора около 1 кт) в Японии регистрирует геонейтрино с 2002 года и детектор Borexino (м. с. около 0,3 кт) в Италии – с 2007 года. В настоящее время на детекторе KamLAND проводится модернизация, а детектор Borexino готовят к новому эксперименту, исключающему возможность регистрации геонейтрино [Ludhova, 2016]. Детектор SNO+ с массой сцинтиллятора около 0,8 кт в Канаде [Andringa et al., 2016] начнет регистрацию геонейтрино в скором будущем. В Китае к 2020 году планируется создать детекторы JUNO (м. с. около 20 кт) [Han et al., 2016] и Jinping (м. с. около 4 кт) [Beacom et al., 2016], способные регистрировать геонейтрино. Существует проект создания большого европейского нейтринного детектора LENA с массой сцинтиллятора 50 кт [Wurm et al., 2012]. К сожалению, проект мобильного подводного детектора Nanohano [Сергеев, 2015] вряд ли будет реализован в ближайшие десятилетия [Sramek et al., 2016].

При обработке данных регистрации геонейтрино оценивалась возможность существования геореактора в центре Земли. По последним опубликованным данным ограничения сверху на мощность такого геореактора составили для детектора Borexino 4,5 ТВт при 95% С.Л. [Bellini et al., 2013] и для детектора KamLAND 3,7 ТВт при 95% С.Л. [Gando et al., 2013]. Однако ограничение сверху на мощность геореактора не является доказательством его существования.

Прямым доказательством существования геореактора, как было указано выше, является регистрация геонейтрино с энергиями выше 3,26 МэВ. Поскольку местоположение гипотетического геореактора заранее неизвестно, необходимы детекторы с массой сцинтиллятора несколько десятков кт, способные регистрировать направление прилета $\bar{\nu}_e$ [Сергеев, 2015]. Регистрация направления прилета $\bar{\nu}_e$ снимает также проблему фона реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_e$, связанного с работой АЭС. Детекторы JUNO и LENA будут способны подтвердить или опровергнуть гипотезы о существовании геореактора.

Заключение

В заключение следует обратить внимание на два обстоятельства. 1. Если не будет подтверждена гипотеза работы геореактора в настоящее время, то это не исключает его существования в прошлом. 2. При достаточно длительной работе в прошлом и определенной мощности геореактора динамика изменения первоначальных количеств урана и тория в недрах Земли будет отличаться от изменений, вызванных радиоактивным распадом.

Литература

- Анисичкин В.Ф., Безбородов А.А.* Ядерная топка Земли // Наука из первых рук. 2009. № 3. С. 26–35.
- Анисичкин В.Ф. и др.* Возможные режимы цепных ядерных реакций в ядре Земли / VII За-бабахинские научные чтения, Снежинск. Сентябрь 8–12, 2003. <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/7zst/reports/s1/1-3.pdf>
- Блан Д.* Ядра, частицы, ядерные реакторы. М.: Мир, 1989. 336 с.
- Петров Ю.В.* Естественный ядерный реактор Окло // Успехи физических наук. 1977. Т. 123. Вып. 3. С. 473–486.
- Русов В.Д., Тарасов В.А., Литвинов Д.А.* Физика реакторных антинейтрино. М.: Эдиториал УРСС, 2008. 408 с.
- Сергеев В.Н.* Геореактор // Динамические процессы в геосферах. Вып. 3: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2012. С. 30–34.
- Сергеев В.Н.* Внутреннее тепло Земли и геонейтрино // Динамические процессы в геосфе-рах. Вып. 6: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2014. С. 162–167.
- Сергеев В.Н.* Распределение радиоактивных элементов, определяющих радиогенное тепло Земли, в ее недрах и геонейтрино // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: Сборник на-учных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015. С. 193–199.
- Феохтистов Л.П.* Нейтронно-делительная волна // Доклады АН СССР. 1989. Т. 309. № 4. С. 864–867.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П.* Ядерная физика. М.: Наука, 1980. 728 с.
- Andringa S. et al.* Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment // Advances in High Energy Physics. V. 2016. 61942502015; arXiv: 1508.05759v3 [physics.ins-det].
- Audi G. et al.* The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties // Nuclear Physics A. 2003. V. 729. P. 3–128.
- Beacom J.F. et al.* Letter of Intent: Jinping Neutrino Experiment. 2016; arXiv: 1602.01733v4 [physics.ins-det].
- Bellini G. et al.* Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino // Phys. Lett. 2013. B 722. P. 295–300; arXiv: 1303.2571v1 [hep-ex].
- Chen M.* Geoneutrino Detection / Treatise on Geochemistry (2nd Edition). Editors-in-Chief: H. Holland and K. Turekian. Elsevier. 2014. V. 15: Analytical Geochemistry/Inorganic INSTR. Analy-sis. P. 443–454.
- Gando A. et al.* Reactor ON-OFF Antineutrino Measurements with KamLAND // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. 033001; arXiv: 1303.4667v2 [hep-ex].
- Han R. et al.* Potential of Geo-neutrino Measurements at JUNO // Chinese Phys. C. 2016. V. 40. 3. 033003; arXiv:1510.01523v4 [physics.ins-det].
- Herndon J.M.* Feasibility of a nuclear fission reactor at the center of the Earth as the energy source for the geomagnetic field // J. Geomagnetism and Geoelectricity. 1993. V. 45. P. 423–437.
- Herndon J.M.* Terracentric Nuclear Fission Georeactor: Background, Basis, Feasibility, Structure, Evidence, and Geophysical Implications; arXiv: 1308.5934v2 [physics.gen-ph].
- Kuroda P.K.* On the Nuclear Physical Stability of the Uranium Minerals // J. Chem. Phys. 1956. V. 25. No. 4. P. 781–782.
- Ludhova L.* Low-energy neutrinos // Journal of Physics: Conference Series. 718. 022012. 2016. <http://iopscience.iop.org/1742-6596/718/2/022012>
- De Meijer R.J., Van Westrenen W.* Assessing the feasibility and consequences of nuclear georeac-tors in Earth's core-mantle boundary region; arXiv: 0805.0664v1 [physics.geo-ph].
- Sramek O. et al.* Revealing the Earth's mantle from the tallest mountains using the Jinping Neu-trino Experiment // Scientific Reports. 2016. 6:33034. <http://www.nature.com/articles/srep33034>.
- Wetherill G.W.* Spontaneous fission yields from uranium and thorium // Phys. Rev. 1953. V. 92. No. 4. P. 907–912.
- Wetherill G.W., Inghram M.G.* / Proc. of the Conference on Nuclear Processes in Geologic Set-tings. USA, Sept. 1953. P. 30.
- Wurm M. et al.* The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA // Astroparticle Physics. 2012. 35. 11. P. 685–732; arXiv: 1104.5620v3 [astro-ph.IM].

ГЛАВА 2

ПРИПОВЕРХНОСТНАЯ ГЕОФИЗИКА

ВЛИЯНИЕ ЛУННО-СОЛНЕЧНОГО ПРИЛИВА НА ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

В.В. Адушкин, А.А. Спивак, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов

Приведены результаты анализа вариаций атмосферного давления и его микропульсаций на Геофизической обсерватории (ГФО) "Михнево" и Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН за период наблюдений с 2008 по 2015 гг. Установлено, что указанные вариации характеризуются выраженными периодичностями с периодами, близкими к периодам приливных волн. Показано, что амплитуда термического атмосферного прилива (волна S_1) максимальна в периоды повышения температуры воздуха и интенсивности солнечного излучения, который характеризуется в работе индексом $F10,7$.

Введение

Атмосферный прилив играет значительную роль в формировании средних характеристик движения воздушных масс как в глобальном, так и локальном масштабе [Чепмен, Линдзен, 1972; Сидоренков, 2002; 2015; Голицын, 2004; Zurbenko, Portzeva, 2009; Адушкин и др., 2012; 2016б]. В отличие от приливного эффекта в земной коре и литосфере атмосферный прилив является результатом действия трех факторов: гравитационного взаимодействия со стороны Луны и Солнца (гравитационная составляющая атмосферного прилива), вращения Земли и прогревом атмосферы на обращенной к Солнцу стороне Земли, интенсивность которого определяется поглощением солнечной энергии, а периодичность характеризуется периодом 1 сут, который совпадает с периодом гравитационной приливной волны S_1 (термическая составляющая атмосферного прилива).

Изучение атмосферного прилива представляет особый интерес для уточнения и установления новых морфологических особенностей глобальных распределений приливных вариаций атмосферного давления и ветровых движений воздушных масс. Помимо этого, атмосферный прилив влияет на вариации скорости вращения Земли, а также ее нутацию [Сидоренков, 2002]. Следует иметь также в виду важную роль изучения атмосферного прилива с целью разработки современных моделей внутреннего строения Земли. Действительно, поскольку частота и амплитуда околосуточной нутации Земли в значительной мере определяется ее внутренним строением, анализ отклонения наблюдаемых и теоретически предсказанных амплитуд нутационных гармоник предоставляет хорошие возможности для уточнения модели Земли.

Немаловажна роль атмосферного прилива в формировании температурных аномалий на Земле (наличие в спектрах температуры воздуха лунных циклов с периодами 355 сут (приливной год), 206 сут (полупериод эвекции) и 27 сут (сидерический месяц) позволяют рассматривать приливный фактор в качестве одной из основных причин циклических температурных аномалий на Земле) [Сидоренков, 2015].

Сложности, связанные с изучением атмосферного прилива в средних широтах на основе анализа временных вариаций атмосферного давления, определяются сильными барическими возмущениями атмосферы, циклонами и антициклонами.

Даже при использовании длинных рядов записей атмосферного давления удастся выделить лишь некоторую часть приливных волн [Zurbenko, Potrzeva, 2009].

Настоящая работа направлена на установление структуры временных вариаций атмосферного давления с выделением периодичностей, совпадающих с периодичностями лунно-солнечных циклов. С целью более детального выделения приливных волн в атмосфере Земли изучались периодичности временных вариаций микропульсаций атмосферного давления (МАД). Такая постановка задачи представляет собой аналог задачи о модулировании высокочастотного сейсмического шума приливными возмущениями земной коры [Гордеев и др., 1995; Рыкунов и др., 1980; Спивак, Кишкина, 2004]. Привлечение для анализа длинных рядов цифровых записей МАД обеспечило гарантированную репрезентативность данных, обосновывающих исследуемый феномен, а высокая повторяемость результатов обработки, выполненная, в том числе, по фрагментам – достоверность и обоснованность конечных результатов.

Исходные данные

В качестве исходных данных использовались ряды инструментальных наблюдений за атмосферным давлением, выполненных в Геофизической обсерватории "Михнево" (54.9595°N; 37.7664°E) и Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН (55,7052°N; 37,5707°E) (в дальнейшем соответственно ГФО МНУ и ЦГМ) в период с 2008 по 2015 гг. [Адушкин и др., 2016а; 2016б; Спивак и др., 2016]. Колебания абсолютного атмосферного давления P регистрируются с помощью микробарометра МАД-01 в полосе частот 0–10 Гц (частота оцифровки 20 Гц) и микробарометра МБ-03 [Рыбнов и др., 2005]. Микропульсации атмосферного давления (акустические колебания) регистрируются с привязкой ко времени микробарометром МБ-03, оснащенный ветроподавляющими пространственными фильтрами, в полосе частот 10^{-4} –10 Гц (частота оцифровки 20 Гц) [Рыбнов и др., 2005; Спивак и др., 2015]. Для снижения температурного дрейфа микробарометр установлен в скважину глубиной 2 м.

Результаты регистрации в виде привязанных ко времени цифровых рядов $P(t)$ накапливаются на жестких носителях и выкладываются на сайте ИДГ РАН в графическом и цифровом видах (<http://idg.chph.ras.ru/~mikhnevo/data/>; <http://idg-comp.chph.ras.ru/~mikhnevo/data/>).

Применяемые методы обработки и анализа данных

Для анализа формировались цифровые ряды данных с дискретностью 1 мин. Таким образом, осуществлялась обработка рядов из 4207680 значений атмосферного давления. С учетом характеристик анализируемых рядов данных для оценки спектра вариаций атмосферного давления P был выбран метод параметрической авторегрессии [Канасевич, 1985; Марпл, 1990]. Авторегрессионная модель порядка p представляла собой уравнение, предсказывающее k -й член последовательности по p предыдущим:

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

где a_n – коэффициенты авторегрессии, $\psi(k)$ – белый шум.

Параметры $AR(p)$ -модели оценивались по методу Левинсона-Дурбина, реализующему решение уравнений Юла-Уолкера. По вычисленным значениям параметров модели оценивался спектр процесса:

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

С целью достижения максимального разрешения компонентов приливных волн параметр p выбирался равным длине ряда (4204800 мин или 70080 час).

С целью повышения уровня дискриминации близких по периодам приливных волн в дополнение к параметрическому спектральному анализу в настоящей работе применялся также метод выделения гармонических составляющих с помощью узкополосных адаптивных режекторных фильтров [Уидроу и др., 1975; Уидроу, Стирнз, 1989], преимущество которых заключается в простоте перестройки полосы пропускания и практически неограниченном подавлении соседних гармоник при точном слежении за частотой. С этой целью суммарное атмосферное давление представлялось в виде суперпозиции нескольких (N) независимых составляющих $P_i(t)$, $i = 1, 2, 3 \dots N$, в результате чего полученный в результате выполнения измерений ряд $P(t)$ представлялся в виде векторного соотношения свертки:

$$P(t) = \sum_{i=1}^N g_i * P_i(t), \quad (1)$$

где $g_i(t)$ – импульсная переходная характеристика, определяемая путем решения интегральных уравнений свертки (1) [Тихонов, Арсенин, 1979].

Амплитуда выделяемой гармоники с заданной частотой ω определяется по формуле:

$$P_i = C \sqrt{W_{1,i}^2 + W_{2,i}^2},$$

где C – амплитуда колебаний (вариаций), $W_{1,i}$ и $W_{2,i}$ – коэффициенты адаптивного фильтра, вычисляемые согласно выражениям:

$$\begin{aligned} W_{1,i+1} &= W_{1,i} + 2\mu \varepsilon_i P_{1i}, \\ W_{2,i+1} &= W_{2,i} + 2\mu \varepsilon_i P_{2i}. \end{aligned}$$

Здесь: μ – параметр характеризующий скорость сходимости алгоритма адаптации коэффициентов фильтра, ε_i – разность между исходным $P(t)$ и синтезированным $P_i(t, \omega)$ сигналами. При этом

$$P_{si} = P_{1i} W_{1,i} + P_{2i} W_{2,i}.$$

Квадратурные составляющие P_{1i} и P_{2i} с частотами ω_i выделяемых сигналов определяются зависимостями:

$$P_{1i} = C \cos(\omega_i \Delta t + \varphi),$$

$$P_{2i} = C \sin(\omega_i \Delta t + \varphi),$$

где Δt – шаг дискретизации.

Значения частот ω_i выбирались из перечня частот приливных волн, определяемых по вариациям вертикальной составляющей приливной силы [Doan et al., 2006]. Алгоритм вычислений позволял одновременно суммировать несколько синтезированных сигналов с разными значениями частоты ω_i .

Основные характеристики лунно-солнечного прилива

Сложная комбинация приливных сил Луны и Солнца в результате изменения взаимного расположения небесных тел в системе Земля-Луна-Солнце совместно с эффектами вращения Земли и изменения орбиты Луны приводит к тому, что спектр образующихся при гравитационных взаимодействиях указанных небесных тел приливных волн характеризуется большим набором периодичностей (в настоящее время известно более 500 гармоник периодического разложения приливного потенциала [Cartwright, Tayler, 1971]). Перечень основных приливных волн, характеризующихся максимальными амплитудами и соответственно проявлениями в вертикальных движениях земной коры, приведен в таблице.

Результаты анализа вариаций атмосферного давления

Амплитудные спектры вариаций атмосферного давления для ГФО МНУ и ЦГМ в виде периодограмм, вычисленные за весь период регистрации, представлены на рис. 1, который хорошо демонстрирует значительные вариации спектральной плотности в широком диапазоне частот. Более детальные спектры в окрестности периодов 0,5 и 1 сут приведены на рис. 2 для ГФО МНУ. Данные рисунков 1 и 2 демонстрируют наличие ярко выраженного пика в окрестности периода 12 час, который можно идентифицировать как приливную волну S_2 . В окрестности периода 1 сут наряду с приливной волной S_2 проявляются (хотя и не в полной мере отчетливо) спектральные составляющие приливных волн K_1 и P_1 (периоды соответственно 1,0027 и 0,9973 сут).

Приведенные на рисунках 1 и 2 данные свидетельствуют о том, что использование даже достаточно длинных рядов данных, полученных при измерении атмосферного давления, не позволяет выделять весь перечень приливных волн, что, как уже отмечалось в работах [Чепмен, Линдзен, 1972; Сидоренков, 2002], связано с сильным влиянием циклонических процессов.

Для выделения более полного ряда приливных волн в атмосфере в настоящей работе анализировались вариации не абсолютной величины атмосферного давления, а его микропульсаций. Предложенный подход [Адушкин и др., 2016б] позволяет выделять практически все известные приливные волны (табл.). На рис. 3 в виде примера приведены спектры МАД для полусуточных и суточных периодов.

Основные приливные волны

Символ	Частота, град/ч	Период в солнечных сутках	Амплитуда, m^2/c^2	Источник воздействия, волна ¹ (L – Луна; S – Солнце)
Длиннопериодные приливные волны				
S_a	0,0410	365,25	-0,031	S, эллиптическая
S_{sa}	0,0822	182,62	-0,191	S, деклинационная
M_m	0,5443	27,55	-0,217	L, эллиптическая
M_f	1,0980	13,66	-0,411	L, деклинационная
Приливные волны с околосуточным периодом				
Q_1	13,3986	1,1195	-0,126	L, эллиптическая
O_1	13,9430	1,0758	-0,66	L, главная лунная
M_1	14,4966	1,0342	0,052	L, эллиптическая mK_1
π_1	14,9178	1,0055	-0,018	S, эллиптическая P_1
P_1	14,9589	1,0027	-0,308	S, главная солнечная
S_1	15,0000	1,0	0,007	S, эллиптическая sK_1
mK_1	15,0410	0,9972	0,635	L, деклинационная
sK_1	15,0410	0,9972	0,295	S, деклинационная
ψ_1	15,0821	0,9945	0,007	S, эллиптическая sK_1
Φ_1	15,1232	0,99185	0,013	S, деклинационная
J_1	15,5854	0,9624	0,052	L, эллиптическая mK_1
OO_1	16,1391	0,9294	0,028	L, деклинационная
Приливные волны с полусуточным периодом				
$2N_2$	27,8953	0,5377	0,020	L, эллиптическая M_2
μ_2	27,96825	0,5363	0,024	L, вариационная
N_2	28,4397	0,5274	0,152	L, большая эллиптическая M_2
ν_2	28,5125	0,5261	0,029	L, экваториальная
M_2	28,9841	0,5175	0,795	L, главная
λ_2	29,4556	0,5092	-0,006	L, экваториальная
L_2	29,5284	0,5079	-0,002	L, малая эллиптическая M_2
T_2	29,9589	0,5007	0,022	S, большая эллиптическая S_2
S_2	30,000	0,5	0,370	S, главная
R_2	30,0410	0,4993	-0,003	S, малая эллиптическая S_2
mK_2	30,0821	0,4986	0,069	L, деклинационная
sK_2	30,0821	0,4986	0,032	S, деклинационная

Использование адаптивных режекторных фильтров позволяет выделять также близкие по значению периоды приливные волны S_1 , P_1 , K_1 и S_2 , K_2 , что хорошо демонстрирует рис. 4.

Данные Таблицы свидетельствуют о том, что с учетом неопределенности спектральных оценок периоды выделенных квазигармонических составляющих соответствуют периодам основных приливных волн. При этом следует отметить, что в ряде случаев в отличие от земных приливов спектральные амплитуды сол-

¹ Главная волна обусловлена движением небесного тела по круговой орбите, эллиптическая – изменением отношения большой полуоси орбиты к геоцентрическому расстоянию, деклинационная – изменением склонения небесного тела

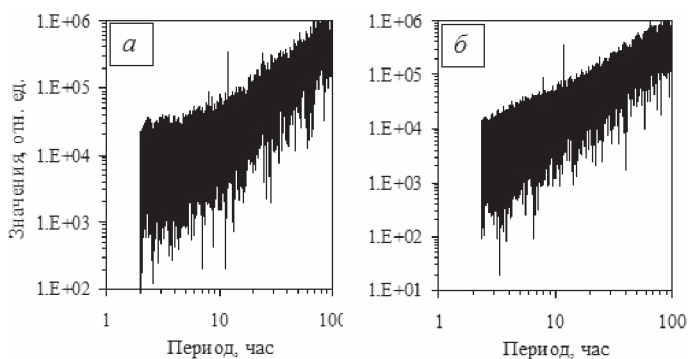


Рис. 1. Усредненная за период 2008–2015 гг. периодограмма колебаний атмосферного давления на ГФО МНУ (а) и в г. Москве (б)

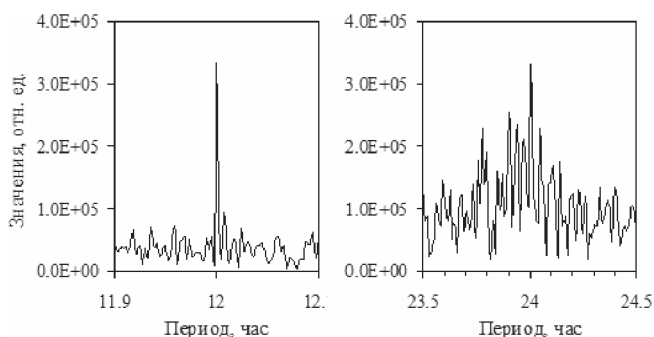


Рис. 2. Периодограммы колебаний атмосферного давления на ГФО МНУ для полусуточных (а) и околосуточных (б) вариаций

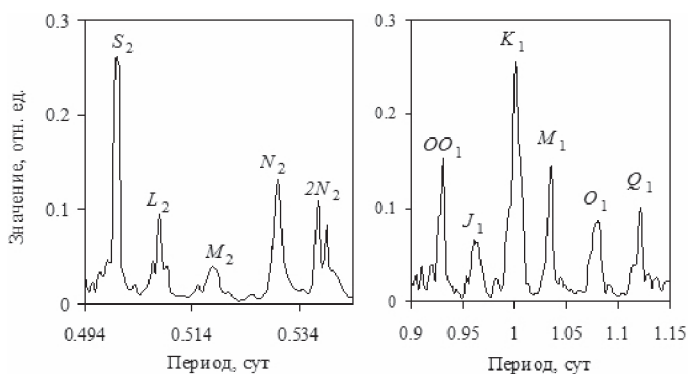


Рис. 3. Спектр полусуточных (а) и суточных (б) вариаций МАД на ГФО МНУ (средний за период апрель–сентябрь 2011 г.)

нечных приливов превышают амплитуду лунных, что связано с дополнительным влиянием прогрева атмосферы (термический прилив [Чепмен, Линдзен, 1972]).

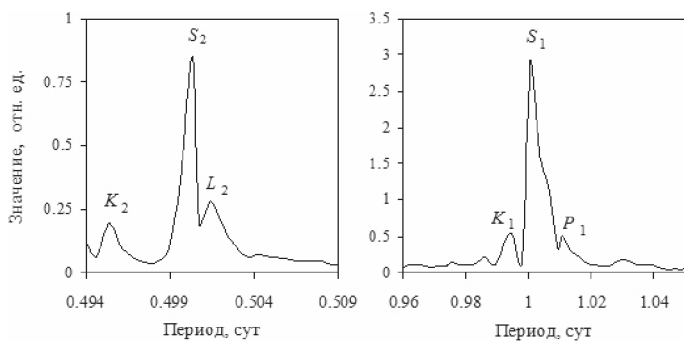


Рис. 4. Пример разделения спектральных плотностей близких по периодам полусуточных и суточных приливных волн S , K и L (регистрация на ГФО МНУ в период апрель–сентябрь 2014 г.)

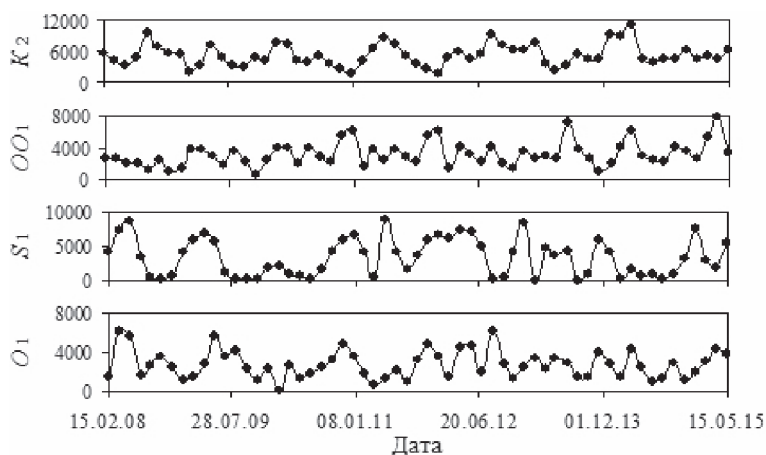


Рис. 5. Вариация амплитуд некоторых приливных волн за анализируемый период (данные ГФО МНУ)

Вследствие сложного взаимного движения Земли, Луны и Солнца, а также средней долготы перигея Луны амплитуды приливных волн значительно варьируют со временем. В качестве примера на рис. 5 приведены вариации относительных спектральных амплитуд основных приливных волн, рассчитанные по данным настоящей работы. Отчетливо видны периодичности в изменениях рассматриваемых величин. Например, амплитуда приливной волны K_2 изменяется со временем с периодом $\sim 4,8$ мес. Однако больший интерес вызывает поведение амплитуды солнечной эллиптической волны S_1 , амплитуда которой то периодически достигает максимальных значений, сравнимых, а временами даже превышающих амплитуду таких стабильно регистрируемых волн как K_2 , L_2 , M_2 и других, то настолько мала, что это не позволяет ее выделить используемыми в настоящей работе методами. Поскольку волна S_1 является одной из основных при рассмотрении термической составляющей атмосферного прилива, можно предполагать, что рост и падение ее амплитуды определяется степенью нагрева атмо-

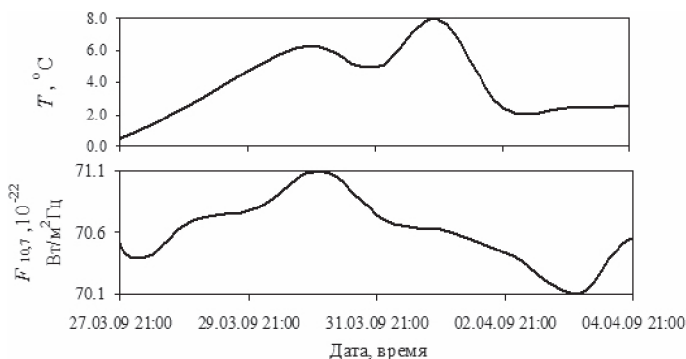


Рис. 6. Пример совместных вариаций температуры воздуха T и индекса солнечной активности $F10,7$ в период повышенных приливной волны S_1

сферы, то есть величиной температурных вариаций. Результаты анализа свидетельствуют о том, что действительно максимальные значения амплитуды солнечной приливной волны S_1 наблюдаются в периоды повышенных относительных значений температуры воздуха T . Это хорошо демонстрирует рис. 6. В качестве примера приведен фрагмент температурных вариаций для одного из периодов времени, в котором, во-первых, наблюдается приливная волна S_1 , а, во-вторых, ее амплитуда принимает повышенное значение.

Естественно предполагать, что локальные максимумы температуры воздуха обусловлены повышенным солнечным излучением. В качестве параметра, характеризующего уровень солнечного излучения, в настоящей работе использовался индекс солнечной активности $F10,7$ – параметр, определяющий интенсивность (плотность потока) радиоизлучения Солнца на частоте 10,7 см (2800 МГц). Анализ данных свидетельствует о совпадении периодов роста солнечной активности по параметру $F10,7$ с периодами повышения температуры воздуха (рис. 6), несмотря на то, что наблюдаемые за анализируемый период времени вариации $F10,7$, как показывают оценки [Атмосфера, 1991], вызывают изменение экзотмосферного потока солнечного излучения не более, чем на 0,3%. Последнее требует проведения дополнительных исследований с установлением возможных физических механизмов влияния космических факторов на приземную атмосферу.

Заключение

Приведенные данные свидетельствуют о сложности выделения околосуточных и полусуточных групп приливных волн в атмосфере на основе анализа вариаций атмосферного давления. Предложенный подход, основанный на анализе микропульсаций атмосферного давления с помощью адаптивных режекторных фильтров, позволяет выделять практически все известные приливные волны (в этом случае необходимо привлекать данные о частотных характеристиках приливных волн, регистрируемых в земной коре, с целью формирования набора анализируемых частот и оценки синтезированного спектра).

Результаты настоящей работы могут быть востребованы при построении общей модели атмосферы Земли и установлении основных закономерностей атмосферных движений.

В заключение авторы выражают благодарность А.Н. Ляхову за помощь, оказанную при анализе солнечной активности.

Исследования выполнены при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН IV.8 (проект 0146-2015-0011 "Взаимодействие и преобразование геофизических полей на границе земная кора-атмосфера").

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А. Влияние лунно-солнечного прилива на вариации геофизических полей на границе земная кора-атмосфера // Физика Земли. 2012. № 2. С. 14–26.

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. "Михнево": от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016а. № 1. С. 108–120.

Адушкин В.В., Спивак А.А., Харламов В.А. Инструментальные наблюдения приливных волн в атмосфере // Доклады Академии Наук. 2016б. Т. 469. № 3. С. 343–346.

Атмосфера. Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с.

Голыцын Г.С. Природные процессы и явления: волны, планеты, конвекция, климат, статистика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 344 с.

Гордеев Е.И., Салтыков В.А., Синицын В.И., Чебров В.Н. К вопросу о связи высокочастотного сейсмического шума с лунно-солнечными приливами // Доклады РАН. 1995. Т. 340. № 3. С. 386–388.

Канасевич Э.Р. Анализ временных последовательностей в геофизике. М.: Недра, 1985. 400 с.

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

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

Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.В., Цыплаков В.В. Лунно-солнечные приливные периодичности в линиях спектров временных вариаций высокочастотных микросейсм // Доклады АН СССР. 1980. Т. 252. № 2. С. 577–579.

Сидоренков Н.С. Физика нестабильностей вращения Земли. М.: Наука, Физматлит, 2002. 384 с.

Сидоренков Н.С. Небесно-механические причины изменения погоды и климата // Геофизические процессы и биосфера. 2015. Т. 14. № 3. С. 5–26.

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., Локтев Д.Н., Рябова С.А., Харламов В.А. Синхронизм вариаций геофизических полей в приповерхностной зоне Земли // Триггерные эффекты в геосистемах: труды III Всероссийской конференции, Москва, 16–19 июня 2015 г. М.: ГЕОС, 2015. С. 310–317.

Тихонов Н.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 285 с.

Удроу Б., Гловер Д.Р., Макул Д.М. Адаптивные компенсаторы помех. Принципы построения и применения // Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. 1975. Т. 63. № 12. С. 69–98.

Удроу Б., Стирнз С. Адаптивная обработка сигналов. М.: Радио и связь, 1989. 440 с.

Чепмен С., Линдзен Р. Атмосферные приливы. М.: Мир, 1972. 295 с.

Doan M.-L., Brodsky E.E., Prioul R. and Signer C. Tidal analysis of borehole pressure. A tutorial. 2006. http://www-1git.obs.ujf-grenoble.fr/users/doanml/articles/tidal_tutorial_SDR.pdf.

Cartwright D.E., Tayler R.I. New computations of the tide-generating potential // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1971. Vol. 23. No. 1. P. 45–47.

Zurbenko I.G., Potrzeva A.L. Tidal waves in the atmosphere and their effects // Acta geophysica. 2009. Vol. 58. No. 2. P. 356–373.

АКУСТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ГРОЗОВОГО ЯВЛЕНИЯ В МОСКВЕ 13.07.2016 г.

***В.В. Адушкин, А.А. Спивак, Ю.С. Рыбнов, С.А. Рябова,
С.П. Соловьев, В.А. Харламов***

Анализируются результаты инструментальных наблюдений за электрическим полем и микропульсациями атмосферного давления в приземной атмосфере в период сильной грозовой активности в г. Москве 13.07.2016 г. Показано, что приход грозового фронта предварялся длиннопериодными (период ~ 10 мин) вариациями напряженности электрического поля, внутренними гравитационными волнами, а также повышенными значениями импедансного акустического соотношения. После прихода холодного атмосферного фронта, а также в период интенсивных молниевых разрядов типа облако-земля наблюдались более высокочастотные вариации электрического поля (период ~ 1 мин) и повышенная турбулизация атмосферы. На заключительной стадии явления практически отсутствовали ветровые движения в атмосфере и микропульсации атмосферного давления, период вариаций электрического поля увеличился до ~ 15 мин.

Введение

Грозы представляют собой одно из наиболее ярких природных явлений, характеризующих с одной стороны локальные особенности электрического поля Земли, с другой – глобальную токовую цепь. Изучение геофизических эффектов, которые сопутствуют грозовой активности, представляет значительный интерес как с точки зрения понимания механизма и разработки модели грозовых явлений, так и совершенствования подходов к их прогнозированию с целью предупреждения нежелательных и катастрофических последствий [Анисимов, Мареев, 2008; Rakov, Uman, 2003; Uman, 1987]. При этом особое значение имеет исследование указанных эффектов в условиях развитой инфраструктуры больших городских конгломераций [Спивак и др., 2016а].

В ряду грозовых явлений в г. Москве, часто наблюдавшихся в июне-июле 2016 г., гроза 13.07.2016 г. выделяется не только своей интенсивностью, но также наличием отличительных признаков, представляющих особый интерес с точки зрения изучения явления и разработки прогностических критериев.

В настоящей работе приводятся результаты регистрации и анализа вариаций напряженности электрического поля и микропульсаций атмосферного давления в приземной атмосфере во время грозы в г. Москве 13.07.2016 г.

Исходные данные

В качестве исходных данных использовались ряды инструментальных наблюдений за напряженностью электрического поля и микропульсациями атмосферного давления, выполняемых в Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН (55,7052°N; 37,5707°E). Напряженность электрического поля E (вертикальная компонента) регистрируется электростатическим флюксметром ИНЭП, который обеспечивал измерения E амплитудой от 1 В/м до 6 кВ/м в частотном диапазоне 0–20 Гц. Регистрация микропульсаций атмосферного давления выпол-

няется с использованием микробарометра МБ-03 [Спивак и др., 2016б] в диапазоне амплитуд 0,01–200 Па в полосе частот 0,001–10 Гц. Метеопараметры атмосферы (температура и влажность воздуха соответственно T и W , атмосферное давление P , скорость ветра V) регистрируются с помощью цифровой автоматической метеостанции Davis Vantage Pro2. Все величины измеряются в приземном слое атмосферы. Оценка спектральных характеристик исследуемых величин выполнялась с использованием авторегрессионных моделей цифровых рядов.

Результаты регистрации в виде привязанных ко времени цифровых рядов $E(t)$ и $P(t)$ накапливаются на жестких носителях и выкладываются на сайте ИДГ РАН в графическом и цифровом видах (<http://idg.chph.ras.ru/~idg/data/>).

Результаты анализа акустических и электрических эффектов

Результаты регистрации вариаций метеопараметров, электрического поля E и амплитуды микробарических пульсаций A , вызванных грозовым явлением 13.07.2016 г. в г. Москве, приведены на рис. 1. Из рис. 1 следует, что в 20:07 UT наблюдалось прохождение холодного атмосферного фронта, который вызвал резкое падение температуры T на 5,8 град., усиление скорости ветра V на ~7 м/с, кратковременное увеличение амплитуды микробарических пульсаций A и рост влажности воздуха (за 20-ти минутный интервал величина W выросла на ~21%). Особо следует отметить резкое увеличение атмосферного давления (скачок давления составляет около 500 Па). В отличие от многочисленных наблюдений событие 13.07.2016 г. отличается необычайно высоким градиентом нарастания величины P , которое достигает 600–700 Па/мин.

Вариации электрического поля наблюдаются, начиная с 19:10 UT, задолго до прихода атмосферного фронта. При этом из данных рис. 1 следует, что отчетливо выделяются три стадии вариаций E , отличающиеся периодом и вероятнее всего амплитудой¹. Начальная (первая) стадия вариаций E продолжительностью около 1 часа (с 19:00 до прихода атмосферного фронта в 20:07 UT) характеризуется амплитудой около 4000 В/м с преимущественным периодом около 10 мин. Затем с приходом атмосферного фронта резко изменяется преимущественный период вариаций. В период 20:07–21:00 UT он составляет ~1 мин. В этом временном интервале наблюдаются интенсивные молниевые разряды типа облако-земля (рис. 2), количество которых достигает 2–3 разряда в минуту. И, наконец, на заключительной стадии явления амплитуда вариаций E снижается до ~2000–3000 В/м с увеличением периода до ~15 мин.

Рис. 3 демонстрирует отличие в спектрах вариаций E на первой и второй стадиях развития грозовой активности. Если на первой стадии основные вариации E наблюдаются в диапазоне $(1–2,5) \cdot 10^{-3}$ Гц при пиковой частоте $1,45 \cdot 10^3$ Гц (период 11,3 мин), то на второй стадии основные вариации наблюдаются в диапазоне частот $6,8 \cdot 10^{-3}–2,10^{-2}$ Гц при ярко выраженном пиковом значении на частоте $1,56 \cdot 10^{-2}$ Гц (период 1,06 мин).

¹ Динамический диапазон применяемых средств регистрации не обеспечил установление амплитуды вариаций электрического поля на второй "высокочастотной" стадии; однако, из приведенной записи видно, что амплитуда вариаций в период 20:07–21:00 UT превышает амплитуду на первой и третьей стадиях.

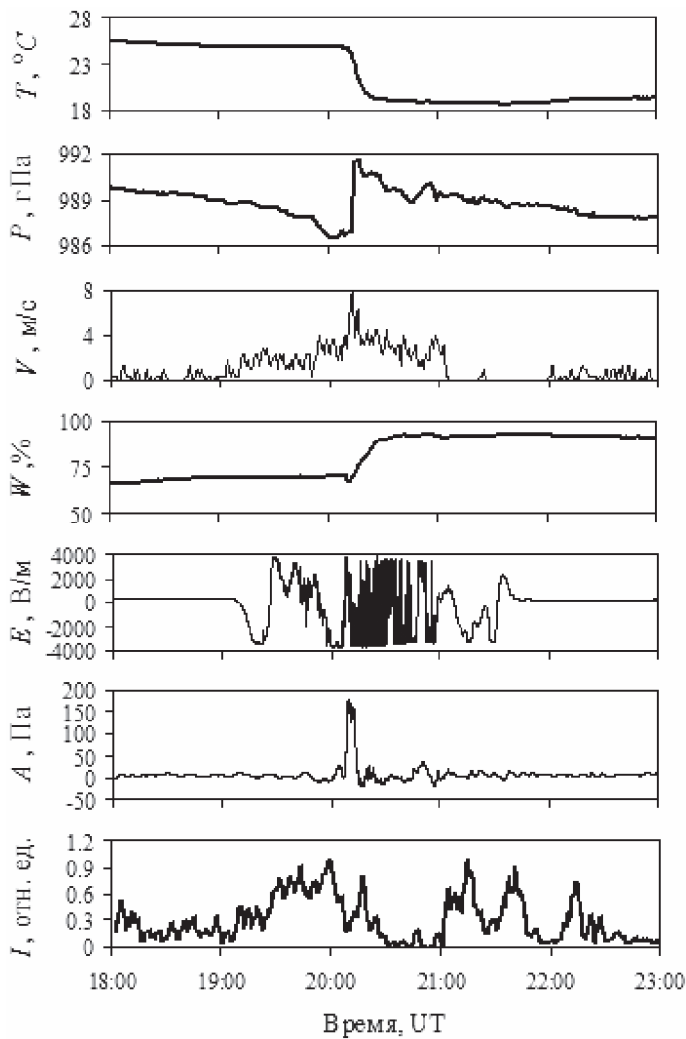


Рис. 1. Результаты регистрации метеопараметров (атмосферное давление P , температура воздуха T , скорость ветра V и влажность воздуха W), вертикальной компоненты электрического поля E и амплитуды микробарических пульсаций атмосферного давления A в период грозовой активности 13.07.2016 г. в г. Москве.

Аналогичные стадии развития грозовой активности 13.07.2016 г. можно проследить также в вариациях амплитуды микробарических пульсаций, что подтверждается спектральным анализом. Действительно, как это следует из рис. 3 амплитуда спектра мощности микробарических пульсаций S_p на второй стадии более чем в 5 раз выше соответствующей амплитуды на первой стадии (характерные периоды вариаций микробарических пульсаций на первой и второй стадии явления близки между собой и составляют соответственно 11,3 и 13,6 мин).

Полученные данные хорошо согласуются с результатами оптических и визуальных наблюдений, которые свидетельствуют о том, что развитие грозовой ак-

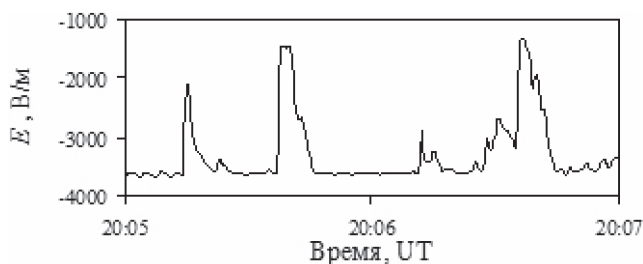


Рис. 2. Пример регистрации вариаций электрического поля в приземном слое атмосферы в период молниевых разрядов типа облако-земля 13.07.2016 г. в г. Москве

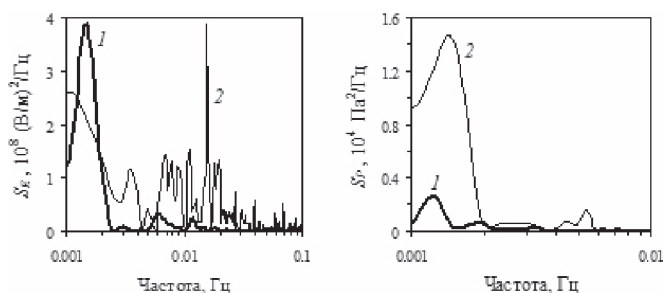


Рис. 3. Спектральная плотность мощности вариаций напряженности электрического поля S_E и микробарических пульсаций атмосферного давления S_p в период грозовой активности 13.07.2016 г. в г. Москве. 1 и 2 – соответственно первая и вторая стадии развития явления

тивности происходило поэтапно. Перед приходом атмосферного фронта в период первой, выделенной выше стадии, отмечались многочисленные вспышки в атмосфере, практически не сопровождавшиеся акустическими колебаниями, что можно объяснить сильным затуханием амплитуды объемных акустических волн, которые вызывались молниевыми разрядами типа облако–облако на достаточно больших расстояниях от точки наблюдения. Наступление второй стадии охарактеризовалось, как уже отмечалось, мощными молниевыми разрядами типа облако-земля, но уже сопровождавшимися сильными акустическими эффектами.

Зарегистрированные вариации электрического поля в период, предшествующий приходу атмосферного фронта (фактически приходу грозовой ячейки), объясняются формированием на этой стадии в атмосфере внутренних гравитационных волн (ВГВ). Здесь следует отметить, что ВГВ, вызываемые в атмосфере различными источниками, представляют собой самостоятельный и весьма интересный объект исследований. Это связано с тем, что ВГВ не только являются индикаторами и предвестниками таких опасных явлений как сильные грозы, шторма, смерчи и т. д., но и играют значительную роль в развитии мезомасштабных атмосферных аномалий, внося определенный вклад в энергетику атмосферных процессов, а порой играя роль триггера [Романова, Якунин, 1995].

Для идентификации ВГВ в период грозовой активности 13.07.2016 г. воспользуемся критерием, основанном на вычислении акустического импедансного соотношения [Романова, Якунин, 1995]

$$I(t) = \frac{A(t)}{\rho V(t)},$$

где $A(t)$ – пульсации атмосферного давления, $V(t)$ – горизонтальная составляющая скорости ветра, ρ – плотность воздуха, t – время.

Как показывает анализ [Романова, Якунин, 1995], совпадение (близость) фазовых характеристик колебаний скорости ветра и пульсаций атмосферного давления свидетельствует о наличии ВГВ. В случае слабой фазовой корреляции микропульсации атмосферного давления обусловлены конвекцией, которая, как правило, связана с развитием турбулентности.

Результаты расчетов представлены на рис. 1 в виде нормированной величины $I(t)$. Приведенные данные свидетельствуют о том, что величина нормированного импедансного соотношения (НИС) значительно изменяется со временем. Наблюдается резкое уменьшение НИС на второй стадии развития грозовой активности по сравнению с первой и третьей стадиями. Превышение НИС величины $0,5 \div 0,6$ на первой и третьей стадиях грозовой активности в соответствии с выводами работы [Романова, Якунин, 1995] свидетельствует о существовании в атмосфере ВГВ. Напротив, практически нулевые значения НИС на второй стадии демонстрируют существенные различия в фазах вариаций скорости атмосферных движений и давления. Таким образом, вторая стадия характеризуется развитием турбулентных движений.

Заключение

Приведенные данные демонстрируют сложный характер сильной грозы 13.07.2016 г. При этом следует отметить, что установленное в настоящей работе поэтапное развитие сопутствующих грозе геофизических эффектов в г. Москве не является уникальным и наблюдалось неоднократно в периоды сильных грозových явлений (07.06.2014, 09.06.2014, 25.08.2014, 29.05.2015, 20.06.2015, 18.06.2016 гг. и в ряде других случаев).

Результаты работы могут быть использованы как при разработке общей модели грозových явлений, так и при установлении прогностических критериев их интенсивности.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием ФАНО "Создание в здании Института Центра геофизического мониторинга для систематических исследований негативных последствий на среду обитания и инфраструктуру Москвы природных и техногенных факторов" (проект 0146-2014-0015) при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН IV.8 (проект 0146-2015-0011 "Взаимодействие и преобразование геофизических полей на границе земная кора – атмосфера") в части обработки геофизических данных.

Литература

Анисимов С.В., Мареев Е.А. Геофизические исследования глобальной электрической цепи // Физика Земли. 2008. № 10. С. 8–18.

Романова Н.Н., Якушкин И.Г. Внутренние гравитационные волны в нижней атмосфере и источники их генерации // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1995. Т. 31. № 2. С. 163–186.

Стивак А.А., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С., Соловьев С.П., Харламов В.А. Геофизические поля мегаполиса // Геофизические процессы и биосфера. 2016а. Т. 15. № 2. С. 39–54.

Стивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С., Соловьев С.П., Харламов В.А. Аппаратура и методики для мониторинга геофизических полей мегаполиса и их применение в Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН // Сейсмические приборы. 2016б. Т. 52. № 2. С. 65–78.

Rakov V.A., Uman M.A. Lighting: physics and effects (encyclopedia of lighting). Cambridge University Press, 2003. 687 p.

Uman M.A. The lightning discharge. London: Academic, 1987. 377 p.

УДК 550.3; 550.4

НЕКОТОРЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ "МИХНЕВО" ИДГ РАН

С.А. Рябова, А.А. Стивак

Анализируются результаты инструментальных наблюдений за геомагнитным полем на Геофизической обсерватории "Михнево" ИДГ РАН. Показано, что геофизическая обстановка характеризуется значительным количеством дней с возмущенным состоянием геомагнитного поля. Установлена тенденция к увеличению геомагнитной активности со временем (с 2009 по 2015 гг. количество дней с возмущенной геомагнитной обстановкой увеличилось в 7,6 раза), а также значимая корреляция между количеством геомагнитных возмущений и вариациями индекса солнечной активности $F_{10,7}$. Повторяемость геомагнитных возмущений характеризуется четко выраженными периодичностями с характерными периодами около 14, 27, 60, 182 и 365 сут.

Введение

Магнитное поле Земли характеризуется значительными временными вариациями разной амплитуды и длительности [Афанасьев, Шевнин, 1978; Rangarajan, Iyemori, 1997; Бондарь и др., 2003; Головков и др., 2004; Гордина и др., 2006; Glasmeier et al., 2009; Мороз и др., 2011; Сомсиков и др., 2011; Гвишиани, Лукьянова, 2015]. Наиболее значимые вариации, представленные магнитными бурями и близкими к ним по характеру возмущениями меньшей интенсивности, представляют собой наиболее интересный объект исследований. Изучение сильных вариаций геомагнитного поля в виде магнитных бурь и суббурь (возмущения планетарного масштаба, вызванные взаимодействием потока солнечной плазмы с магнитосферой Земли) позволяет совершенствовать и разрабатывать новые модели магнитосферных и ионосферных магнитных источников [Гвишиани, Лукьянова, 2015; Обридко и др., 2013; Троицкая, Гульельми, 1969].

Большой интерес к статистике геомагнитных возмущений возникает при разработке новых магнитотеллурических способов и методов [Бердичевский, Дмитриев, 2009; Водяников и др., 2006; Светов и др., 1997], способов диагностики

геодинамического состояния земной коры [Гульельми, 2007] и исследования метеорологических процессов в атмосфере [Лобычева, Седых, 2015].

Не менее важным представляется изучение более слабых по сравнению с бурями возмущений магнитного поля, характеристики которых могут содержать информацию как о глобальных, так и локальных источниках. В целом все возмущения в совокупности характеризуют условия среды обитания, а их параметры востребованы при оценке биофизических эффектов, проявляющихся, в частности, в организме человека [Беляев и др., 2003; Леднев, 2013; Мартынюк и др., 2012; Экология, 2006; Черешнев и др., 2016].

Следует отметить и прикладное значение исследований вариаций естественного электромагнитного фона. Такие данные востребованы при высокоточных измерениях и прецизионном производстве на микро- и наномасштабном уровнях, например, в биотехнологии, а также при производстве электронных элементов и микросборок для современной электронной и вычислительной техники и т. д. Повышение интереса к изучению вариаций магнитного поля отмечается в последнее время в связи с развитием и внедрением нанотехнологий.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты статистической обработки геомагнитных возмущений для условий средней широты Восточно-Европейской платформы.

Исходные данные

В качестве исходных данных использовались результаты инструментальных наблюдений¹ за геомагнитным полем, выполненных в условиях Геофизической обсерватории "Михнево" ИДГ РАН (ГФО МНУ) в период 2009–2015 гг. Обсерватория расположена в центральной части Восточно-Европейской платформы (54,960N; 37,7740E) [Адушкин и др., 2016] на юге Московской области вдали от крупных промышленных объектов в зоне влияния глубинной тектонической структуры – Нелидово-Рязанской шовной зоны (НРШЗ), приуроченной к руслу р. Оки. Трехкомпонентная² регистрация индукции магнитного поля (компоненты B_x , B_y и B_z) выполняется в стационарно оборудованном геомагнитном павильоне с помощью феррозондового магнитометра LEMI-018, электронный блок которого обеспечивает преобразование данных, получаемых с феррозондового датчика, их обработку и накопление с дискретностью 1 с. Технические характеристики используемых измерительных средств, результаты регистрации магнитного поля Земли в ГФО МНУ в виде привязанных ко времени цифровых рядов, а также рассчитанный индекс магнитной активности K для 3-х часовых интервалов времени размещены на сайте ИДГ РАН (<http://idg.chph.ras.ru/~idg/data/>).

Результаты анализа геомагнитной активности

В качестве характеристики геомагнитной активности в настоящей работе использован станционный индекс магнитной активности K [Колесник и др., 2009].

¹ Наблюдения за магнитным полем организованы и выполняются силами лаборатории литосферно-ионосферных связей ИДГ РАН.

² Система координат: ось X направлена на географический север, Y – на восток, Z – вертикально вниз

Это связано с тем, что именно локальные характеристики геомагнитной активности определяют биофизическую характеристику среды обитания в конкретном регионе. Например, сравнительный анализ планетарного K_p и станционного K (ГФО МНУ) индексов геомагнитной активности за период 2009–2015 гг. свидетельствует о том, что в значительном количестве случаев (~51% от общего числа) максимальные за сутки значения K_p и K отличаются на одну единицу в ту или иную сторону (в 25 случаях это отличие составляет две единицы в меньшую для K -индекса сторону, в 7 случаях – в большую)¹. С учетом квазилогарифмической нелинейности шкалы определения K -индекса такое отличие в геомагнитной активности следует считать значительным. При этом следует иметь в виду, что с точки зрения влияния на человеческий организм больший интерес вызывают исследования именно местных геомагнитных вариаций. Учитывая высокую плотность населения в центральном районе России, а также близость к крупному мегаполису, каким является г. Москва, изучение вариаций K -индекса ГФО МНУ представляется весьма важным.

Количественная характеристика геомагнитных возмущений разной интенсивности на ГФО МНУ за период 2009–2015 гг. представлена в табл. 1. С учетом общего количества 3-х часовых интервалов за указанный период наблюдений (20448 интервалов) получаем, что более чем в 41% случаев на ГФО МНУ наблюдалось в разной степени возмущенное состояние магнитного поля. Статистика наиболее сильных геомагнитных возмущений ($K \geq 4$) по количеству дней в году приведена в табл. 2 (анализировалась выборка максимальных за сутки значений $K = K_0$) и в виде гистограммы на рис. 1.

Полученные данные свидетельствуют о достаточно высоком уровне геомагнитной активности на ГФО МНУ: за 2556 дней наблюдений магнитные бури фиксировались в 179 сутках, возмущенная геомагнитная обстановка – 329 сутках. Также отмечается ярко выраженная тенденция к увеличению со временем количества дней с магнитными бурями и суббурями.

Таблица 1.

Статистика геомагнитных возмущений разной интенсивности по 3-х часовым интервалам для ГФО МНУ за период 2009–2015 гг.

Характеристика геомагнитного возмущения	Большая магнитная буря	Магнитная буря		Возмущенное состояние магнитного поля	Слабовозмущенное состояние магнитного поля		Спокойное состояние
		$K = 6$	$K = 5$		$K = 3$	$K = 2$	
Количество событий	11	45	246	755	2408	4984	11999

Гистограмма месячных вариаций общего количества геомагнитных возмущений N с $K \geq 3$, для условий ГФО МНУ приведена на рис. 2. Данные рис. 2 также демонстрируют повышение интенсивности геомагнитных возмущений со време-

¹ Значения K_p -индекса определялись в соответствии с данными сайта <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/Kp/index/>

Таблица 2.

Количество дней, характеризующихся геомагнитными возмущениями
с $K = K_0$, по годам

K_0	Год						
	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015
9	–	–	–	–	–	–	1
8	–	–	–	–	–	–	–
7	–	–	1	1	1	–	1
6	–	3	7	8	2	2	6
5	2	6	15	30	20	21	47
4	15	42	44	46	51	56	75

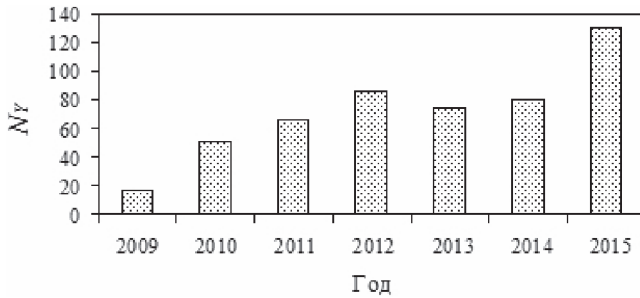


Рис. 1. Гистограмма количества дней в году N_Y , характеризующихся возмущенным состоянием геомагнитной обстановки на ГФО МНВ с $K \geq 4$

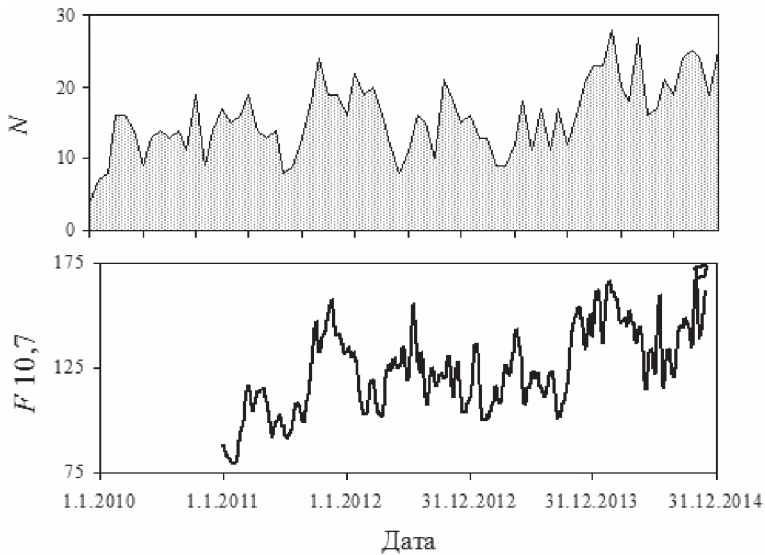


Рис. 2. Гистограмма месячного количества геомагнитных возмущений с $K \geq 3$ (верхняя панель) и вариации индекса солнечной активности (нижняя панель)

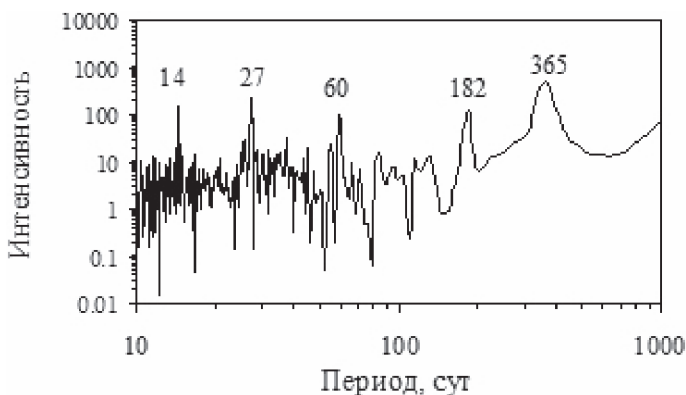


Рис. 3. Периодограмма количества геомагнитных возмущений с максимальным за сутки индексом K за период 2010–2015 гг. на ГФО MNV

нем. В качестве второй особенности графика $N(t)$ следует отметить наличие хорошо выраженных периодичностей указанной функции. С целью более детального выделения периодичностей в вариациях геомагнитных возмущений анализировался ряд суточных значений K_C (в качестве величины K_C выбиралось максимальное значение $K = K_0$). Результаты представлены на рис. 3, из которого следует, что повторяемость геомагнитных возмущений характеризуется периодичностями с периодами около 14, 27, 60, 182 и 365 сут., большая часть из которых (14, 27, 182 и 365 сут.) совпадает с периодами геомагнитных возмущений, установленными в работе [Fraser-Smith, 1971]. Обнаруженная нами периодичность в 60 сут. в настоящее время не находит физического объяснения и требует проведения дальнейших исследований.

Связь между количеством геомагнитных возмущений и солнечной активностью

Отдельный интерес представляет сопоставление геомагнитной и солнечной активностей. Действительно, основной из причин сильных вариаций магнитного поля Земли являются возмущения межпланетного магнитного поля в результате взаимодействия солнечной плазмы с магнитосферой. В этой связи следует ожидать, что геомагнитная активность должна коррелировать с солнечной активностью. Выберем в качестве меры: геомагнитной активности – суммарное за месяц количество геомагнитных возмущений N с $K \geq 3$, а солнечной активности – индекс $F10.7$ – параметр, определяющий интенсивность (плотность потока) радиоизлучения Солнца на частоте 10,7 см (2800 МГц). Результаты сопоставления временных вариаций величин K и $F10.7$ (рис. 2) показывают, что действительно в периоды увеличения индекса $F10.7$ наблюдается рост количества геомагнитных возмущений N и наоборот. Оценка кросскорреляционной связи между N и $F10.7$ свидетельствует о значимой корреляции между количеством геомагнитных возмущений и солнечной активностью (коэффициент ранговой корреляции Спирмена составляет около 0,61).

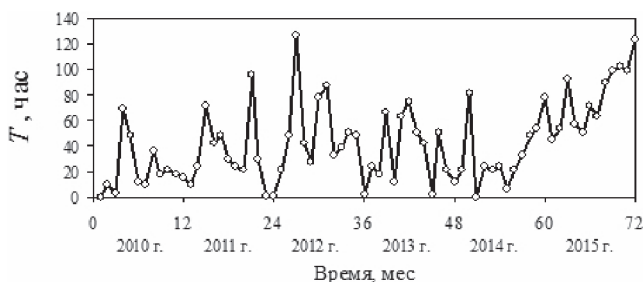


Рис. 4. Суммарная длительность активного периода геомагнитных возмущений с $K \geq 4$ на ГФО MNV

Активные периоды геомагнитных возмущений

Наряду с количеством событий важным параметром геомагнитной активности является общая продолжительность геомагнитных возмущений разной интенсивности T . Анализ показывает, что суммарная продолжительность геомагнитных возмущений с $K \geq 4$ существенно изменяется со временем (рис. 4). При этом отчетливо проявляется периодичность T , которая характеризуется периодом $\sim 4,5$ сут. Вычисление средней по годам продолжительности геомагнитных возмущений с $K \geq 4$ за месяц T_1 показывает, что в целом величина T_1 практически постоянна и близка к величине ~ 256 час (рис. 5, а). При этом, характерно, что средняя по годам суммарная продолжительность геомагнитных возмущений с $K = 5$ и 6 (магнитные бури) за месяц T_2 изменяется со временем сильнее и демонстрирует периодичность с периодом ~ 3 месяца (рис. 5, б). Такое отличие в характере вариаций T_1 и T_2 объясняется весомым вкладом возмущений с $K = 4$ (возмущенное состояние магнитного поля) в общую продолжительность геомагнитной активности.

Заключение

В результате выполненных исследований установлены следующие особенности геомагнитной активности для условий средней широты:

1. Геофизическая обстановка характеризуется значительным количеством дней с возмущенным состоянием геомагнитного поля: за 7-летний период магнитные бури наблюдались в 179 сутках, при этом зарегистрировано 5 больших бурь с $K \geq 7$; 329 дней характеризовались возмущенной геомагнитной обстановкой ($K = 4$);

2. Установлена тенденция к увеличению геомагнитной активности со временем (с 2009 по 2015 гг. количество дней с возмущенной геомагнитной обстановкой увеличилось в 7,6 раза);

3. Показано, что повторяемость геомагнитных возмущений характеризуется четко выраженными периодичностями с характерными периодами около 14, 27, 60, 182 и 365 сут.;

4. Установлена значимая корреляция между количеством геомагнитных возмущений и вариациями индекса солнечной активности $F10,7$.

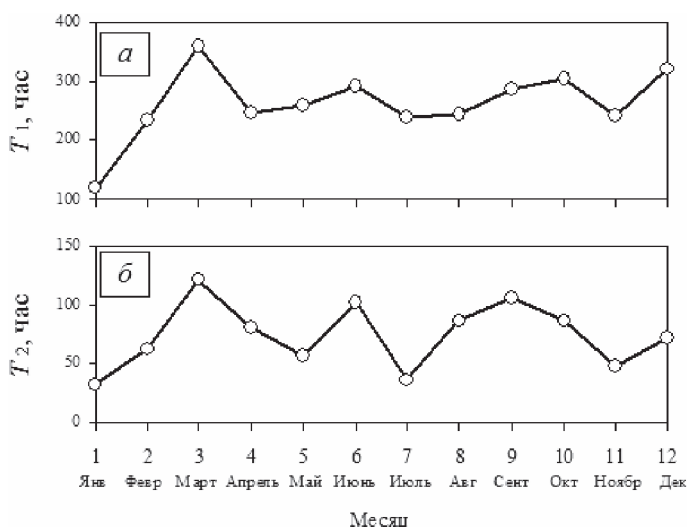


Рис. 5. Продолжительность по месяцам геомагнитных возмущений с $K \geq 4$ (а) и магнитных бурь с $K = 5$ и 6 (б) за период 2010–2015 гг. на ГФО МНУ

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН IV.8 (проект 0146-2015-0011 "Взаимодействие и преобразование геофизических полей на границе земная кора-атмосфера") в части обработки геофизических данных.

Литература

- Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. «Михнево»: от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016. № 1. С. 108–119.
- Афанасьева В.И., Шевнин А.Д. Некоторые статистические характеристики магнитной активности // Геомагнитная активность и ее прогноз. М.: Наука, 1978. С. 5–33.
- Беляев Г.Г., Чмырев В.М., Клейменова Н.Г., Козырева О.В. Электромагнитный ультранизкочастотный фон мегаполиса (г. Москва) // Геомагнетизм и аэрномия. 2003. Т. 43. № 5. С. 697–701.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир, 2009. 680 с.
- Бондарь Т.Н., Головков В.П., Яковлева С.В. Вековая вариация геомагнитного поля на интервале 1980–2000 гг. // Геомагнетизм и аэрномия. 2003. Т. 43. № 6. С. 854–857.
- Водяников В.В., Гордиенко Г.И., Нечаев С.А., Соколова О.И., Хомутов С.Ю., Яковец А.Ф. Наведенные токи в линиях электропередач по данным геомагнитных вариаций // Геомагнетизм и аэрномия. 2006. Т. 46. № 6. С. 853–858.
- Гвишиани А.Д., Лукьянова Р.Ю. Геоинформатика и наблюдения магнитного поля земли: Российский фрагмент // Физика Земли. 2015. № 2. С. 3–20.
- Головков В.П., Зверева Т.И., Чернова Т.А. Годовая вариация магнитного поля Земли // Геомагнетизм и аэрномия. 2004. Т. 44. № 1. С. 129–134.
- Гордина В.М., Тихоцкий С.А., Щур Д.Ю. О восстановлении гармонического компонента аномалий модуля магнитного поля // Физика Земли. 2006. № 4. С. 69–79.
- Гульельми А.В. Ультранизкочастотные электромагнитные волны в коре и в магнитосфере Земли // Успехи физических наук. 2007. Т. 177. № 12. С. 1257–1276.

- Колесник А.Г., Колесник С.А., Побаченко С.В. Электромагнитная экология. Томск: ТМЛ-Пресс, 2009. 336 с.
- Леднев В.В. Биологические эффекты крайне слабых переменных магнитных полей: идентификация первичных мишеней // Моделирование геофизических процессов. М.: ОИФЗ РАН, 2013. С. 130–136.
- Лобычева И.Ю., Седых П.А. Исследование влияния геомагнитной активности на метеорологические процессы в нижней атмосфере // Физика геосфер. Владивосток: Дальнаука, 2015. С. 334–338.
- Мартынюк В.С., Цейслер Ю.В., Темурьянц Н.А. Интерференция механизмов влияния слабых электромагнитных полей крайне низких частот на организм человека и животных // Геофизические процессы и биосфера. 2012. Т. 11. № 2. С. 16–21.
- 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.
- Обридко В.Н., Канониди Х.Д., Митрофанова Т.А., Шельтинг Б.Д. Солнечная активность и геомагнитные возмущения // Геомагнетизм и аэрономия. 2013. Т. 53. № 2. С. 157–166.
- Светов Б.С., Каринский С.Д., Кукса Ю.И., Одинцов В.И. Магнитотеллурический мониторинг геодинамических процессов // Физика Земли. 1997. № 5. С. 36–46.
- Сомсиков В.М., Андреев А.Б., Жумабаев Б.Т., Соколова О.И. Анализ суточной динамики спектра вариаций геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51. № 1. С. 68–72.
- Троицкая В.А., Гульельми А.В. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы // Успехи физических наук. 1969. Т. 97. Вып. 3. С. 453–464.
- Черешнев В.А., Гамбурцев А.Г., Сигачев А.В., Верхотурова Л.Ф., Горбаренко Е.В., Гамбурцева Н.Г. Внешние воздействия – стрессы-заболеваемость. М.: Наука, 2016. 168 с.
- Экология человека в изменяющемся мире / Колл. авторов. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 570 с.
- Fraser-Smith A.C. The spectrum of the geomagnetic activity index A_p / Technical report No. 1. Stanford University. Radioscience laboratory, 1971. 172 p.
- Glasmeyer K.-H., Soffel H., Negendank J.F.W. Geomagnetic field variations. Springer-Verlag. Berlin Heidelberg, 2009. 425 p.
- Rangarajan G.K., Iyemori T. Time variations of geomagnetic activity indices K_p and A_p : an update // Ann. Geophysicae. 1997. Vol. 15. P. 1271–1290.

УДК 550.3; 550.4

МАГНИТОВАРИАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ В УСЛОВИЯХ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ «МИХНЕВО»

С.А. Рябова

Представлен анализ магнитовариационных параметров для среднеширотных условий Восточно-Европейской платформы. Анализ выполнен с привлечением данных инструментальных наблюдений, выполненных на Геофизических обсерваториях "Михнево" ИДГ РАН и "Борок" ИФЗ РАН в период 2010–2013 гг. Установлены периодичности вариаций магнитного типпера и магнитного тензора в приземном слое атмосферы. Определена зависимость между уровнем подземных вод в безнапорном горизонте и вариациями магнитного типпера.

Введение

Электромагнитное поле Земли характеризуется широким спектром вариаций геомагнитного и геоэлектрического полей с периодами от тысячных долей секунды до годовых и более. Вариации полей содержат информацию об электропроводности геологической среды, внутриземных и ионосферных (магнитосферных) электрических и магнитных источниках. Более детально изучены высокочастотные вариации электромагнитного поля Земли [Колесник и др., 2009]. В меньшей степени исследованы длиннопериодные вариации, в частности, крайне ограничены сведения о годовых вариациях геоэлектрического поля, что можно объяснить отсутствием достаточно длинных рядов наблюдений [Краев, 1965; Дещеревский, Сидорин, 1999]. Данные о годовых вариациях геомагнитного поля представлены в работах [Serson, 1973; Яновский, 1978; Паркинсон, 1986; Glasmeier, 2009].

Изучение вариаций приземного электромагнитного поля представляет весьма значительный интерес. Это связано с тем, что передаточные магнитовариационные параметры электромагнитного поля содержат информацию о геодинамических процессах. В частности, магнитовариационные параметры востребованы не только при изучении геоэлектрического строения земной коры и верхней мантии, но также привлекаются при мониторинге сейсмотектонических процессов в литосфере, установлении эффектов, сопровождающих землетрясения. Например, установлено, что Южно-Байкальское (Култуклинское) землетрясение сопровождается аномальными изменениями в поведении вектора индукции [Мороз и др., 2006; Мороз, Мороз, 2012]. Исследование магнитовариационных параметров также актуально при изучении геодинамических процессов в земной коре и отдельных массивов горных пород не только в зонах повышенной сейсмической активности и разломных зонах, но и в зонах особо ответственных объектов с целью диагностики изменений напряженного состояния среды и гидрогеологического режима территории [Мороз, Мороз, 2012].

Цель настоящей работы заключается в изучении закономерностей изменения магнитовариационных параметров во времени, а также их вариации при изменении гидродинамического режима подземных вод.

Используемые данные

В качестве исходных данных при анализе использовались результаты синхронных наблюдений за геомагнитными вариациями и режимом подземных вод на среднеширотной Геофизической обсерватории "Михнево" ИДГ РАН (54,96°N; 37,77°E) и геомагнитными вариациями на геофизической обсерватории «Борок» ИФЗ РАН (58,03°N, 38,97°E), полученными за период 2010–2013 гг.

Геофизическая обсерватория "Михнево" (ГФО МНУ) расположена в 85 км к югу от города Москвы, на юге Московской области (неподалеку от города Серпухов). Местоположение обсерватории характеризуется удаленностью от крупных промышленных объектов, что делает ее особо пригодной для изучения динамики магнитовариационных параметров. Расположенная в окрестности ГФО МНУ глубинная тектоническая структура в виде Нелидово-Рязанской шовной зоны может рассматриваться как фактор, способствующий усилению эффектов,

связанных с влиянием геофизических и гидродинамических условий на вариацию магнитовариационных характеристик.

Обсерватория "Борок" (ГО ВОХ) расположена в поселке Борок Некоузского района Ярославской области. Обсерватория характеризуется идеальными условиями для проведения электромагнитных измерений – низкий уровень электромагнитных помех, отсутствие промышленных загрязнений. Расстояние между ГФО МНУ и ГО ВОХ составляет примерно 270 км.

Регистрация на ГФО МНУ локальных геомагнитных вариаций выполнялась с помощью трехкомпонентного феррозондового магнитометра LEMI-018, который обеспечивает соответствующее преобразование данных, получаемых с феррозондового датчика, их обработку и накопление (регистрировались компоненты B_x и B_y по географическим осям в направлениях соответственно восток–запад и север–юг, а также вертикальная компонента B_z , направленная вдоль действия силы тяжести).

Измерения геомагнитного поля на ГО ВОХ выполняются с помощью трехкомпонентного магнитометра (производство GEOMAG) с диапазоном измерений ± 70000 нТл и полосой пропускания 0–1 Гц. В качестве регистратора используется система сбора данных ENO II (производство GEOMAG), частота дискретизации выходного сигнала составляет 1 минуту.

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 [Горбунова, 2006].

Методы оценки магнитовариационных передаточных функций

При проведении оценок учитывалось, что теоретически допускается существование линейного соотношения между вертикальной составляющей геомагнитного поля B_z с горизонтальными составляющими геомагнитного поля B_x и B_y в виде (например, [Schmucker, 1970]):

$$B_z = \begin{bmatrix} T_x & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где T_x и T_y , – комплексные компоненты магнитного типпера (индукционной матрицы).

Весьма информативным параметром, который также анализируется в настоящей работе, являются индукционные стрелки, которые определяются по компонентам индукционной матрицы следующим образом:

$$\operatorname{Re} \vec{T} = \operatorname{Re} T_x \vec{i} + \operatorname{Re} T_y \vec{j}, \quad (2)$$

$$\operatorname{Im} \vec{T} = \operatorname{Im} T_x \vec{i} + \operatorname{Im} T_y \vec{j}. \quad (3)$$

Магнитуда магнитного типпера определяется из соотношения:

$$T = \sqrt{T_x^2 + T_y^2}.$$

Помимо компонент магнитного типпера в настоящей работе анализируется магнитный тензор, оценка которого основана на существовании связи между горизонтальными векторами геомагнитного поля в двух точках земной поверхности в виде [Бердичевский, Жданов, 1981]:

$$\begin{bmatrix} \widehat{B}_x \\ \widehat{B}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{xx} & m_{yx} \\ m_{yx} & m_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix}$$

где m_{xx} , m_{xy} , m_{yx} , m_{yy} – комплексные компоненты магнитного тензора.

В связи с тем, что прямая оценка магнитовариационных параметров на основе кросс-корреляционных методов часто приводит к неверным результатам (в частности, наличие шумов в исходных данных приводит к тому, что значения оцененных таким методом магнитовариационных параметров часто завышены), в настоящей работе использовался метод Ларсена [Larsen et al., 1996], который позволяет подавлять шумы различных типов: 1) некоррелированные шумы (аппаратурные, включая их дрейфы из-за влияния температуры), 2) коррелированные шумы (такие как помехи от электрифицированных железных дорог, промышленные помехи), 3) сигналы с высокой пространственной частотой (например, ближние молнии), 4) низкий уровень сигнала в "мёртвых" диапазонах.

В основе метода Ларсена лежит представление сглаженных магнитотеллурических функций в виде

$$Z(\omega) = U(\omega)D(\omega)Z^{1-D}(\omega),$$

где $Z^{1-D}(\omega)$ – передаточная функция для одномерной (1-D) модели, $D(\omega)$ – безразмерная гладкая функция искажений (ее применение, как продемонстрировано в статье [Larsen et al., 1975], приводит к более точной оценке передаточных функций), $U(\omega)$ – безразмерная гладкая корректирующая функция, ω – частота. При расчете магнитного типпера, который представляется в виде $T(\omega) = U(\omega)D(\omega)$, передаточная функция $Z^{1-D}(\omega)$ приблизительно равна единице.

Результаты анализа магнитовариационных параметров

Вариация магнитного типпера. Вариации магнитного типпера исследовались по данным наблюдений изменений геомагнитного поля на ГФО МНУ за период 2010–2013 гг. Анализ показал, что магнитные типперы определяются устойчиво на временном интервале не менее 5 суток. При этом когерентность между вертикальной и горизонтальными составляющими должна быть не менее 0,8.

В качестве примера на рис. 1 представлены временные ряды вещественных и мнимых частей магнитного типпера для ГФО МНУ за период 2010–2012 гг. Данные рис. 1 свидетельствуют о наличии периодичностей во временных вариациях магнитного типпера. Наиболее ярко проявляются годовые вариации в поведении модулей индукционных стрелок, что подтверждается спектральной оценкой, результаты которой в виде периодограммы приведены на рис. 2. Согласно результатам работы [Мороз и др., 2011] годовые вариации модулей мнимых индукционных стрелок характеризуют вариации электропроводности проводящего слоя,

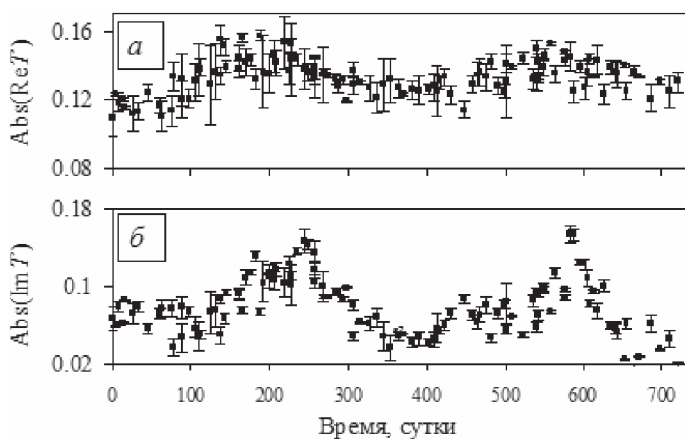


Рис. 1. Вариации вещественной (*a*) и мнимой (*б*) компонент магнитного типпера на ГФО МНУ за период 2010–2012 гг.

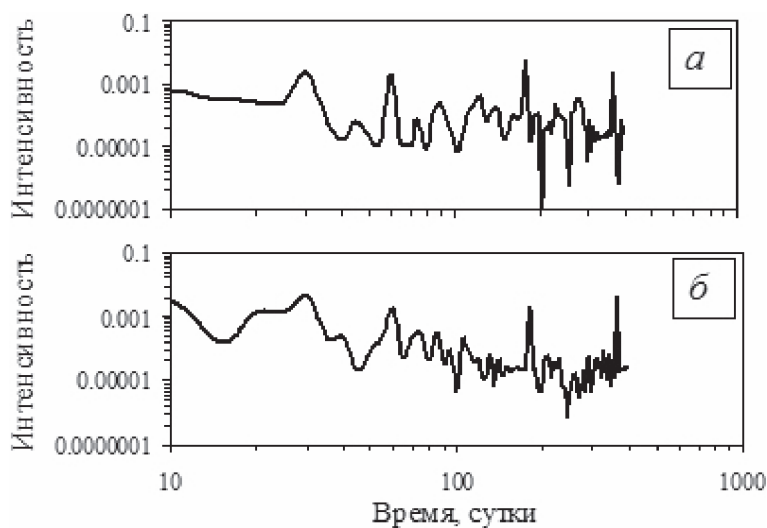


Рис. 2. Периодограммы вещественной (*a*) и мнимой (*б*) компонент магнитного типпера на ГФО МНУ за период 2010–2013 гг.

в котором концентрируются электрические токи, вызванные индукцией. Это позволяет предполагать, что выделенная в настоящей работе годовая периодичность связана с наличием мощного проводящего слоя. Представленные на рис. 2 периодограммы свидетельствует, что кроме годовой периодичности наблюдаются хорошо выраженные периодичности магнитного типпера с периодами 0,5 года и 60 сут. Годовая и полугодовая периодичности носят сезонный характер. Источник периодичности с 60-ти суточным периодом в настоящее время не ясен и требует проведения дополнительных исследований.

Вариации магнитного тензора. Характеристики магнитного тензора определялись с использованием результатов наблюдений вариаций геомагнитного поля,

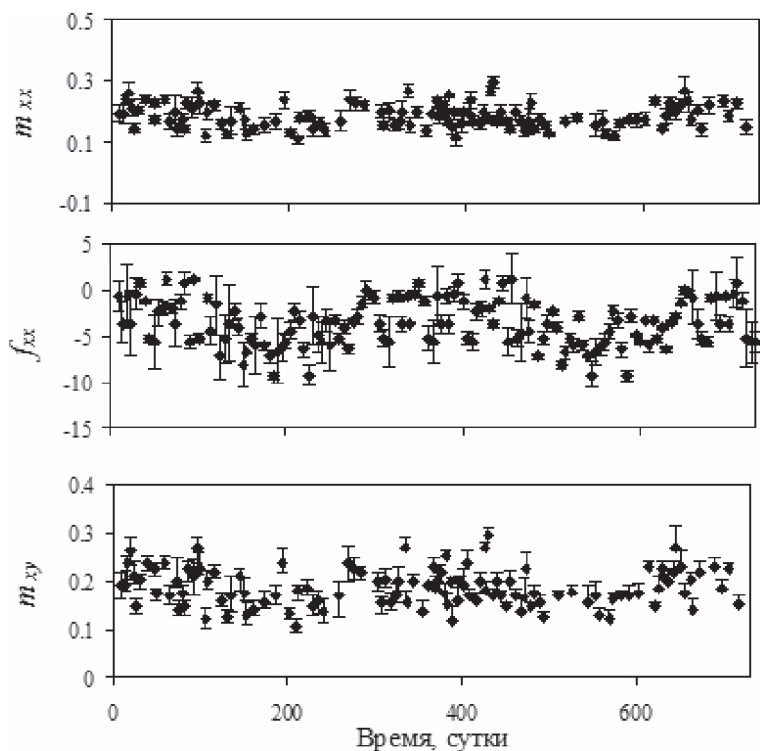


Рис. 3. Вариации модуля (m_{xx}) и фазы (f_{xx}) основной компоненты и модуля дополнительной компоненты (m_{xy}) магнитного тензора на ГФО МНУ за период 2010–2012 гг.

полученные в геофизических обсерваториях «Михнево» и «Борок». Анализ показал, что компоненты магнитного тензора определяются устойчиво на временном интервале равном 5 суткам. В качестве примера на рис. 3 приведены результаты расчета компонент магнитного тензора. Более детальный анализ свидетельствует о том, что вариации основных компонент и их фаз характеризуются меньшей дисперсией по сравнению с дополнительными компонентами и их фазами. Характерно, что в поведении компонент магнитного тензора выражены годовые вариации, которые по амплитуде в целом превышают дисперсию в 3–5 раз и более четко проявляются в вариациях фаз основных компонент, что, как уже упоминалось, с большой вероятностью связано с изменением электропроводности земной коры. Здесь следует отметить, что поскольку изменение электропроводности земной коры определяется процессами, протекающими в твердых оболочках Земли, выделенные годовые вариации магнитовариационных параметров на примере магнитного типпера и магнитного тензора могут быть использованы для характеристики геодинамических процессов в земной коре, которые характеризуются периодичностями, близкими к 1 году, например, связанными с вращением Земли вокруг Солнца.

Совместные вариации магнитного типпера и уровня подземных вод. На рис. 4 представлены результаты оценки магнитуды магнитного типпера и абсолютного

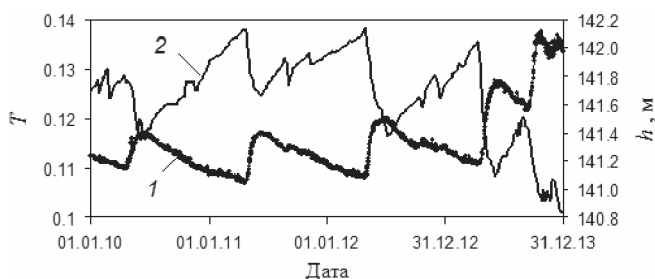


Рис. 4. Вариации уровня безнапорного водонасыщенного горизонта (1) и магнитуды магнитного типпера (2) на ГФО МНВ за период 2010–2013 гг.

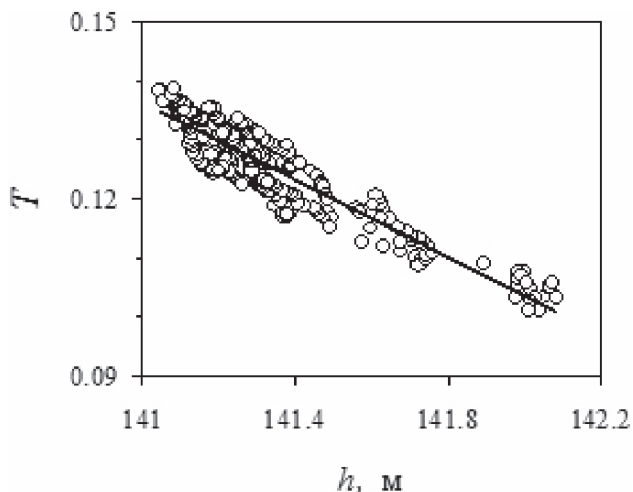


Рис. 5. Зависимость между магнитудой магнитного типпера T и уровня подземных вод h на ГФО МНВ за период 2010–2013 гг.

уровня подземных вод безнапорного горизонта, которые демонстрируют синхронность их изменений.

Зависимость между вариациями магнитного типпера T и уровня подземных вод h в открытой скважине приведена на рис. 5. Данные рис. 5 свидетельствуют о практически линейной связи между T и h . С достаточной для оценок точностью зависимость $T(h)$ представима в виде:

$$T(h) = -0,0327h + 4,74004.$$

Подтверждение и проверка достоверности статистической значимости соотношения (1) между амплитудами T и h выполнялись на основе метода суррогатных рядов данных. В настоящей работе при анализе корреляционных соотношений использовались подходы Кенделла, Спирмена и Пирсона, коэффициент корреляции вычислялся как для оригинальных, так и для суррогатных рядов. Результаты вычисления коэффициентов корреляции приведены на рис. 6 в виде гистограмм (по оси ординат приведено количество реализаций с данным коэффициентом корреляции). Коэффициенты корреляции, вычисленные для оригинальных ря-

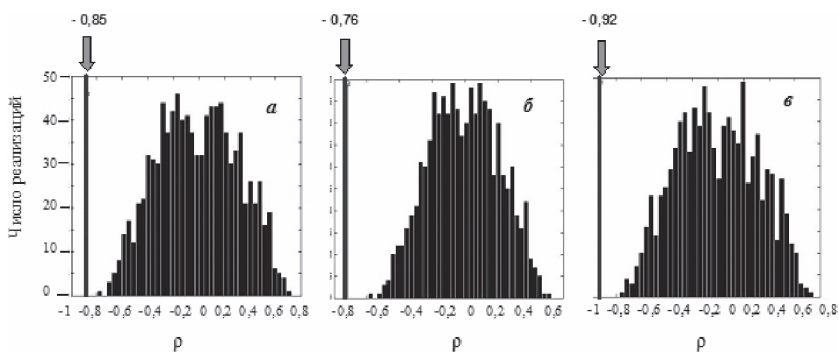


Рис. 6. Гистограммы, демонстрирующие корреляцию суррогатных рядов данных с использованием разных подходов: а) Кендалла; б) Спирмена; в) Пирсона. Вертикальными стрелками и линиями обозначены значения коэффициентов корреляции (соответствующие цифры приведены в поле рисунка) для исходных рядов данных

дов данных, представлены для перечисленных выше подходов в поле рисунков. Так как значения коэффициентов корреляции исходных рядов не попали в интервалы значений, соответствующих построенным случайным гистограммам, можно утверждать, что существует корреляционная зависимость между вариациями T и h . В нашем случае значения коэффициентов детерминации R^2 являются относительно высокими (Кендалла – 58%, Пирсона – 85%, Спирмена – 72%), что позволяет утверждать, что рассматриваемые процессы характеризуются значимой корреляцией между T и h .

Выводы

По данным наблюдений вариаций геомагнитного поля, полученным в ГФО «Михнево» и ГО «Борок» проанализированы магнитный типпер и магнитный тензор. В их поведении выявлены годовые вариации. В магнитном тензоре годовые вариации в большей мере проявились в поведении фаз основных компонент. Для обеих обсерваторий наряду с годовой периодичностью наблюдаются вариации магнитного типпера с полугодовой периодичностью и периодом 60 сут. Для условий ГФО МНУ, где выполняются гидрогеологические наблюдения, установлена линейная зависимость между амплитудой магнитного типпера T и уровнем подземных вод h в открытой скважине.

Литература

Бердичевский М.Н., Жданов М.С. Интерпретация аномалий переменного электромагнитного поля Земли. М.: Недра, 1981. 327 с.

Горбунова Э.М. Основные закономерности изменения режима подземных вод Приокского участка Нелидово-Рязанской шовной зоны // Динамические процессы во взаимодействующих геосферах: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2006. С. 219–227.

Децеровский А.В., Сидорин А.Я. Скрытые периодичности и фликкер-шум в электротеллурическом поле // Физика Земли. 1999. № 4. С. 56–67.

Колесник А.Г., Колесник С.А., Побаченко С.В. Электромагнитная экология. Томск: ТМЛ-Пресс, 2009. 336 с.

Краев А.П. Основы геоэлектрики. М.: Недра, 1965. 588 с.

Мороз Ю.Ф., Мандельбаум М.М., Мороз Т.А. Поиск аномальных эффектов в геофизических полях в связи с землетрясениями в Байкальской рифтовой зоне // Физика Земли. 2006. № 5. С. 83–96.

Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А. Аномалии электрического поля и электропроводности земной коры в связи с Култукским землетрясением на оз. Байкал // Физика Земли. 2012. № 5. С. 64–76.

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.

Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М.: Мир, 1986. 528 с.

Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. 578 с.

Glasmeyer K.-H., Soffel H., Negendank J.F.W. Geomagnetic field variations. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2009. 425 p.

Larsen J.C. Low frequency (0.1–6.0 cpd) electromagnetic study of deep mantle electrical conductivity beneath the Hawaiian Islands // Geophys. J. R. astr. SOC. 1975. № 43. P. 17–46.

Larsen I.C., Mackie R.L., Manzella A. Robust smooth magnetotelluric transfer functions // Geophysical Journal International. 1996. Vol. 124. P. 801–819.

Schmucker U. Anomalies of geomagnetic variations in the South Western United States / Berkley Los Angeles–London: Univ. California Press. 1970. 165 p.

Serson P.H. Instrumentation for induction studies on land // Phys. Earth and Planet. Inter. 1973. № 7. P. 313–322.

УДК 551.509

ВЛИЯНИЕ ВЫБРОСОВ МЕТАНА В АРКТИЧЕСКОЙ ЗОНЕ НА ИЗМЕНЕНИЕ ГАЗОВОГО СОСТАВА НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ

В.П. Кудрявцев

В работе излагаются результаты расчётов изменения газового состава атмосферы при выбросах значительных масс метана из локальных арктических источников. Численное моделирование с использованием фотохимической модели нижней и средней атмосфер показало, что увеличение эмиссии метана из арктических источников может привести к заметному изменению газового состава нижней атмосферы. Выполненные модельные расчёты и анализ физико-химических связей показали, что изменения концентраций метана, воды, гидроксила и озона в условиях повышения эмиссии метана приводят к возникновению положительной обратной связи с потеплением в районе выбросов. Вклад парникового эффекта от работы указанных положительных обратных связей может оказаться сравнимым или даже превзойти антропогенный вклад в арктической зоне.

Введение

В последние годы ведутся серьёзные исследования влияния климатических изменений на потоки парниковых газов в атмосферу Земли из естественных резервуаров гидра и литосферы. При этом, исследуются дополнительные климатические изменения, связанные с увеличением этих потоков [Карнаухов, 2001; Монин и др., 2000; Сергиенко и др., 2012; Kvenvolden et al., 2001] и парниковым эффектом.

Как известно, к парниковым газам относятся водяной пар, углекислый газ, метан, закись азота и озон. Но наиболее значимой представляется положительная

обратная связь между потеплением и повышением содержания метана в атмосфере. Метан интенсивно поглощает тепловое излучение Земли в инфракрасной области спектра на длине волны 7,66 мкм. Он занимает второе место после углекислого газа по эффективности поглощения теплового излучения. Вклад метана в общий парниковый эффект составляет около $0,8^{\circ}\text{C}$ [Монин, Шишков, 2000]. Но благодаря его способности поглощать инфракрасное излучение, больше чем у углекислого газа (в 21 раз на единицу массы), а также быстрому росту содержания в атмосфере, примерно на 150% с начала индустриальной эпохи, его влияние заметно возрастает. По степени влияния на радиационный баланс атмосферы метан является третьим по значимости (после паров воды и двуокиси углерода) парниковым газом. По оценкам Межправительственной группы экспертов по изменению климата (ИПСС) к 2007 году радиационный форсинг от повышения его концентрации составил $0,5 \text{ Вт/м}^2$, то есть треть от радиационного форсинга углекислого газа ($1,5 \text{ Вт/м}^2$) [ИПСС-2007].

Традиционно роль атмосферного метана рассматривают в связи с проблемой глобального потепления [Монин, Шишков, 2000]. В гораздо меньшей степени исследуется его роль в формировании газового состава атмосферы Земли [Смышляев и др., 2015]. Метан, поступающий в атмосферу из различных источников, расположенных как в литосфере, так и в гидросфере, оказывает существенное влияние на формирование газового состава атмосферы Земли. Он является химически активной составляющей атмосферы, участвуя в химических превращениях, в значительной степени определяя локальную продукцию озона в тропосфере и заметно влияя на содержание водяного пара в тропосфере и стратосфере [Jacob, 1999], тем самым осуществляя положительные обратные связи.

Проведенные в работах [Адушкин, Кудрявцев, 2010; 2013] расчёты и анализ закономерностей поведения концентрации и массы метана в полусферах Земли показали, что мощность выделения метана с поверхности литосферы и океана в атмосферу должна составлять более $\sim 1000 \text{ Тг/год}$. Это соответствует средней скорости эмиссии метана в атмосферу Земли около $5,3 \text{ мг/м}^2\text{день}$. В последние годы появилось много данных, свидетельствующих о неравномерности выделения и недооценке масштабов потоков метана в атмосферу с территорий арктических и субарктических регионов. Роль Мирового океана и, в частности, Северного Ледовитого океана недооценена. Путем анализа литературных данных наземных, морских и спутниковых измерений в работе [Адушкин, Кудрявцев, 2015] были выявлены особенности генерации метана в атмосфере в различных регионах Арктики и субарктики, обладающих различным потенциалом метаногенеза. В частности, зафиксировано значительное увеличение потока метана в тундре в момент начала промерзания грунта (сентябрь) [Mastepanov et al., 2008]. При промерзании грунта до глубин 5–15 см наблюдалось увеличение потока метана в атмосферу до $20 \text{ мг/м}^2\text{день}$. Но время действия этого источника не более одного месяца, что меньше или равно времени его вертикального перемешивания в тропосфере Земли (порядка 1,5 месяца).

Крупнейшим резервуаром метана, потенциально доступного к вовлечению в современные геохимические процессы, являются метановые газогидраты. По современным оценкам под дном Северного Ледовитого океана находится от 455 до 2500 Пг углерода (1 Пг = 1015 г) в виде гидратов метана [AMAP Assessment, 2015]. Диссоциация даже небольшой доли газогидратов метана в условиях со-

временного потепления Арктики способна существенно повысить его концентрацию в атмосфере.

Метановые газогидраты нестабильны: при повышении температуры и понижении давления [Dickens et al., 1994] происходит их разрушение. В атмосфере содержится около 5000 Мт метана. Поэтому вовлечение в круговорот даже незначительной доли метана, аккумулированного в метановых газогидратах, может привести, к значительному возмущению газового состава атмосферы и ее радиационного режима.

Установлено, что в арктическом регионе (севернее 66°N) потоки метана из газовых гидратов составляют около 50% от суммарного потока, а севернее 75°N поток метана из газовых гидратов является его единственным источником [Yamamoto и др., 2009]. Для территории Российской Федерации поток метана из арктических газовых гидратов составляет порядка 15–20%. Известно, что в настоящее время в арктических морях, например, Баренцевом, где субаквальная мерзлота уже деградировала, происходит катастрофический выброс метана в атмосферу. Проведенные на шельфе Тихоокеанского сектора Арктики биогеохимические исследования [Сергиенко и др., 2012; Шахова и др., 2009; Shakhova et al., 2014] говорят о возможной эмиссии метана из мощного глубинного источника на арктическом шельфе. Экспедиционные работы на шельфе Тихоокеанского сектора Арктики выявили шлейфы высокого содержания растворенного метана, что может быть связано с деградацией субаквальной мерзлоты, а также с разрушением газогидратов [Шахова и др., 2009; Shakhova et al., 2014; 2015]. При проведении экспедиционных работ в приповерхностном слое атмосферы в этих районах были зафиксированы значительные увеличения потоков метана и протяженные аномалии концентрации метана в воздухе (до 4–8 ppmv). В море Лаптевых были зарегистрированы многочисленные метановые пузыри, аккумулированные подо льдом. В районе полыней это ведет к его разгрузке в атмосферу, а во время разрушения ледового покрова возможен залповый выброс в атмосферу значительных масс метана. В октябре 2013 г. [Shakhova et al., 2015] в дельте р. Лены наблюдали залповые выбросы метана в атмосферу до $24000 \text{ мг/м}^2\text{день}$. Эмиссия метана в форме огромных факелов была обнаружена в морях Охотском [Obzhirov et al., 2004] и Восточно-Сибирском [Shakhova et al., 2010]. Все это говорит о локальности и неравномерности распределения источников метана в арктических и субарктических регионах.

В последний год появился целый ряд работ [Юрганов и др., 2016а; 2016б], в которых используя спутниковые данные измерений потоков метана, проведена оценка его эмиссии из некоторых локальных арктических районов. Согласно данным [Юрганов и др., 2016а] среднее значение скорости эмиссии метана от поверхности моря в прибрежных районах Шпицбергена равно $124 \text{ мг/м}^2\text{день}$. В районе Норвегии – $98 \text{ мг/м}^2\text{день}$, а в прибрежных водах Новой Земли – $91 \text{ мг/м}^2\text{день}$, то есть более чем в 20 раз превышает средне-глобальную скорость эмиссии метана в атмосферу ($5,3 \text{ мг/м}^2\text{день}$).

Таким образом, даже в наше время потоки метана из газовых гидратов вносят существенный вклад в его продукцию в Арктике и субарктике. Их увеличение в будущем при более теплом климате может существенным образом повлиять на региональный состав атмосферы. В настоящей работе оценивается влияние вы-

бросов значительных масс метана из локальных арктических и субарктических источников на изменения газового состава атмосферы.

Механизмы, определяющие изменения химического состава атмосферы при выбросах метана

В результате полного окисления метана образуется диоксид углерода и вода [Брасье, Соломон, 1987]. Схематически это может быть представлено как сжигание метана:

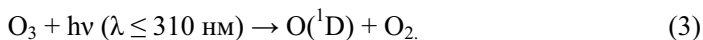


Однако эта реакция – итог единичного цикла окисления и полностью не описывает механизм химической кинетики удаления метана из атмосферы. Подробная кинетическая схема процессов удаления метана из тропосферы до образования конечных продуктов представлена в работе [Ravishankara, 1988]. Одно из наиболее реакционно способных соединений в химических процессах, играющее в атмосферной химии ключевую роль, является радикал гидроксила OH. Концентрация радикала OH изменяется в тропосфере в диапазоне от $0,5 \times 10^6$ до $1,5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ [Румянцев, Ролдугин, 2003].

В естественных условиях метан, взаимодействуя с гидроксильным радикалом, образует воду:



Гидроксильный радикал образуется в атмосфере в основном в результате фотодиссоциации озона и последующей реакции атома кислорода в возбужденном электронном состоянии $\text{O}(^1\text{D})$ с молекулой воды. Под действием ультрафиолетового излучения света молекулы тропосферного озона разрушаются с образованием молекулы кислорода и очень реакционно активного атома кислорода в возбужденном электронном состоянии $\text{O}(^1\text{D})$



Эти атомы кислорода, в свою очередь, взаимодействуя с молекулой воды и метана, образуют три радикала OH:



Образование радикалов OH в тропосфере происходит также при фотодиссоциации пероксида водорода (H_2O_2) и азотосодержащих соединений:

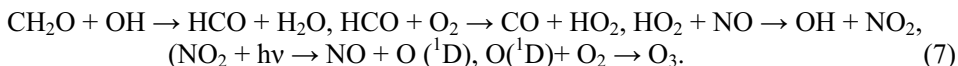


Как промежуточные продукты в цепи реакций окисления метана в атмосфере также участвуют нестабильные валентно ненасыщенные реакционно активные радикалы – CH_3 , CH_3O_2 и HO_2 [Брасье, Соломон, 1987]. Особенностью этой стадии окисления метана является образование радикала OH, что приводит к компенсации потери OH (по реакции (2)) и возникновению цепного процесса окисления метана гидроксильными радикалами.

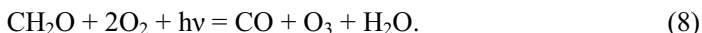
Таким образом, в результате этого цикла окисление одной молекулы метана в тропосфере приводит к образованию по одной молекуле формальдегида (CH_2O) и воды и двух молекул озона



Образующиеся молекулы формальдегида в реакциях с радикалом OH приводят к образованию CO, гидроксила и озона:



Итоговое уравнение этого цикла:



На этом этапе образуется по одной молекуле воды, озона и CO. Активность данного цикла пропорциональна концентрации в атмосфере окислов азота. В итоге в результате этих процессов один радикал OH в тропосфере способен окислить не одну, а несколько молекул метана, образовав соответственно не две, а более молекул озона, число которых равно удвоенной длине цепи.

Моделирование изменений газового состава атмосферы

Для исследования влияния локальных выбросов метана в Арктике на региональные изменения газового состава нижней атмосферы были проведены численные эксперименты. На данном этапе нас интересовала принципиальная возможность и степень изменения химического состава нижней атмосферы, поэтому нами рассматривались не конкретные выбросы метана, наблюдаемые в природе, а лишь некоторые имитации выбросов при проведении ряда численных экспериментов, позволивших оценить меру влияния многократно увеличенных концентраций метана в атмосфере. Мы ограничились возмущением концентраций метана в атмосфере на широте 70° . При этом величина источника метана в Арктике была задана равной $0,5 \text{ Мт}$ в год. Источник был распределен равномерно по широте 70°N на площади $S = 1 \times 10^4 \text{ км}^2$. Это соответствует потоку метана $\approx 130 \text{ мг/м}^2$ день, что более чем в 20 раз превышает средний глобальный поток метана в атмосферу Земли ($5,3 \text{ мг/м}^2$ день). После перемешивания в столбе площадью $S = 1 \times 10^5 \text{ км}^2$ за время вертикального перемешивания (порядка 1,5 месяца) в тропосфере Земли будет сформирована концентрация метана $\delta \approx 5,4 \text{ ppmv}$ (при средней концентрации в Арктике $1,8 \text{ ppmv}$).

Для численной оценки изменения газового состава атмосферы при выбросах метана была реализована одна из модификаций одномерной фотохимической модели атмосферы [Журавлева, Кудрявцев, 1994]. Основу используемой фотохимической модели составляет система уравнений непрерывности для 28 малых газовых составляющих атмосферы. Реализация модели позволяет получить высотнo-временные распределения профилей плотностей следующих составляющих атмосферы: *кислородных* – $\text{O} (^3\text{P})$, $\text{O} (^1\text{D})$, $\text{O} (^1\text{S})$, $\text{O}_2 (^1\Delta_g)$, O_3 ; *азотных* – $\text{N} (^4\text{S})$, $\text{N} (^2\text{D})$, NO , NO_2 , N_2O , HNO_3 ; *водородных* – H_2O , H_2 , H , OH , HO_2 , H_2O_2 ; и *углеродных* – CH_4 , CH_3 , CH_3O_2 , CH_3O , CH_2O , CHO , CO , CO_2 .

Включенные в кинетическую схему компоненты и химические процессы полностью описывают указанные выше циклы окисления метана. При численном моделировании рассчитывались относительные отклонения концентраций ($\delta(h) = \Delta[\text{N}]/[\text{N}]_p \times 100\%$) от их невозмущенных значений в условиях увеличения концентрации метана до $\delta \approx 5,4 \text{ ppmv}$ в летнее время года. Результаты расчётов высотных профилей относительных отклонений концентраций воды, гидроксила

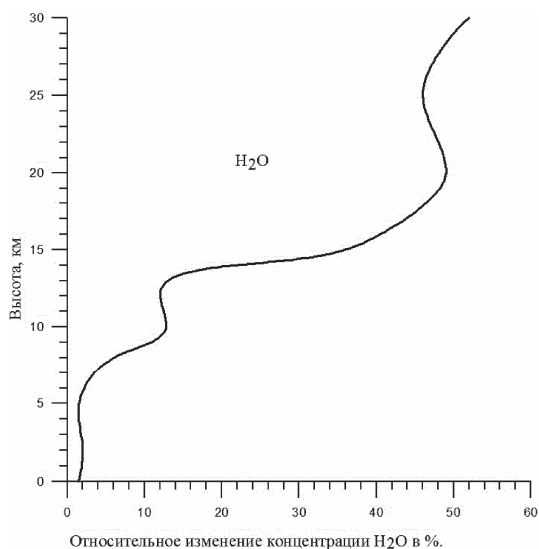


Рис. 1. Относительное отклонение концентраций воды от невозмущенных значений ($\Delta N/N_p$) в %

и озона в указанных условиях в атмосфере северного полушария на широте $\varphi = 70^\circ$ представлены на рисунках 1–3.

Обсуждение результатов работы

Расчеты высотного профиля относительных отклонений концентраций водяного пара представлены на рис. 1. В настоящее время водяной пар является главным парниковым газом в атмосфере, его вклад в парниковый эффект земной атмосферы составляет сейчас примерно $20,6^\circ\text{C}$ [Монин, Шишков, 2000]. Однако следует отметить, что несмотря на весьма значительный рост содержания водяного пара в атмосфере в рассмотренных нами условиях, последствия указанного возрастания содержания водяного пара в атмосфере, и соответственно, дополнительное потепление атмосферы должны быть незначительны, так как линии поглощения водяного пара уже насыщены. В тоже время расчеты показали, что окисление значительных масс метана на высотах выше тропосферы может оказаться важным источником водяного пара.

Нарушение фотохимического равновесия в рассмотренных нами условиях приводит к образованию воды и, как следствие, увеличению концентраций компонент водородной группы (H, OH, HO₂ и так далее). Наиболее важной из них является гидроксил (OH). Результаты расчета высотных распределений относительных отклонений ($\delta(h)$) концентрации гидроксила от невозмущенных значений в тропосфере и стратосфере изображены на рис. 2.

Увеличение содержания метана приводит к уменьшению в тропосфере содержания гидроксила в соответствии с реакцией (2), для которого метан является одним из основных разрушителей. Но в тропосфере происходит и образование радикалов OH при фотодиссоциации пероксида водорода (H₂O₂), что приводит к

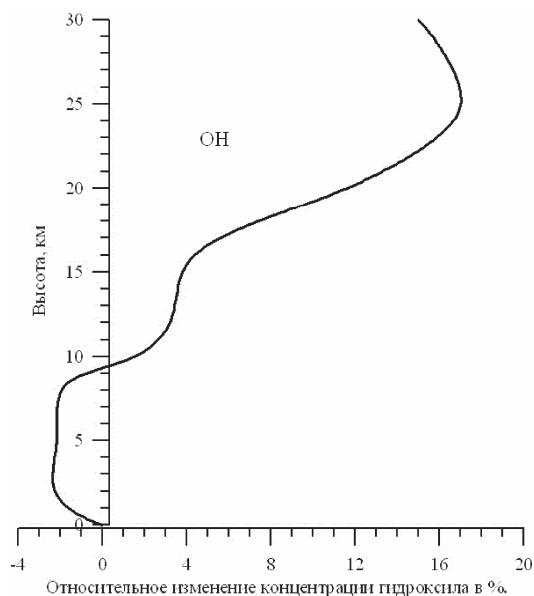
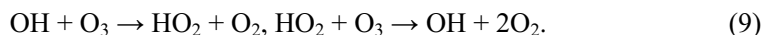


Рис. 2. Относительное отклонение концентраций гидроксила от невозмущенных значений ($\Delta N/N_p$) в %

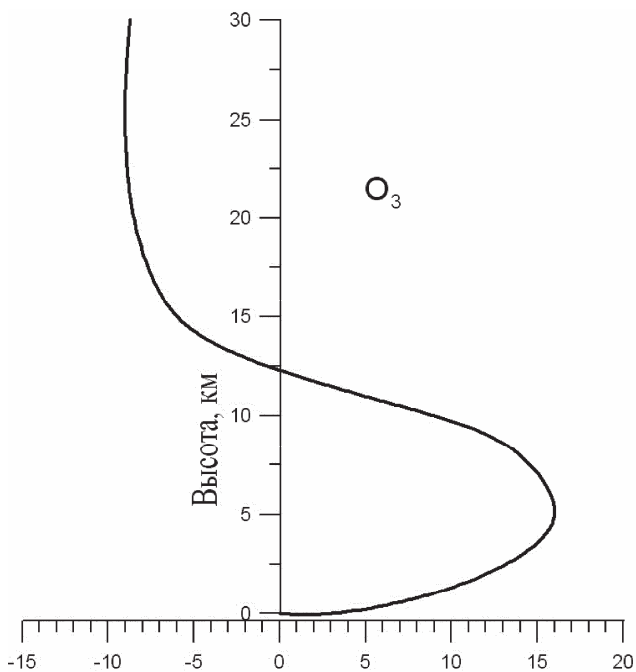
компенсации потерь ОН и возникновению цепного процесса окисления метана гидроксильными радикалами. Однако даже незначительное уменьшение концентрации гидроксила приводит к тому, что в тропосфере химическое разрушение метана сокращается, и его концентрация может увеличиваться еще больше. Таким образом, возникает положительная обратная связь между уменьшением содержания гидроксила и увеличением содержания метана в районе выбросов.

На стратосферных высотах при выбросах метана значительно возрастает концентрация воды, а вследствие больших концентраций озона на этих высотах и, соответственно концентраций $O(^1D)$, происходит ускорение процесса $O(^1D) + H_2O \rightarrow 2OH$, что приводит к заметному увеличению содержания гидроксила.

Как было показано выше в результате циклов окисления молекул метана (6), (7) и (8) в тропосфере происходит образование озона. Рассчитанное относительное отклонение концентрации озона ($\Delta[N]/[N]_p \times 100\%$) от невозмущенных значений в условиях увеличения потоков метана приведено на рис. 3. Видно, что в тропосфере концентрации озона в рассматриваемых условиях может возрасти на 15% относительно своего невозмущенного значения. На стратосферных высотах в условиях выбросов значительных масс метана, образования воды и водородных радикалов ОН и HO_2 озон может разрушаться в каталитических циклах, основными из которых является водородный цикл. В частности, водородные радикалы ОН, HO_2 могут выступать катализаторами в следующем цикле:



Но в стратосфере сток озона определяется в основном его фотодиссоциацией, и лишь незначительная доля может разрушаться в каталитических циклах. Вклад фотодиссоциации и химических процессов в разрушение озона зависит от кон-



Относительное изменение концентрации $[O_3]$ в % .

Рис. 3. Относительное отклонение концентраций озона от невозмущенных значений ($\Delta N/N_p$) в %

центраций водородных радикалов OH , HO_2 , величины и длительности потока солнечного излучения. При этом относительная роль указанных процессов изменяется в зависимости от высоты, широты и зенитного угла солнца. Сток озона на высоте 20 км и широте 70° при зенитном угле солнца 79° (весна, 12^h дня.) в результате фотодиссоциации (J_{O_3}) и химических процессов (L), рассчитанные с помощью фотохимической модели равны $J_{O_3} = 8,8 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, $L = 3,5 \times 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ [Адушкин, Кудрявцев, Журавлёва, 2004]. Таким образом, из представленных величин следует, что химические процессы разрушения озона на стратосферных высотах практически не работают ($L/J_{O_3} < 100$). Основное влияние на сток озона оказывает фотодиссоциация. И только, когда скорость стока озона за счет химических процессов приближается к скорости его фотодиссоциации (высокие широты, зимнее время), заметным становится эффект уменьшения озона в результате каталитических циклов с водородными радикалами OH , HO_2 [Адушкин, Кудрявцев, Журавлёва, 2004]. Отметим, что расчеты были проведены на широте 70° , при больших зенитных углах солнца, по этой причине на высотах более 12 км наблюдается уменьшение концентрации озона на 9%. Максимальные концентрации озона в стратосфере приходятся на высоту порядка 25 км. Поэтому, несмотря на возрастание концентрации озона в тропосфере в условиях выброса метана, общее содержание озона в атмосфере уменьшается на 7%. То есть, в рассмотренных условиях, в атмосфере возможно образования не глубокой озоновой аномалии. Влия-

ние метана на образование озона в нижней атмосфере также подвержено воздействию химических и физических обратных связей.

Выводы

В настоящее время в многочисленных исследованиях показано, что современное изменение температуры Земли может привести к высвобождению части накопленного почвенного углерода и увеличению эмиссии метана за счет таяния многолетних мерзлых грунтов и, как следствие, увеличению его концентрации в атмосфере. В последние три десятилетия температура в Арктике существенно возросла. В Сибири и на Чукотке в период 1976–2012 гг. температура росла со скоростью 0,8–1,2 °С за десять лет [Доклад об особенностях климата, 2013], то есть за указанный период среднегодовая температура в Сибири повысилась на 3–4 градуса. При прогнозируемом потеплении в ближайшем будущем в несколько градусов может вскрыться такой резервуар захороненного метана, как метановые газогидраты [Сергиенко и др., 2012], а также зоны вечной мерзлоты и северные болота, которые начнут интенсивно выделять метан [Walter et al., 2007]. Следовательно, будут осуществляться положительные обратные связи, обусловленные действием увеличенного содержания метана.

При прогнозировании температурных изменений в Арктике в районе выбросов метана из газовых гидратов и зон вечной мерзлоты необходимо учитывать физико-химические обратные связи, возникающие в результате влияния метана на содержание водяного пара, так как за счет химической реакции (1) в верхней тропосфере и стратосфере метан является важным источником водяного пара [Мелешко и др., 2002]. С одной стороны, водяной пар является парниковым газом и его увеличение из-за дополнительных выбросов метана усиливает первичный эффект, то есть вклад собственно метана в усиление парникового эффекта. А с другой – изменение радиационного баланса атмосферы в результате увеличения содержания метана и водяного пара влияет на температуру атмосферы и региональные особенности атмосферной циркуляции, приводя к изменению содержания не только метана и водяного пара, но и других химически связанных с ними газов.

Анализ обратных связей между химическими и термодинамическими последствиями локального увеличения содержания метана в приземном слое арктической атмосферы показал, что в зоне выбросов важным фактором становится изменение газового состава тропосферы. При этом действенными становятся химические обратные связи, обусловленные уменьшением содержания гидроксила под действием увеличенного содержания метана. Гидроксил является основным разрушителем метана в тропосфере, в результате чего концентрация метана еще больше увеличивается, и, таким образом, возникает положительная обратная связь между содержаниями метана и гидроксила.

С другой стороны, уменьшение содержания гидроксила частично компенсирует увеличение концентрации озона в цепочке окисления метана, инициируемой его реакцией с гидроксилом. Таким образом, возникает отрицательная обратная связь, и содержание озона не растет так же быстро, как концентрация метана. Кроме отрицательной обратной связи на образование озона в районе выбросов метана влияет и содержание азотных компонент, в частности, окислов азота. При

их недостаточном количестве даже при увеличении выбросов метана продукция озона не увеличивается.

Химическая положительная обратная связь между увеличением содержания метана и уменьшением содержания гидроксила в регионе выбросов метана может привести не только к еще большему увеличению содержания метана, но и к увеличению содержания других газов, для которых реакция с гидроксилом является основным стоком. Среди таких газов наибольшее значение имеют окись углерода и не метановые углеводороды.

Таким образом, выполненные модельные расчеты и анализ физико-химических связей показали, что в условиях выбросов повышенных концентраций метана эффект от работы, указанных выше положительных обратных связей, может заметно превысить антропогенный вклад от выбросов метана и других парниковых газов в изменение температурного режима региона. При этом антропогенный вклад можно рассматриваться, как своеобразный спусковой крючок, который запускает значительно более мощные процессы.

Литература

Адушкин В.В., Кудрявцев В.П. Глобальный поток метана в атмосферу и его сезонные вариации // Известия РАН. Физика Земли. 2010. Т. 46. № 4. С. 350–357.

Адушкин В.В., Кудрявцев В.П. Оценка глобального потока метана в атмосферу и его сезонных вариаций // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 2. С. 144–152.

Адушкин В.В., Кудрявцев В.П. Источники метана в арктической зоне // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015. С. 112–120.

Адушкин В.В., Кудрявцев В.П., Лосева Т.В. Эмиссия метана в арктическом регионе и ее влияние на региональное потепление // Динамические процессы в геосферах: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2010. С. 220–229.

Адушкин В.В., Кудрявцев В.П., Журавлева Л.А. Влияние дегазации земли на ее озоновый слой // Динамика взаимодействующих геосфер: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2004. С. 191–201.

AMAP Assessment 2015: Methane as an Arctic climate forcer: Arctic Monitoring and Assessment Programme (AMAP). 2015. Oslo, Norway. 139 p. ISBN 978-82-7971-091-2.

Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 415 с.

Доклад об особенностях климата на территории Российской Федерации за 2012 год / Под ред. А.И. Бедрицкого и др. М.: Росгидромет, 2013. 83 с.

Журавлева Л.А., Кудрявцев В.П. Нестационарная фотохимическая модель малых составляющих средней атмосферы // Динамические процессы в верхних геосферах: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ИДГ РАН, 1994. С. 191.

Карнаухов А.В. Роль биосферы в формировании климата Земли. Парниковая катастрофа" // Биофизика. 2001. Т. 46, Вып. 6. С. 1138–1149.

Монин А.С., Шишков Ю.А. Климат как проблема физики // УФН. 2000. Т. 170, № 4.

Мелешко В.П., Катцов В.М., Спорышев П.В., Вавулин С.В., Говоркова В.А. Изучение возможных изменений климата с помощью моделей общей циркуляции атмосферы и океана // Изменения климата и их последствия. СПб.: Наука, 2002.

Румянцев С.А., Ролдугин В.К. Взаимодействие малых газовых составляющих атмосферы с антропогенными загрязнителями воздуха в высокоширотном индустриальном районе // Экологическая химия. 2003. № 12 (2). С. 69–78.

Смышляев С.П., Мареев Е.А., Галин В.Я., Блакитная П.А. Моделирование влияния выбросов метана из арктических газовых гидратов на региональные изменения состава нижней атмосферы. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 4. С. 472–483.

Сергиенко В.И., Дударев О.В., Дмитриевский Н.Н., Шахова Н.Е., Никольский Н.Н., Никифоров С.Л., Саломатин А.С., Салюк Р.А., Карнаух В.В., Черных Д.Б., Тумской В.Е., Чувилин Е.М.,

Буханов Б.А. Деградация подводной мерзлоты и разрушение гидратов шельфа морей восточной Арктики как возможная причина “метановой катастрофы”: Некоторые результаты комплексных исследований 2011 года // Докл. РАН. 2012. № 3. С. 330–335.

Шахова Н.Е., Сергиенко В.И., Семилетов И.П. Вклад восточно-сибирского шельфа в современный цикл метана // Вестник РАН. 2009. Т. 79. № 6. С. 507–518.

Шахова Н.Е., Семилетов И.П., Бельчева Н.А. Великие сибирские реки как источники метана на Арктическом шельфе // ДАН. 2007. № 5. Т. 414. С. 683–686.

Юрганов Л.Н., Лейфер А. Оценка эмиссии метана от некоторых арктических и приарктических районов по данным орбитального интерферометра IASI // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. 2016а. Т. 13. № 3. С. 173–183.

Юрганов Л.Н., Лейфер А., Лунд Майр К. Сезонная и межгодовая изменчивость атмосферного метана над морями Северного Ледовитого океана по спутниковым данным // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. 2016б. Т. 13. № 2. С. 107–119.

Dickens G.R., Quinby Hunt M.S. Methane hydrate stability in seawater // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. № 19. P. 2115–2118.

Jacob J.D. Introduction to atmospheric chemistry. Princeton: Princeton University Press, 1999. 264 p.

IPCC 2007. Climate Change 2007 // The Physical Science Basis. Cambridge Univ. Press, Cambridge UK and New York, USA.

Obzhirov A., Shakirov R., Salyuk A. et al. Relations between methane venting, geological structure and seismotectonics in the Okhotsk Sea // Geo-Mar. Lett. 2004. V. 24. P. 135–139.

Kvenvolden K.A., Reeburgh W.S., Lorenson T.L. Near-Surface Hydrocarbon Migration: Mechanisms and Seepage Rates // A Global Assessment of Geologically-Sourced Methane Seepage, September 16–19, 2001. Vancouver, BC, Canada.

Makogon Y.F., Holditch S.A., Makogon T.Y. Natural gas-hydrates – A potential energy source for the 21st Century // Journ. of Petroleum Science and Engineering. 2007. V. 56. P. 14–31.

Mastepanov M., Sigsgaard C., Dlugokencky E.J. et al. Large tundra methane burst during onset of freezing // Nature. 2008. V. 456. P. 628–630.

Ravishankara A.R. Kinetics of radical reactions in the atmospheric oxidation of CH₄ // Ann. Rev. Phys. Chem. 1988. V. 39. P. 367–394.

Shakhova N., Semiletov I., Salyuk A., Kosmach D. Anomalies of methane in the atmosphere over the East Siberian shelf: Is there any sign of methane leakage from shallow shelf hydrates? EGU General Assembly 2008 // Geophys. Res. Abstracts. 2008. No. 10. EGU2008-A-01526.

Shakhova N., Semiletov I., Salyuk A., Yusupov V., Kosmach D., Gustafsson O. Extensive methane venting to the atmosphere from sediments of the East Siberian Arctic Shelf // Science. 2010. Vol. 327. P. 1246–1250.

Shakhova N., Semiletov I., Leifer I., Sergienko V., Salyuk A., Kosmach D., Chernykh D., Stubbs C., Nicolsky D., Tumskoy V., Gustafsson O. Ebullition and storm-induced methane release from the East Siberian Arctic Shelf // Nature Geoscience. 2014. Vol. 7. P. 64–70.

Shakhova N., Semiletov I., Sergienko V., Lobkovsky L., Yusupov V., Salyuk A., Salomatin A., Chernykh D., Kosmach D., Pantelev G., Nicolsky D., Samarkin V., Joye S., Charkin A., Dudarev O., Meluzov A., Gustafsson O. The East Siberian Arctic Shelf: towards further assessment of permafrost-related methane fluxes and role of sea ice // Transactions of the Royal Society A. 2015. Vol. 373.

Walter K.M., Edwards M.E., Grosse G., Zimov S.A., Chapin F.S. Thermokarst lakes as a source of atmospheric CH₄ during the last deglaciation // Sci. 2007. № 5850. P. 633–636.

Walter K.M., Chanton J.P., Chapin F.S. III et al. Methane production and bubble emissions from arctic lakes: Isotopic implications for source pathways and ages // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. G00A08. P. 1–16.

Yamamoto A., Yamanaka Y., Tajika E. Modeling of methane bubbles released from large seafloor area: Condition required for methane emission to the atmosphere // Earth Planet. Sci. Lett. 2009. V. 284. P. 590–598.

ГЛАВА 3

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

СИНХРОННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ СИГНАЛОВ ОНЧ ДИАПАЗОНА НАЗЕМНЫМИ И СПУТНИКОВЫМИ СРЕДСТВАМИ

*Б.Г. Гаврилов¹, Ю.И. Зецер¹, С.И. Климов²,
Ю.В. Поклад¹, И.А. Ряховский¹*

¹Институт динамики геосфер РАН,
²Институт космических исследований РАН

Электромагнитное излучение ОНЧ диапазона распространяется в волноводе Земля-ионосфера. Результаты многих спутниковых измерений показывают, что при определенных условиях часть энергии волны может проникать сквозь стенку волновода в верхние слои ионосферы. В статье представлены результаты синхронных измерений сигналов радиотехнической системы дальней навигации «Альфа» наземной аппаратурой Геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево» ИДГ РАН и бортовой аппаратурой микроспутника "Чибис-М" ИКИ РАН, позволяющие идентифицировать и анализировать параметры отдельных сигналов наземных передатчиков.

Введение

При исследовании физических процессов, связанных с взаимодействием геосфер, значительное внимание уделяется поиску связанных возмущений в литосферно-атмосферно-ионосферной системе и определению механизмов этой взаимосвязи. Одним из важных приложений таких исследований является регистрация возмущений ионосферных параметров, связанных с процессами, происходящими на поверхности Земли.

Неоднократно сообщалось [см., например, Липеровский и др., 1992; Гохберг и др., 1983], что ионосферные возмущения (вариации электрических и магнитных полей, плотности заряженной и нейтральной компоненты, возникновение или изменение параметров потоков захваченных и высыпающихся частиц) связаны с определенными процессами в литосфере, хотя механизм наблюдаемых эффектов не имеет общепринятого объяснения. Электромагнитные возмущения в ионосфере, наблюдаемые при пролетах спутников над разломами и рифтовыми зонами во время землетрясений или на этапе их подготовки, были обнаружены около 30 лет назад [Мигулин и др., 1982; Гершензон и др., 1983; Ларкина и др., 2009]. При пролете спутника «Интеркосмос-19» над глубинными разломами (Норвежским Балтийским, Баренцевом и Карским морями) были обнаружены всплески интенсивности низкочастотных электромагнитных излучений в диапазоне частот 0,1–20 кГц.

Условия прохождения электромагнитных сигналов типа сфериков в ионосферу исследовались многими авторами. В работах [Parrot et al., 2008; Liao et al., 1989; Woodman et al., 1984; Parrot et al., 1991] обсуждается связь интенсивности КНЧ-ОНЧ сигналов в ионосфере с возможным влиянием электромагнитного излучения мощных радиостанций и линий электропередач. Показано, что электромагнитное излучение молний может проникать в верхнюю ионосферу через зону, модифицированную излучением самого молниевых разряда.

В [Ляхов и др., 2008] показано, что возмущения электрического поля в ионосфере, зафиксированные спутником DE-2, связаны с геолого-тектоническими структурами и преимущественным распространением электромагнитных волн именно над данными областями. В [Гаврилов и др., 2012] представлены результаты синхронных измерений на Земле и на борту спутника Demeter всплесков магнитного поля, связанных с распространением электромагнитных ОНЧ возмущений. В экспериментах, проводившихся в Байкальской рифтовой зоне, было показано, что существует область их преимущественного распространения из волновода Земля-ионосфера в верхнюю ионосферу.

В работах [Molchanov et al., 2006; Gufeld et al., 1992; Hayakawa et al., 1996] показано влияние землетрясений на параметры КНЧ-ОНЧ сигналов, зарегистрированных аппаратурой спутника Demeter. Для анализа влияния сейсмических событий на параметры распространения НЧ радиоизлучения исследуется изменение соотношения сигнал – шум в диапазоне частот работающих наземных передатчиков в режиме накопления за длительный период наблюдений. Результаты таких измерений не позволяют обеспечить надежную географическую привязку спутниковых данных.

Проведение экспериментов по синхронной регистрации сигналов радиотехнической системы дальней навигации «Альфа» в ГФО «Михнево» и микроспутником "Чибиc-М" имело целью исследовать отдельные сигналы кГц диапазона. Возможность детального анализа их параметров существенно повышает временное разрешение и достоверность измерительной информации.

Постановка эксперимента

В 2013 году Институтом динамики геосфер РАН и Институтом космических исследований РАН проводился эксперимент по синхронной наземной и орбитальной регистрации электромагнитных сигналов ОНЧ диапазона.

Наземные измерения проводились в ГФО «Михнево» (54°57'25.92". 37°45'22.68"). Регистрация проводилась в полосе частот от 800 Гц до 30 кГц магнитометрическим комплексом «Плутон» с антеннами, имеющими чувствительность 0,4–0,5 фТл/Гц. Частота оцифровки сигнала составляла 65536 Гц и осуществлялась с помощью десятиканального двадцати четырех разрядного регистратора ADU-07 фирмы Metronix. Временная привязка обеспечивалась посредством GPS приемника с точностью 30 нс. Оси антенн ориентировались в направлении магнитный Север-Юг (канал Нх), Запад-Восток (канал Ну). Запись велась непрерывно.

Орбитальные измерения осуществлялись на микроспутнике "Чибиc-М", высота орбиты которого составляла 450 км. В состав спутникового оборудования входили высокочувствительные датчики электрических и магнитных полей [Зеленый и др., 2014]. Во время пролета микроспутника на минимальном расстоянии от наземного измерительного комплекса на нем включался специальный режим, позволяющий получать записи электрических и магнитных полей с частотой оцифровки 78125 Гц. В работе использованы результаты записи бортовой аппаратурой напряженности электрического поля.

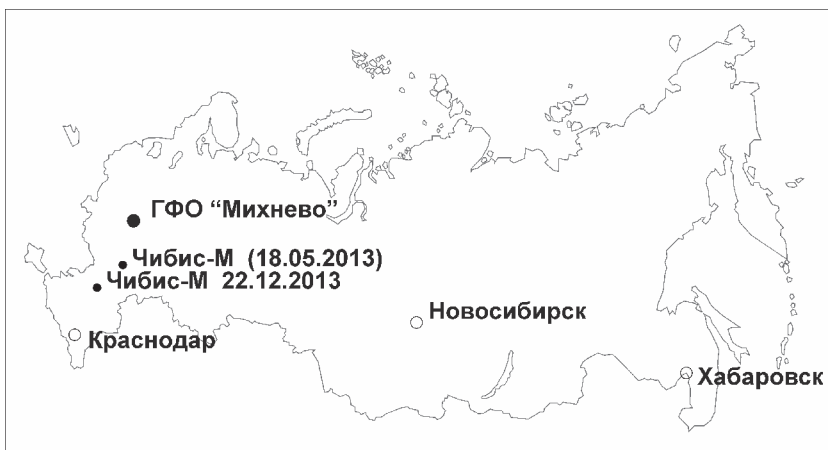


Рис. 1. Положение ГФО «Михнево» и микроспутника «Чибис-М» 18 июня и 22 декабря 2013 г. относительно передатчиков системы «Альфа»

Результаты

В качестве источника электромагнитного излучения при проведении эксперимента были использованы сигналы радионавигационной системы "Альфа". Система работает циклами длительностью 3,6 секунды. В течение каждого цикла 3 станции, расположенные в Краснодаре, Новосибирске и Хабаровске, излучают на частотах 11905, 12649 и 14881 Гц монохроматические сигналы длительностью 0,4 секунды. В период проведения эксперимента синхронную регистрацию сигналов удалось провести 18 июня и 22 декабря 2013 г. 18 июня во время пролета на расстоянии порядка 350 км на юг от ГФО "Михнево" (рис. 1) аппаратурой спутника "Чибис-М" была проведена регистрация напряженности электрического поля E . Длительность записи с частотой оцифровки 78125 Гц составила 36.6739 секунды. В момент времени 22:55:25.606816 UT спутник находился в точке с координатами 51.8571° с.ш. и 36.9548° в.д., а в момент окончания записи - в точке с координатами 51.9409° с.ш. и 40.7222° в.д.

На рис. 2 приведены спектры сигналов, принятых на спутнике и в ГФО «Михнево» по каналам N_x и N_y . Горизонтальные линии на рисунках – сигналы радионавигационной системы "Альфа", зарегистрированные наземной и спутниковой аппаратурой на частотах 11905 и 12649 Гц. Сигнал на частоте 14881 Гц зарегистрирован только наземной аппаратурой. 22 декабря в 23:38 UT спутник находился в точке с координатами $50,63^\circ$ с.ш., $36,133^\circ$ в.д. Наземные измерения проводились с использованием той же аппаратуры, что и 18.06.2013. Результаты измерений показаны на рис. 3.

Обсуждение

В ходе синхронных наземных и орбитальных измерений электромагнитных сигналов ОНЧ диапазона удалось одновременно зарегистрировать сигналы навигационной системы «Альфа» на поверхности Земли и на «Чибис-М». В период

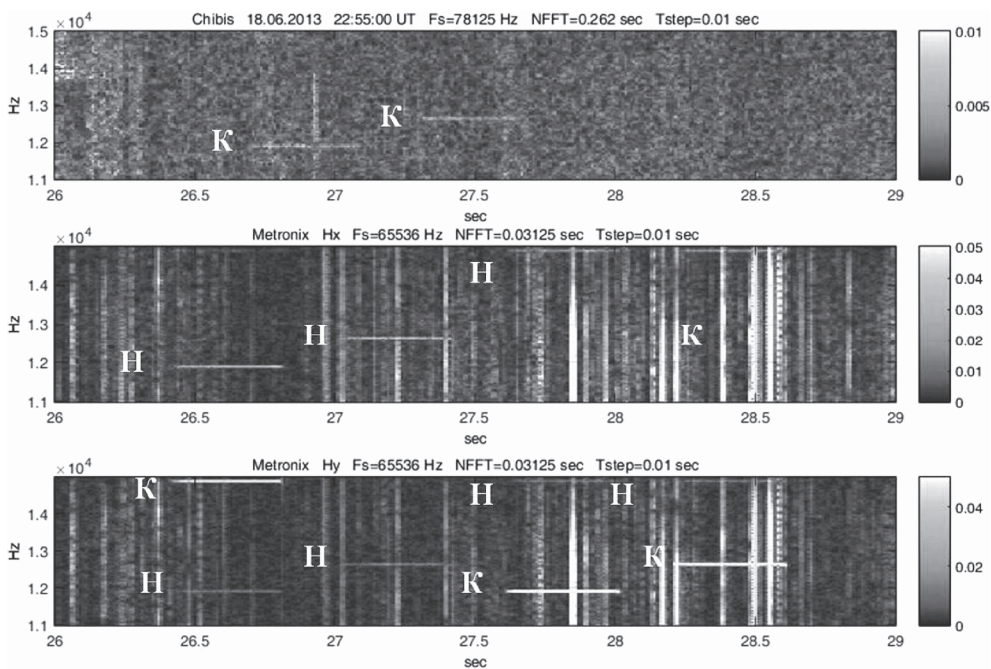


Рис. 2. Спектрограммы сигналов, зарегистрированных 18 июня 2013 г. аппаратурой микроспутника «Чибис-М» (верхняя панель) и ГФО «Михнево» (две нижние панели). По оси абсцисс время в секундах, начиная с 22:55:26 УТ по оси ординат частоты в Гц. Цветом показана амплитуда принятых сигналов. Значения частоты оцифровки, длины выборки и шага по времени показаны над каждой панелью. Буквами **К** и **Н** обозначены сигналы от Краснодарского и Новосибирского передатчиков

регистрации расстояние от ГФО «Михнево» до микроспутника «Чибис» составляло от 350 до 500 км, до передатчиков в Краснодаре, Новосибирске и Хабаровске - 1060, 2900 и 6150 км соответственно. Спутник «Чибис» был удален от тех же передатчиков на расстояния порядка 650, 3100 и 6700 км.

Геофизическая обстановка в течение обоих сеансов регистрации была спокойной. По данным магнитных измерений в ГФО «Михнево» значение стационарного индекса геомагнитной активности не превышало 1 (рис. 4) и состояние ионосферы не должно было оказывать влияние на результаты измерений.

Циклограмма работы передатчиков системы «Альфа» известна, что позволяет определить в какой момент времени и на какой частоте работал тот или иной передатчик. Кроме того, наземный магнитометр, обеспечивающий измерения по двум горизонтальным компонентам, позволяет идентифицировать сигналы передатчиков не только по их амплитуде, которая зависит от расстояния до источника сигнала, но и по поляризации сигнала. На рисунках 2 и 3 буквами **К**, **Н** и **Х** обозначены сигналы, принятые от передатчиков Краснодар, Новосибирск и Хабаровск соответственно. Результаты наземных измерений показывают, что амплитуда сигналов, зарегистрированных по северо-южной компоненте H_x , имеет наибольшую величину для передатчиков, расположенных на востоке страны – Ново-

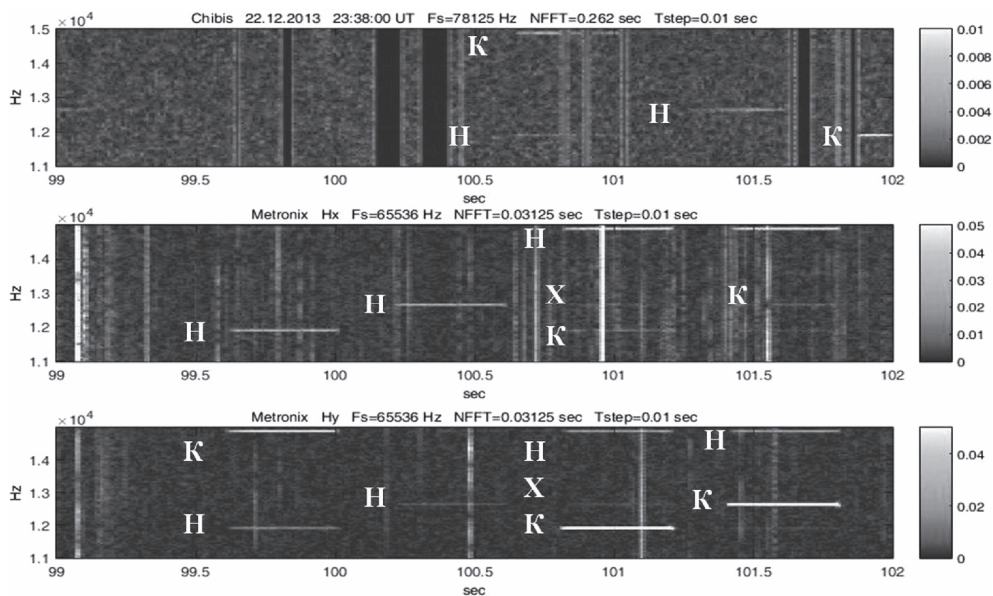


Рис. 3. Результат регистрации 22 декабря 2013 г. в 23:38:00 UT. Спектрограмма сигналов, зарегистрированного аппаратурой «Чибис-М» (верхняя панель). Спектрограммы сигналов, зарегистрированных в ГФО «Михнево» (средняя и нижняя панели). Буквами **К Н** и **Х** обозначены сигналы от Краснодарского, Новосибирского и Хабаровского передатчиков соответственно

сибирск и Хабаровск, а амплитуда сигналов, зарегистрированных по восточно-западной компоненте H_u , максимална для расположенного на юге Краснодарского передатчика.

Измеритель электрического поля на «Чибис-М» зарегистрировал 18.06.2013 г. только сигналы Краснодарского передатчика. Надежная идентификация этого сигнала стала возможна благодаря регистрации наземной и спутниковой аппаратурой мощного вистлера одновременно с сигналом передатчика. Подобным образом идентифицированы сигналы, зарегистрированные на «Чибис-М» 22.12.2013 г. В этот день кроме Краснодарского спутником были зарегистрированы сигналы Новосибирского передатчика.

Выводы

Использование сигналов навигационной системы «Альфа» для одновременной регистрации электромагнитного излучения на поверхности Земли и в космосе позволяет идентифицировать принятые сигналы даже при отсутствии надежной синхронизации спутниковой и наземной аппаратуры.

Использованная в эксперименте методика совместной обработки результатов наземных и космических наблюдений позволяет анализировать полученную измерительную информацию с высоким временным разрешением, что обеспечивает точную привязку времени регистрации сигнала с положением спутника и

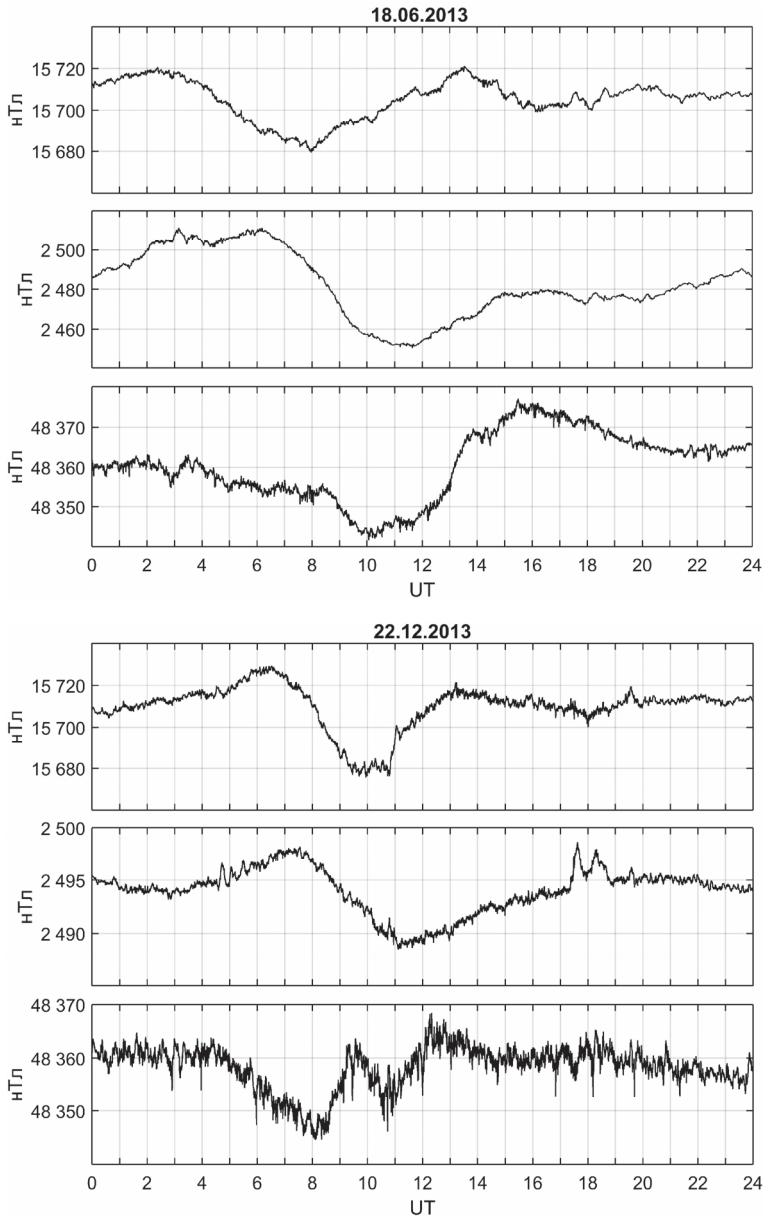


Рис. 4. Вариации геомагнитного поля в ГФО «Михнево» 18 июня (верхняя панель) и 22 декабря 2013 года (нижняя панель)

получение надежных данных о связи проникновения сигналов КНЧ/ОНЧ диапазона в ионосферу с природными и антропогенными возмущениями.

Литература

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Куркин В.И., Маркович И.Э., Поклад Ю.В., Парро М., Ряховский И.А., Яким В.В. Вариации электромагнитных полей и параметров ионосферы в Байкальской рифтовой зоне // Физика Земли. 2012. № 4. С. 72–80.

Гохберг М.Б., Пилипенко В.А., Похотелов О.А. О сейсмических предвестниках в ионосфере // Физика Земли. 1983. Т. 10. С. 17–21.

Зелёный Л.М., Гуревич А.В., Климов С.И. и др. Академический микроспутник ЧИБИС-М // Космические исследования. 2014. Т. 52, № 1. С. 1–13.

Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.Л. Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992. 304 с.

Ляхов А.Н., Зецер Ю.И. Наблюдение низкочастотных колебаний электрического поля в ионосфере над разломами земной коры // Доклады АН. 2008. Т. 420, № 1. С. 116–119.

Gufeld I.L., Rozhnoi A.A., Tyumensev S.N. et al. Radiowave disturbances in period to Rudber and Rachinsk earthquakes // Phys. Solid Earth. 1992. V. 28 (3). P. 267–270.

Hayakawa M. VLF/LF Radio Sounding of Ionospheric Perturbations Associated with Earthquakes // Sensors. 2007. No. 7. P. 1141–1158.

Hayakawa M., Molchanov O.A., Ondoh T., Kawai E. The precursory signature effect of the Kobe earthquake on subionospheric VLF signals // J. Comm. Res. Lab. 1996. V. 43. P. 169–180.

Henderson T., Sonwalkar V., Helliwell R., Inan U., Fraser-Smith A. A search for ELF/VLF Emissions Induced by Earthquakes as Observed in the Ionosphere by the DE 2 Satellite // J. Geophys. Res. 1993. V. 98(A6). P. 9503–9514.

Molchanov O., Rozhnoi A., Solovieva M. et al. Global diagnostics of the ionospheric perturbations related to the seismic activity using the VLF radio signals collected on the DEMETER satellite // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2006. V. 6. P. 745–753.

Němec F., Santolík O., Parrot M. Decrease of intensity of ELF/VLF waves observed in the upper ionosphere close to earthquakes: A statistical study // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. A04303. doi:10.1029/2008JA013972.

Parrot M. The micro-satellite DEMETER // Journal of Geodynamics. 2002. V. 33. P. 535–541.

Parrot M., Sauvaud J.A., Berthelier J.J., Lebreton J.P. First in-situ observations of strong ionospheric perturbations generated by a powerful VLF ground-based transmitter // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 34. L11111, doi:10.1029/2007GL029368.

Onishi T., Parrot M., Berthelier J.-J. The DEMETER mission, recent investigations on ionospheric effects associated with man-made activities and seismic phenomena // Comptes Rendus Physique. Elsevier Masson. 2011. V. 12 (2). P. 160-170. doi:10.1016/j.crhy.2010.11.009.

**ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО
И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЦА НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ
И ДРУГИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ.
Часть II. ПЕРЕНОС ФОТОНОВ**

Ю.А. Корсунская, А.С. Стрелков

В работе приведены результаты моделирования действия плоско-параллельного монохроматического потока фотонов на Землю с учетом ее сферичности. Показано, что учет рассеяния принципиально важен для описания ионизирующего воздействия Солнца в области терминатора и за ним. Показано, что для квантов с энергиями менее 10кэВ можно ограничиться моделью однократного рассеяния, а для более жестких необходимо учитывать многократное рассеяние.

Введение

Настоящая статья является продолжением работы [Корсунская, 2015], где была выдвинута гипотеза о значимости жесткого электромагнитного излучения Солнца как фактора, оказывающего существенное влияние на ионосферу Земли, как в зоне прямой видимости, так и в тени.

В настоящее время основное направление исследований воздействия солнечного ионизирующего излучения на атмосферу относится к диапазону энергий квантов менее нескольких кэВ. Примером такой работы может служить [Solomon, Qian, 2005], где исследуется влияние EUV (жесткий УФ, мягкий рентген) диапазона. Однако трудов, посвященных действию жесткого рентгена и гамма излучения на атмосферу Земли, практически нет. Так, в работах [Churazov et al., 2006; Churazov et al., 2008; Жучкова, Котов, 2012] рассматриваются задачи оценок альбедного излучения атмосферы Земли при действии солнечного или галактического излучений, но не их воздействия на саму атмосферу. Кроме того, используется плоская модель атмосферы, что не позволяет оценить загоризонтные эффекты. Таким образом, можно заключить, что данная задача в интересующей нас постановке не рассматривалась другими исследователями.

Изложение материала в данной статье ведется в последовательности, которая определяется историей развития задачи, первоначально возникшей из предположения, что аномальное повышение ионизации, зарегистрированное ЛЧМ ионозондом 27.02.2012 г. и описанное в первой части работы, было вызвано действием солнечного излучения ~10–30 кэВ в области терминатора. При этом основной механизм его переноса – рассеяние в атмосфере Земли.

Общая постановка задачи

Фотоны, проходя через атмосферу, взаимодействуют с частицами воздуха по механизмам возбуждения атомов и молекул, диссоциации молекул, ионизации (в том числе диссоциативной), упругого и комптоновского рассеяния, рождения электронпозитронных пар. Первые два процесса являются основными в диапазонах ИК–УФ. Комптоновское рассеяние значимо лишь для квантов с энергией

выше ~ 1 кэВ, а рождение пар невозможно ниже 1,022 МэВ (удвоенной энергии покоя электрона).

Согласно простейшей модели, при ионизации квант отдает всю свою энергию частице, с которой взаимодействует. При рождении пар образуются две частицы – электрон и позитрон, энергии которых совпадают и равны $(E_{\text{квант}} - 1,022 \text{ МэВ}) / 2$. После того как позитрон в столкновениях отдает всю свою энергию среде, он аннигилирует с высветом кванта 511 кэВ. Упругое рассеяние происходит без потери энергии, а только с изменением направления распространения. Индикатриса рассеяния зависит от частицы, с которой произошло взаимодействие. Комptonовское рассеяние идет с потерей энергии кванта на рождение свободного электрона. Энергия рассеянного кванта зависит от первоначальной энергии кванта и угла рассеяния, отсчитываемого от первоначального направления. Диаграмма рассеяния соответствует диаграмме, получающейся в модели взаимодействия кванта и свободного электрона [Зигбан, 1959].

Основными составляющими атмосферы Земли являются молекулярные и атомарные азот и кислород, а также атомы аргона, гелия и водорода. Их относительное содержание сильно зависит от высоты. Сечения взаимодействия квантов с атомами даны в [EPDL]. В работе [Стрелков, 2012] показано, что в диапазоне >1 кэВ сечения взаимодействия с молекулами приблизительно равны удвоенным сечениям соответствующих атомарных частиц. Число взаимодействий, которые происходят в данной точке атмосферы с частицами заданного типа, определяются величиной

$$I(E) \cdot \sigma_a(E) \cdot N_a,$$

где $I(E)$ – поток квантов с энергией E , пришедших в точку, $\sigma_a(E)$ – сечение процесса взаимодействия, N_a – концентрация частиц типа a . Уменьшение потока, идущего из точки S в направлении точки D , вызванное взаимодействием со средой, определяется множителем $\exp(-\tau_{SD}(E))$, где $\tau_{SD}(E) = \sum_a \sigma_{\text{tot},a}(E) \cdot \int_S^D N_a dl$,

$\sigma_{\text{tot},a}$ – полное (суммарное) сечение взаимодействия квантов данной энергии с частицами типа a .

На орбите Земли поток солнечного излучения можно полагать однородно-плоским, имеющим интенсивность $I_0(E)$. Направление прихода этого потока в интересующую точку однозначно задается углом χ – зенитным углом положения Солнца.

В точку D в общем случае поток излучения может приходиться с любого направления, которое определяется пространственным углом Ω . В приближении многократного рассеяния дифференциальный поток

$$I_D(E, \Omega) = \sum_i I_{D,i}(E, \Omega),$$

где i – порядок рассеивания (≥ 0). При этом

$$I_{D,i}(E, \Omega) = \int J_{S,i}(E, \Omega) \cdot \exp(-\tau_{SD}(E)) dl,$$

где интегрирование ведется вдоль луча с началом в точке D и направлением, соответствующим Ω . Функция

$$J_{S,i}(E, \Omega) = \int I_{S,i}(E, \Omega') \sum_a \frac{d\sigma_{scat,a}}{d\Omega}(\Theta) \cdot N_a(S) d\Omega',$$

где $\frac{d\sigma_{scat,a}}{d\Omega}(\Theta)$ – дифференциальное сечение рассеяния, $\Theta = \Theta(\Omega, \Omega')$ – угол, на который отклоняется квант, приходящий в точку S с направления Ω' , чтобы прийти в точку D . Прямой поток в точке D определяется функцией

$$I_{D,0}(E, \Omega) = I_o(E) \cdot \exp(-\tau_{\infty D}(E, \chi)) \cdot \delta(\Omega(\chi)),$$

где $\tau_{\infty D}(E, \chi)$ – потери потока от границы атмосферы до точки D вдоль направления χ . Величина $I_{D,i}(E) = \int I_{D,i}(E, \Omega) d\Omega$ определяет интегральный поток рассеянного излучения. Приведенные выражения соответствуют квазиупругому рассеянию, то есть такому, когда действует только упругое рассеяние, либо потерями энергии квантов при рассеянии можно пренебречь.

Аналитические выражения, определяющие потоки многократного рассеянного излучения, достаточно сложны и их использование для определения потоков более чем однократного рассеяния затруднено из-за больших затрат временных машинных ресурсов.

В случае, когда квазиупругим приближением обойтись нельзя, либо необходимо учитывать многократное рассеяние, наиболее эффективным является построение алгоритма на основе методов Монте-Карло. Общий подход при этом сводится к следующей процедуре. 1. Определение пробега кванта из заданной точки в заданном направлении на основе τ и случайной величины. 2. Определения по случайной величине типа взаимодействия (если квант не вышел за границы рассматриваемой области). 3. Определение по случайным величинам нового направления движения кванта (если такой процесс возможен). Критериями остановки этой процедуры являются выход за границы области и прекращение существования кванта при ионизации. Процессы взаимодействия относятся при этом не к определенной точке, а к пространственной ячейке, внутри которой выполняется усреднение. Точность результата определяется как размером ячейки, так и размером статистики. Такой подход позволяет получить разнообразные характеристики процесса: первичное энерговыделение, спектры первичных электронов, спектры квантов и их угловое распределение, спектры альбедных квантов и квантов, достигших поверхности Земли (метод прямого моделирования). В то же время, его модификации, предполагающие выделение предпочтительных процессов позволяют детальнее их рассмотреть без существенного увеличения статистики, но при этом, с одной стороны, требуют вычисления весов этих процессов, а с другой – уменьшают объем получаемой информации.

Возможность ограничиться квазиупругим приближением в равной мере зависит от соотношения между двумя типами рассеяния и от величины потери энергии кванта при комптоновском процессе. На рис. 1 приведены графики зависимости сечений четырех основных процессов и суммарного сечения (total) для "усредненной" частицы нижней атмосферы в диапазоне 4 кэВ – 500 МэВ. Для

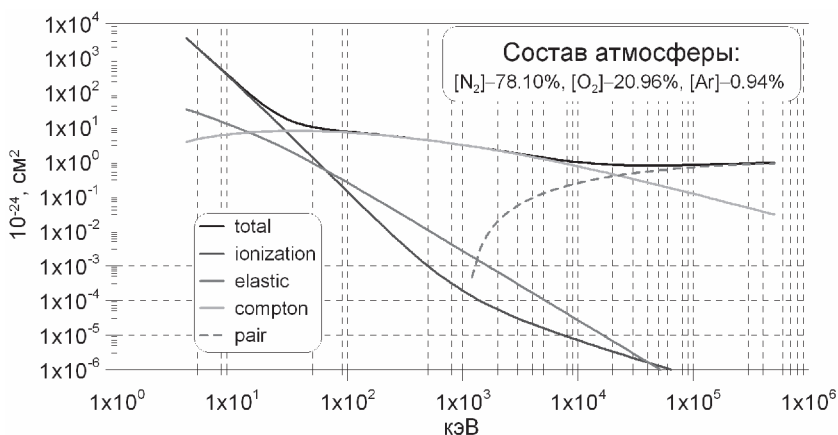


Рис. 1. Эффективные сечения процессов взаимодействия квантов в нижней атмосфере (total – полное, ionization – ионизации, elastic – упругого рассеяния, compton – комптоновского рассеяния, pair – рождения пар)

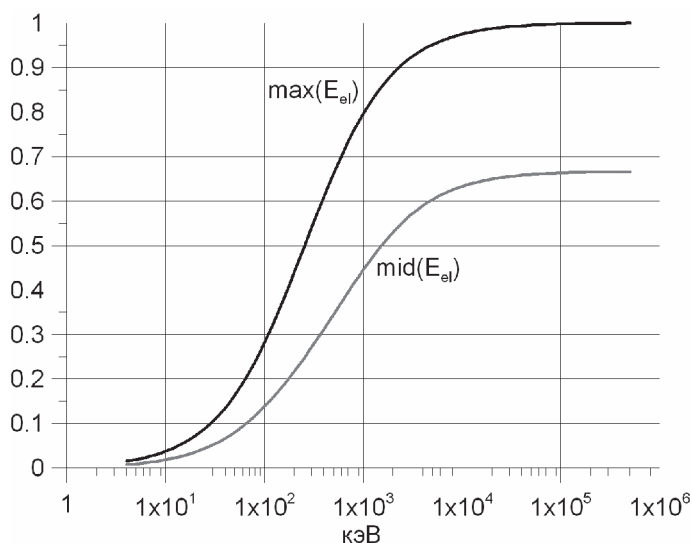


Рис. 2. Отношение максимальной (max) и средней (mid) энергий комптоновского электрона к энергии первичного кванта

энергий менее ~ 12 кэВ сечение упругого рассеяния превышает сечение комптоновского рассеяния. При больших энергиях комптоновское сечение превалирует, однако до ~ 50 кэВ превышает упругое сечение не более чем в 10 раз. На рис. 2 даны графики отношений максимальной и средней энергий комптоновского электрона к энергии первичного кванта. Для энергий квантов менее 30 кэВ максимальная потеря не превышает 10, а средняя – 5%, и сечения первичного и рассеянного квантов отличаются мало. Следовательно, в диапазоне энергий до

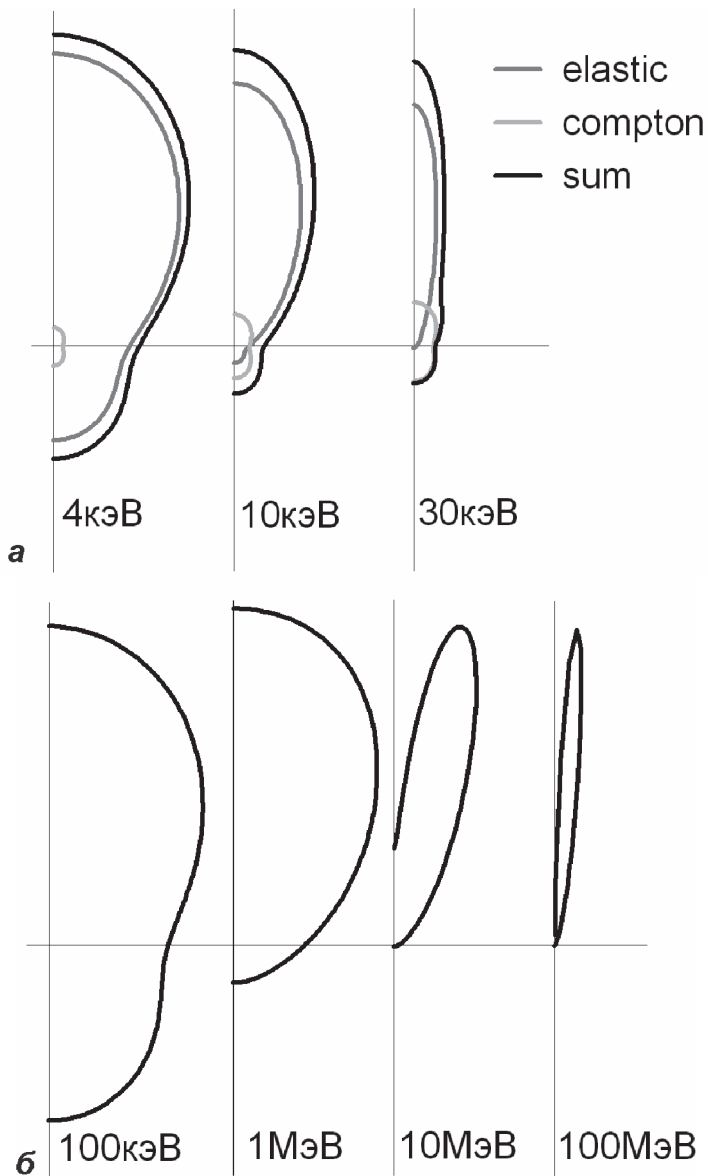


Рис. 3. Диаграммы рассеяния квантов на усредненной частице нижней атмосферы (угол отсчитывается по часовой стрелке от направления вверх). *a* – упругое (elastic) и комптоновское (compton) рассеяния и их сумма (sum) для квантов 4, 10 и 30 кэВ; *б* – комптоновское рассеяние для квантов 0,1, 1, 10 и 100 МэВ

30 кэВ можно пользоваться квазиупругим приближением, по крайней мере, однократным.

Соотношение между диаграммами рассеяния упругого и комптоновского рассеяний показано на рис. 3, *a* для энергий 4, 10 и 30 кэВ. Здесь видно, что для

4 кэВ определяющим как по величине, так и по угловому распределению является упругое рассеяние. Иначе обстоит дело с 10 кэВ. Хотя полные сечения обоих процессов почти одинаковы, упругое рассеяние дает диаграмму направленности, сильно вытянутую вперед и определяет форму переднего лепестка, в то время как комптоновский процесс дает заметный вклад в формирование заднего лепестка. Для 30 кэВ упругое рассеяние определяет рассеяние до углов $\sim 40^\circ$.

При увеличении энергии кванта диаграмма упругого рассеяния еще сильнее сужается, то есть этот процесс фактически не дает рассеяния и приводит к распространению "вперед". Поэтому при больших энергиях рассеяние определяется комптоновским процессом. Диаграммы направленности для энергий 0,1, 1, 10 и 100 МэВ приведены на рис. 3, б. Здесь видно, что во всех случаях рассеяние "вперед" превалирует над рассеянием "назад". При энергиях более ~ 3 МэВ максимум рассеяния приходится не на 0° , а находится в диапазоне $14\text{--}17^\circ$. Кроме того, при таких энергиях рассеяние "назад" фактически отсутствует.

В атмосфере Земли в рентгеновском и гамма диапазонах при расчете τ достаточно учитывать N_2 , O_2 , O , а ниже ~ 100 км Ar . Верхняя граница области, которая может дать вклад в τ , сильно зависит от энергии кванта. Так, для 1 кэВ, если отрезок SD проходит выше 350 км, то экспоненциальный множитель будет более 0,99, а выше 220 км – более 0,9. Для 4 кэВ аналогичные границы опускаются до 150 и 120 км соответственно, а 10 кэВ дает 115 и 102 км. Для энергий более 30 кэВ обе границы лежат ниже 100 км, то есть там, где состав среды почти постоянен.

В реализованных моделях предполагается, что атмосфера является одномерно неоднородной средой. Это дает симметрию относительно оси, задаваемой направлением $\chi = 0^\circ$, а также зеркальную симметрию по отношению к плоскости падения луча. Использованное высотное распределение параметров атмосферы получено по модели MSIS90 и соответствует средним широтам. Все расчеты проводятся с учетом сферичности Земли.

Модель квазиупругого рассеяния

Квазиупругое приближение было использовано для оценки потоков однократно рассеянного излучения в диапазоне 1–30 кэВ. В реализованной модели принято, что источником рассеянного излучения является область наибольшего рассеяния, сосредоточенная в некоторой полосе высот. Диапазон этих высот зависит от энергии и определяется следующим критерием. Для рассматриваемой энергии при $\chi = 0^\circ$ определяется функция

$$G(h) = J_{S(h),1}(E)$$

и вычисляется величина

$$G_m = \max_h G(h).$$

Верхняя и нижняя границы определяются из условия $G(h) = 0.01 \cdot G_m$. На рис. 4 эти границы приведены как функции энергии кванта. Ограниченный интервал высот, в котором задан источник рассеянного излучения, не ограничивает возможность расчета функции $I_{D,1}$ за пределами этой области.

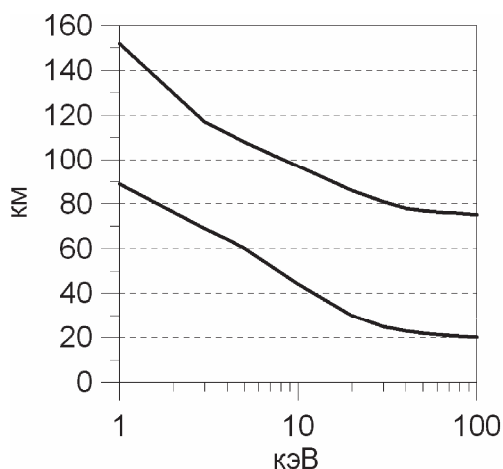


Рис. 4. Верхняя и нижняя границы интервала высот, принятого для расчета однократно рассеянного излучения, в зависимости от энергии кванта

Не вдаваясь в детали алгоритма, следует сказать, что сетка, на которой были заданы функции $J_{S,1}$, имела шаг 1° по зенитному углу и 1 км по вертикали внутри соответствующего интервала. Дифференциальный поток задан при этом в полярной системе координат, связанной с местной вертикалью. Шаг по обеим угловым координатам 1° . Результаты расчетов – интегральные потоки $I_{D,1}(E)$. Эти функции вычислялись в узлах сетки с шагом 1 км по высоте от нижней границы сетки источников до 150 км. По зенитному углу в интервале $0-80^\circ$ шаг 5° , а далее – 1° . Расчеты проводились для $I_0(E) = 1$, что эквивалентно вычислению отношений $I_{D,1}/I_0$. При расчетах учтено изменение состава атмосферы по высоте.

Рассеянное излучение представляет интерес в первую очередь там, где оно превышает поток прямого излучения, но при условии, что его величина достаточно велика. В качестве такой величины выбрано значение $10^{-6} \cdot I_0$. Это вызвано тем, что, как следует из экспериментальных данных, максимальный интервал изменения потоков составляет 6 порядков.

Результаты расчетов для энергий 1, 5, 10 и 30 кэВ представлены на рис. 5. На графиках даны зависимости потоков от высоты вдоль вертикалей, соответствующих нескольким зенитным углам. Значения этих углов даны рядом с кривыми. Кроме того, темно-серой линией показана область, где достигается равенство потока прямого и рассеянного излучений. Слева от этой линии рассеянный поток превышает прямой. Дополнительно для энергий 10 и 30 кэВ светло-серой линией отмечена область, где рассеянный поток равен $1/10$ от прямого потока. Минимальное значение зенитного угла на графиках соответствует тому значению, для которого внутри рассмотренной области достигается равенство прямого и рассеянного потоков при значении не менее 10^{-6} .

Как следует из рис. 5, а, для энергии 1 кэВ превышение рассеянного потока над прямым, происходит при значениях близких в выбранному нижнему пределу, на высотах Е-слоя и зенитных углах, соответствующих области терминатора. Также нужно отметить, что ни при каких углах и высотах поток не превысил

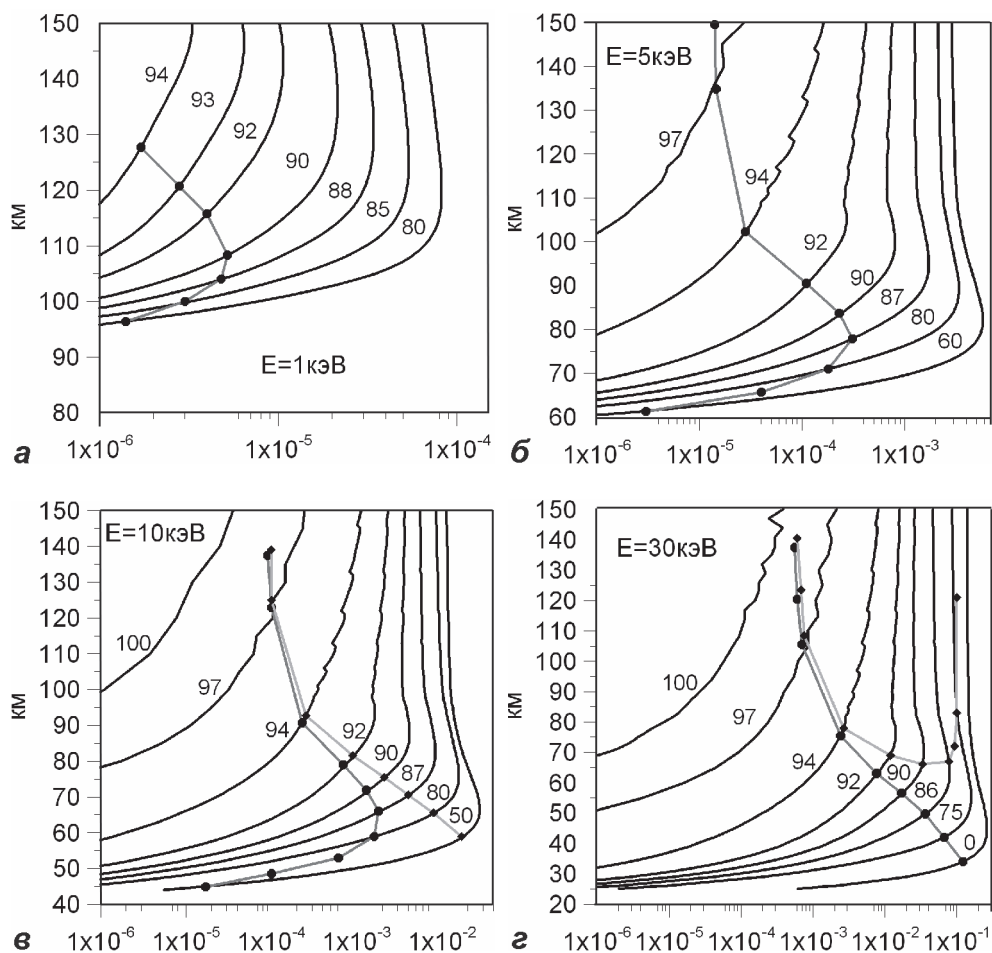


Рис. 5. Высотные зависимости интегральных потоков рассеянного излучения для различных зенитных углов и энергий квантов по квазимонохроматической модели

$2 \cdot 10^{-4}$. Для 5 кэВ (рис. 5, б) равенство потоков достигается в большем диапазоне углов, а их значение при этом превышает 10^{-4} . Кроме того, максимум эффекта опускается в D-слой. Эта тенденция сохраняется и для 10 кэВ (рис. 5, в) притом, что относительный вклад рассеянного излучения становится больше. График на рис. 5, г показывает, что однократно рассеянное излучение для 30 кэВ очень велико и может превышать 10% от величины исходного потока. При зенитных углах близких к 90° в D-слое рассеянный поток превышает прямой при значениях более 10^{-3} . В то же время, все представленные зависимости говорят об отсутствии резких высотных градиентов потоков.

Исходя из сказанного, можно заключить, что однократно рассеянное излучение диапазона энергий 1–10 кэВ может давать заметный вклад в формирование ионосферы D и E-слоев в области терминатора. Для более высоких энергий необходимо учитывать многократное рассеяние.

Модель многократного рассеяния

Оценки воздействия очень жесткого рентгеновского и гамма излучения были выполнены по модели, основанной на методах Монте-Карло. Основная задача – определить распределение первичного энерговыделения в атмосфере. Под первичным энерговыделением понимаются суммарные потери энергии квантов в рассматриваемой точке. Верхняя граница расчетной области была принята 81 км, что соответствует верхней границе, получающейся в квазиупругом приближении для 30 кэВ, нижняя – 0 км; высота ячеек – 1 км, ширина – $0,1^\circ$ по зенитному углу. Малый размер ячеек приводит к появлению скачков при недостаточной статистике, что может быть нивелировано сглаживанием или усреднением по соседним ячейкам, но приводимые результаты соответствуют исходным данным.

Энерговыделение описывается величиной dE / dl , которая называется линейный коэффициент энерговыделения. Его числовое значение растет при увеличении энергии исходного кванта E_0 . В то же время, величина $E_0^{-1} \cdot dE / dl$, которая характеризует распределение доли первоначальной энергии кванта, лишена этого недостатка. Для квантов интересующего нас диапазона ориентировочное числовое значение этой величины имеет порядок $10^{-7} \cdot \text{см}^{-1}$. В этих единицах представлены результаты расчетов.

На рис. 6 показано распределение энергии по высоте для зенитного угла 0° и величинах первоначального кванта 30, 50, 100, 300 кэВ; 1, 5, 45 и 300 МэВ. На рис. 6, а приведены графики трех меньших энергий. Видно, что с увеличением энергии кванта высота, на которой достигается максимум, понижается, а само значение этого максимума падает. При дальнейшем увеличении значения E_0 (см. рис. 6, б) высота, на которой достигается максимум, продолжает снижаться, однако его величина растет. Обращает на себя внимание тот факт, что верхние участки кривых, соответствующих 0,1, 0,3 и 1 МэВ, совпадают, в то время как нижние участки опускаются. В то же время, вся кривая, соответствующая 5 МэВ, лежит ниже предыдущих. При этом на эту энергию приходится наибольшая величина максимума из всех рассмотренных вариантов. Ниже всех лежит кривая, соответствующая 45 МэВ (см. рис. 6, в). Это связано с тем, что этой энергии соответствует минимальное значение σ_{tot} (см. рис. 2).

На рис. 7 приведены графики энерговыделения на вертикалях, где Солнце строго в зените (0°), на терминаторе (90°) и за ним для энергий квантов 1 МэВ и 30 кэВ. Нижняя точка на кривых определяется нижним отличным от нуля значением функции. Хорошо видно, что для обеих энергий на терминаторе и за ним функция двугорбая, в то время как при 0° есть только один максимум. Рассмотрим энергию 1 МэВ. Для $\chi = 0^\circ$ максимум достигается на высоте 24 км и равен 5,5, а для $\chi = 90^\circ$ максимум достигается на высоте 30 км и равен $3,2 \cdot 10^{-2}$, при этом на 24 км значение функции $2 \cdot 10^{-2}$. Величина интегрального столба частиц, вычисленная вдоль направления прямого потока для точек на $\chi = 90^\circ$, равны соответственно $8,7 \cdot 10^{24}$ и $2,3 \cdot 10^{25} \text{см}^{-2}$. Первое из них при интегрировании вдоль $\chi = 0^\circ$ достигается между 6 и 7 км, а второе превышает значение на 0 км. На рис. 7, а видно, что на этих высотах энерговыделения вдоль $\chi = 0^\circ$ нет. Это означает, что использование для больших зенитных углов моделей расчета энерговыделения, которые справедливы для малых углов, приводит к сильному занижению эффекта. Оценки также показали, что более жесткое излучение проникает в более дале-

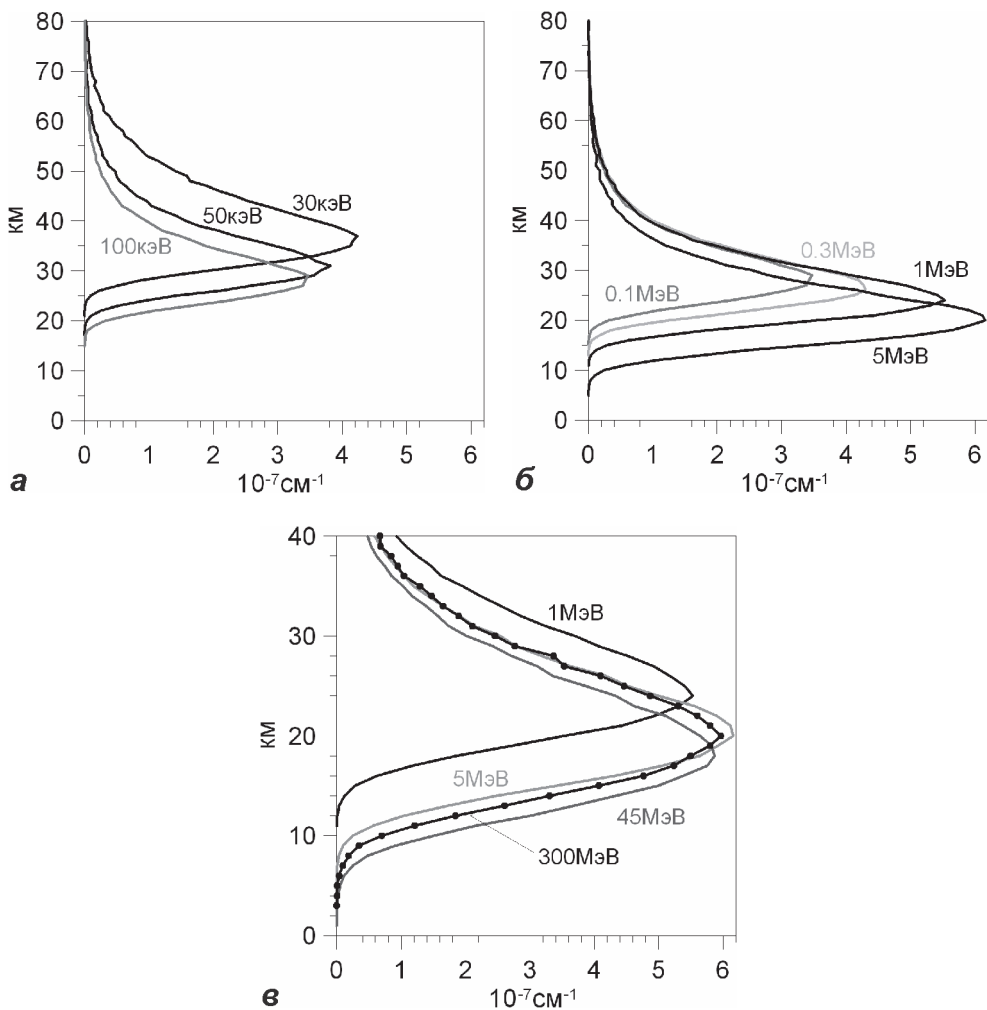


Рис. 6. Энерговыведение в атмосфере Земли на вертикали $\chi = 0^\circ$ для разных энергий квантов

кие участки атмосферы за терминатором, но не достаточно далеко, чтобы объяснить интересные нас события.

Для лучшего описания рассеяния за терминатор была создана модифицированная модель, позволяющая учитывать рассеяние на более высоких слоях. Она показала, что при $\chi < 90^\circ$ новые результаты не отличаются от старых. В ближней зоне за терминатором различия наблюдаются только для малых энергий. В частности, для 30 кэВ расхождение значение для $\chi = 93^\circ$ в районе нижнего максимума составило в 2 раза. Этот результат приведен на рис. 7, б. Однако, как и ранее, моделирование переноса квантов не позволило объяснить возникновение резкого вертикального градиента ионизации на высоте ~ 120 км и $\chi \sim 111^\circ$.

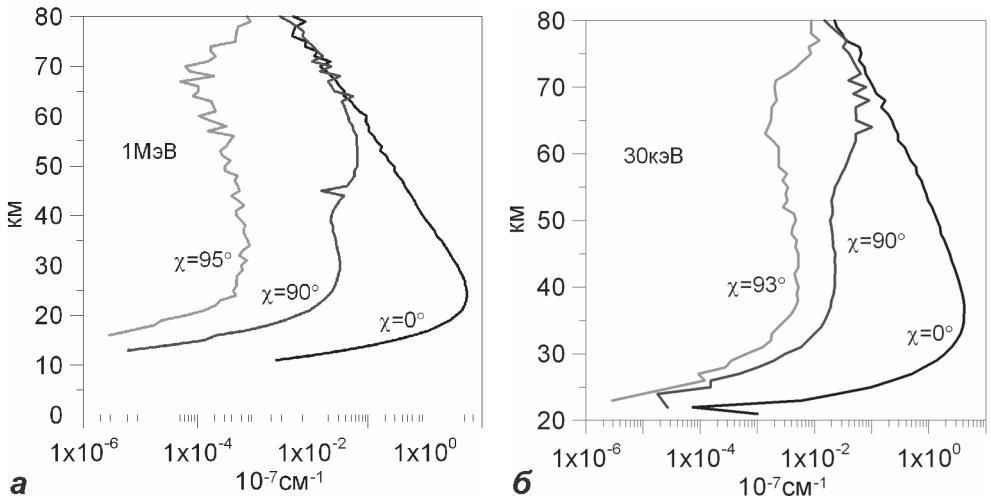


Рис. 7. Энерговыведение в атмосфере Земли на вертикалях, соответствующих разным зенитным углам, для квантов с энергиями 1 МэВ (а) и 30 кэВ (б)

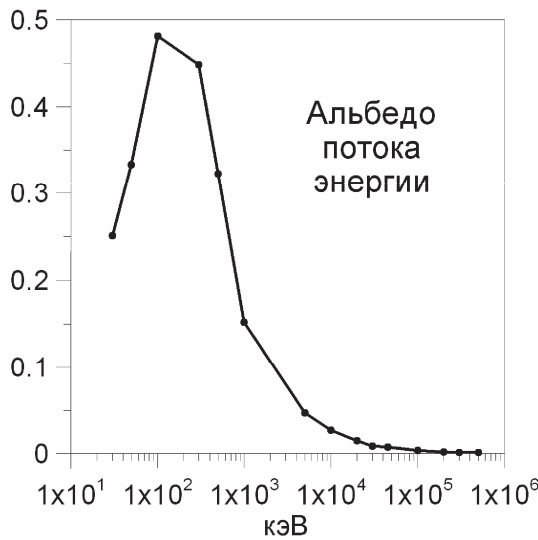


Рис. 8. Отношение энергии, уносимыми квантами альbedo земной атмосферы, к падающей энергии в зависимости от энергии квантов

Помимо энерговыведения в атмосфере первая модель дала возможность оценить альbedo квантов атмосферы Земли. Отношение суммарной энергии, уносимой квантами через границу 81 км, к энергии квантов, падающих на атмосферу и провзаимодействовавших с ней хотя бы один раз, приведено на рис. 8. Здесь видно, что максимум этой функции должен находиться между 100 и 300 кэВ, а само значение, скорее всего, превысит 0,5. Кроме того, получены спектры квантов альbedo, которые сдвинуты в область меньших значений по сравнению с энерги-

ей первичного кванта. Не вдаваясь в детали, можно сказать, что основной поток квантов для области обратного рассеяния (малые значения χ) приходится на диапазон 60–300 кэВ даже для первичных квантов более 1 МэВ, а при возможности процесса рождения пар появляется линия аннигиляции. Однако многократное рассеяние приводит к появлению квантов альbedo с энергиями единицы и десятки МэВ, которые идут как бы с ночной стороны Земли.

Моделирование также показало, что при начальных энергиях квантов более 10 МэВ часть излучения достигает поверхности Земли на уровне моря. Появление таких квантов зарегистрировано в области зенитных углов не более 35°, а их энергии относятся к гамма-диапазону.

Заключение

В работе с использованием моделей однократного и многократного рассеяния квантов получены значения потоков и первичного энерговыделения для энергий от 1 кэВ до 300 МэВ, а также величины альbedo. Полученные результаты показывают, что значения энергии, переданной воздуху в приближении точечного энерговыделения, не достаточно для объяснения эффектов, возникающих в Е-слое и описанных в первой части работы, и необходимо учитывать процессы перераспределения энергии потоками электронов и позитронов, рождаемых в широком диапазоне высот с учетом их взаимодействия с магнитным полем Земли.

Литература

Жучкова Е.А., Котов Ю.Д. Альbedo жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек от атмосферы Земли / Научная сессия НИЯУ МИФИ, 2012. Том 2. ISBN 978-5-7262-1626-3.

Зигбан К. (под ред.). Бета и гамма – спектроскопия. М.: Физ.-мат.лит., 1959.

Корсунская Ю.А. Влияние жесткого рентгеновского и гамма излучений Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. Часть I. Экспериментальные данные // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: сб. научн. тр. ИТДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015.

Стрелков А.С. Вторичное электронообразование в Е- и D-слоях ионосферы в процессе ионизации жестким ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца // Динамические процессы в геосферах. Вып. 3: Сборник трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2012. С. 130–140.

Churazov E. et al. Earth X-ray albedo for cosmic X-ray background radiation in the 1–1000 keV band // MNRAS. 2006 (submitted), <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0608252v2>

Churazov E. et al. INTEGRAL observations of the cosmic X-ray background in the 5–100keV range via occultation by the Earth // A&A. 2007. V. 467. P. 529–540.

[EPDL] <https://www-nds.iaea.org/epdl97/>

Solomon S.C., Qian L. Solar extreme-ultraviolet irradiance for general circulation models // JGR. 2005. V. 110, A10306.

ПЕЛЕНГАЦИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕРХСЛАБОГО КНЧ/ОНЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

И.А. Ряховский, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, Ю.В. Поклад

В 2012–2013 годах в экспериментах по искусственной модификации ионосферы мощной КВ волной на нагревном стенде EISCAT HEATER (Тромсе, Норвегия) были проведены дистанционные измерения электромагнитных сигналов КНЧ/ОНЧ диапазона. Использование новой высокочувствительной магнитометрической аппаратуры позволило зарегистрировать сигналы амплитудой в единицы фемтотесла на расстояниях до 2000 км от источника в нескольких измерительных пунктах. Полученные результаты позволили предложить и апробировать методику пеленгации ионосферных источников сверхслабых сигналов КНЧ/ОНЧ диапазона с использованием наземных измерительных комплексов.

Введение

Регистрация и пеленгация источников сверхслабых ионосферных сигналов КНЧ/ОНЧ диапазонов частот, имеющих природное и антропогенное происхождение, является важным инструментом в исследовании молний, спрайтов, эльфов, а также эффектов, вызванных экспериментами по искусственной модификации ионосферы с применением нагревных стендов. Именно такие эксперименты были использованы как контролируемый источник КНЧ/ОНЧ сигналов. Генерация таких сигналов в нагревных экспериментах обеспечивается амплитудной низкочастотной модуляцией мощного КВ излучения [Getmantsev et al., 1974]. Эффективность генерации низкочастотных сигналов (НЧ) сигналов была показана во многих экспериментах на нагревных стендах Сура, HAARP, EISCAT [Зецер и др., 2008]. Сложность регистрации и изучения генерируемых в нагревных экспериментах НЧ сигналов на значительных расстояниях от источника обусловлена их малой амплитудой. Именно по этой причине пеленгация ионосферных источников КНЧ/ОНЧ излучения является сложной задачей [Bagt et al., 1991; Rяхovskiy et al., 2014; Гаврилов и др., 2015; Гаврилов и др., 2007]. Используемые в настоящей работе измерительные данные получены с применением сверхчувствительных измерительных комплексов «Плутон» и «Вистлер». В статье представлены результаты регистрации КНЧ/ОНЧ сигналов и пеленгации их источника во время нагревных кампаний 2012–2013 годов.

Постановка эксперимента

Одной из целей нагревных кампаний на стенде EISCAT heating (69.68 с.ш., 19.21 в.д.) в октябре 2012 и феврале 2013 годов было исследование влияния трасс распространения электромагнитных сигналов КНЧ/ОНЧ диапазона на их амплитудно-фазовые характеристики. Для решения этой задачи проводилась синхронная регистрация в трех измерительных пунктах, расположенных на различных азимутах и расстояниях от источника. Измерения генерируемого стендом КНЧ/ОНЧ излучения выполнялись в ходе координированных наблюдений в гео-

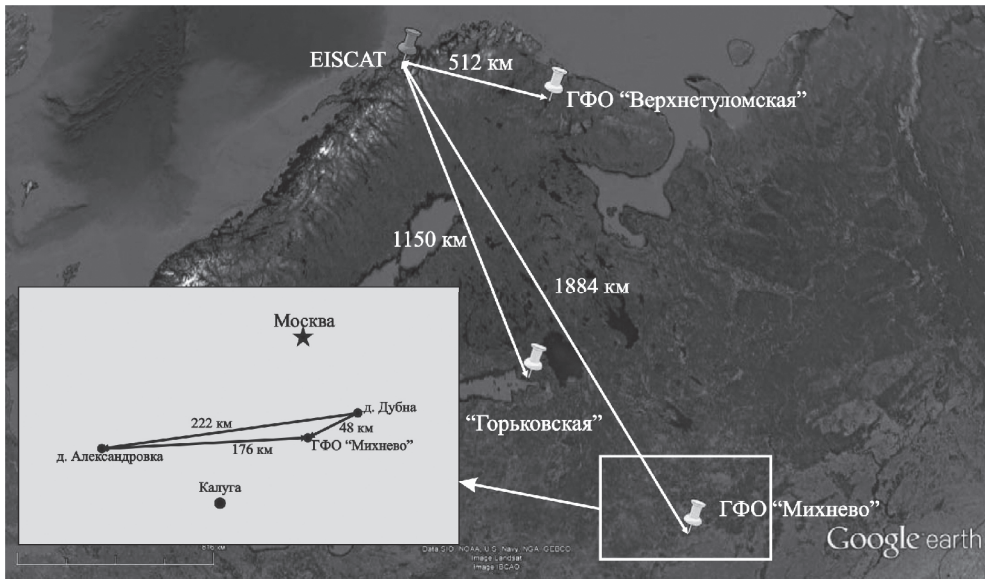


Рис. 1. Схема расположения измерительных пунктов во время экспериментов в октябре 2012 и феврале 2013 годов

физических обсерваториях (ГФО) «Михнево» ИДГ РАН, «Горьковская» ПГИ РАН и «Верхнетуломская» ААНИИ Росгидромета, расположенных на расстояниях от 500 до 1900 км от нагревного стенда (рис. 1). Для регистрации сигналов использовались сверхчувствительные магнитометрические комплексы «Плутон» и «Вистлер». Активные рамочные антенны комплексов имеют чувствительность 0,4–0,5 фТл√Гц в полосе от 800 до 30000 Гц. Сигнал с антенн оцифровывался с помощью десятиканального двадцати четырех разрядного регистратора ADU-07 Metronix. Точность временных привязок во время измерений обеспечивалась GPS приемником и составляла 30 нс. Во всех измерительных пунктах оси антенн ориентировались в направлении магнитный Север-Юг (канал Hx) и Запад-Восток (канал Hy). Для выделения сигнала записи волновых форм фильтровались с помощью цифрового фильтра с полосой 0,01 Гц. Набег фаз монохроматического сигнала связан с расстоянием от источника до измерительных пунктов следующим соотношением:

$$\delta\varphi = \frac{F}{c}(L_1 - L_2)2\pi,$$

где F – частота сигнала, c – скорость света, L_1 и L_2 – расстояния до источника. Угол между направлением на источник сигнала и нормалью к линии между приемными пунктами определяется соотношением:

$$\arcsin(\alpha) = \frac{c \cdot \delta\varphi}{2\pi FL_0},$$

где L_0 – расстояние между приемными пунктами. Данное выражение справедливо если $L_0 \ll (L_1 \text{ и } L_2)$

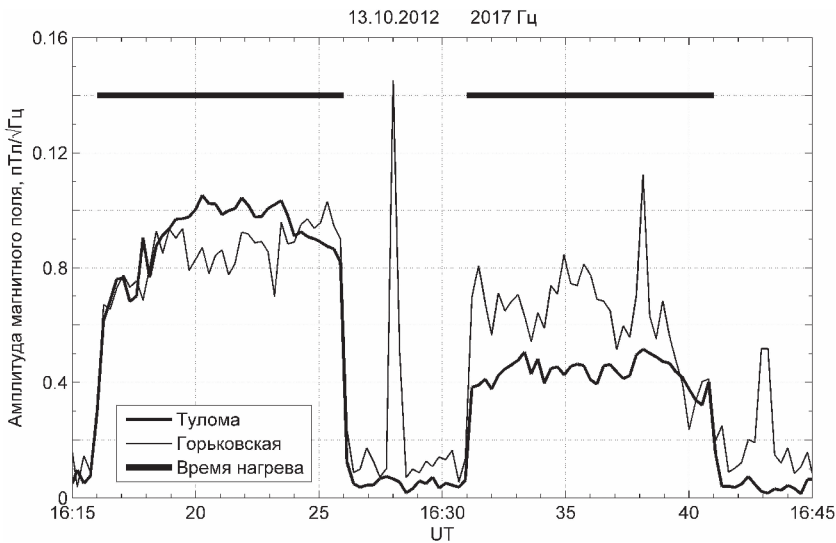


Рис. 2. Амплитуды сигнала, зарегистрированного от нагревного стенда EISCAT 13 октября 2012 года на частоте 2 кГц.

Тонкая и толстая кривые – измерения в обсерваториях "Горьковская" и "Верхнетуломская" соответственно. Горизонтальными линиями показано время нагрева

Результаты

13 октября 2012 г. стенд работал в режиме амплитудной модуляции нагревного КВ излучения с частотой 2017 Гц. Воздействие на ионосферу проводилось в режиме: 10 минут – нагрев, 5 минут – пауза. В период с 16:15 до 16:45 UT удалось зарегистрировать сигнал на частоте 2017 Гц одновременно в двух измерительных пунктах: в Горьковской и Верхнетуломской обсерваториях (рис. 2).

Несмотря на то, что расстояние от стенда до обсерватории "Верхнетуломская" примерно в 2 раза меньше, чем до "Горьковской", в период с 16:16 до 16:26 UT амплитуды сигналов, принятых на этих станциях, близки, а с 16:31 до 16:40 UT сигнал в «Горьковской» даже больше по амплитуде, чем сигнал в «Верхнетуломской». Анализ фазовых характеристик сигналов, принятых в "Верхнетуломской" и "Горьковской", показал, что их изменение имеют разные тренды (рис. 3). В период с 16:16 до 16:26 UT фаза сигнала в «Верхнетуломской» имеет тенденцию к росту, а в «Горьковской» – имеет тенденцию к понижению. Причиной такого поведения фаз может являться влияние на амплитудно-фазовые характеристики сигналов условий на трассах их распространения, которые существенно различаются при большом расстоянии между приемными пунктами.

Фазы принятых сигналов отличаются примерно на 1,5 радиан, что соответствует четверти длины волны излучения (на частоте 2017 Гц длина волны составляет 38 км). В таких условиях использование фазового метода для пеленгации сигнала невозможно. Влияния трасс распространения на характеристики сигналов могло бы быть существенно снижено, если бы трассы находилась в близких

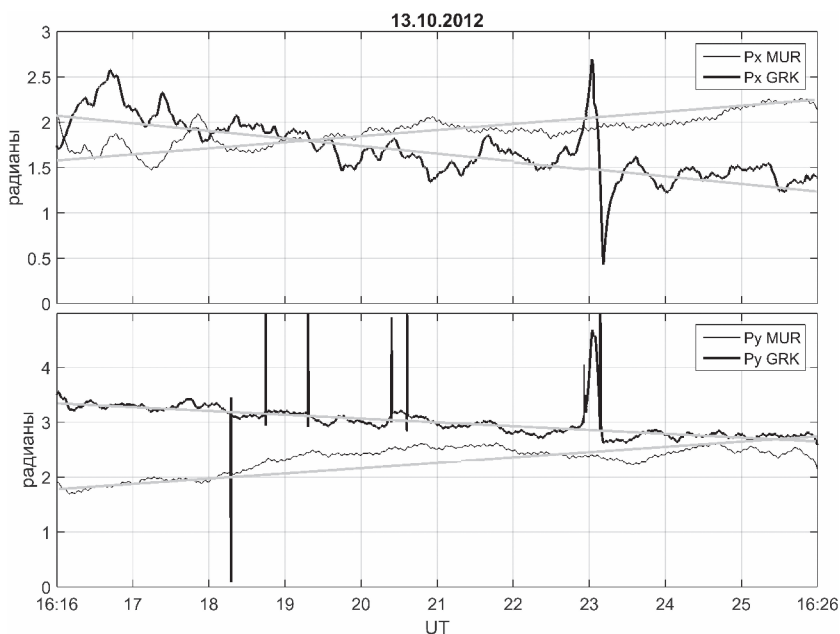


Рис. 3. Изменение фазы модуляционного сигнала на частоте 2017 Гц по результатам двухкомпонентных измерений в обсерваториях "Верхнетуломская" и "Горьковская". Верхняя панель – измерение фаз сигналов по каналам H_x , нижняя панель – по каналам H_y

гелиогеофизических условиях. Такая ситуация реализуется на малых базах между измерительными пунктами.

Для оценки возможности проведения пеленгации сверхслабых килогерцовых сигналов на короткой базе в нагревной кампании в феврале 2013 г. проводилась синхронная регистрация сигналов, вызванных работой стенда в ГФО «Михнево», и в выносных измерительных пунктах вблизи деревень Александровка и Дубна (рис. 1). Нагревная кампания продолжалась 4 дня. 21 февраля с 17:05 до 17:07 UT сигнал на частоте модуляции нагревной КВ волны (2016,97 Гц) был зарегистрирован во всех трех измерительных пунктах. Вариации амплитуд и фаз сигналов, принятых в трех измерительных пунктах, показаны на рисунках 4 и 5.

Из графиков видно, что во время нагрева (с 17:04 до 17:07 UT) фазы сигналов, принятых на модуляционной частоте в трех измерительных пунктах, ведут себя подобным образом. При отсутствии нагрева фазы сигнала меняются хаотично.

На рис. 6 показан результат сравнения измеренной разности фаз в сигналах на разных пунктах с результатом расчета набег фаз с учетом расстояний между измерительными пунктами. Так, разница в расстоянии от источника до измерительных пунктов в Александровке и Дубне составляла 60,5 км. Расчетный набег фаз между сигналами в Александровке и Дубне от стенда EISCAT должен составлять 2,52 радиана. Среднее экспериментальное значение набег фаз с 17:05 до 17:07 составило 2,46 радиана, что близко к теоретической оценке.

По полученным данным для того же интервала времени был проведен расчет азимута на источник из измерительного пункта Дубна в период с 17:05 до 17:09 UT. Сравнение экспериментально определенного азимута с истинным значением

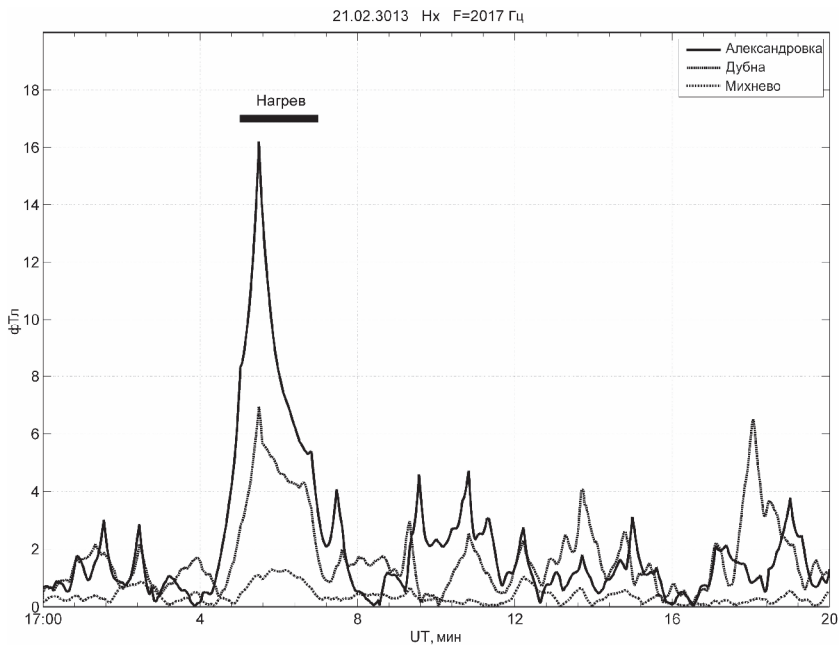


Рис. 4. Амплитуды сигналов, принятых на частоте 2017 Гц в трех пунктах измерения. Горизонтальной линией показан сеанс нагрева.

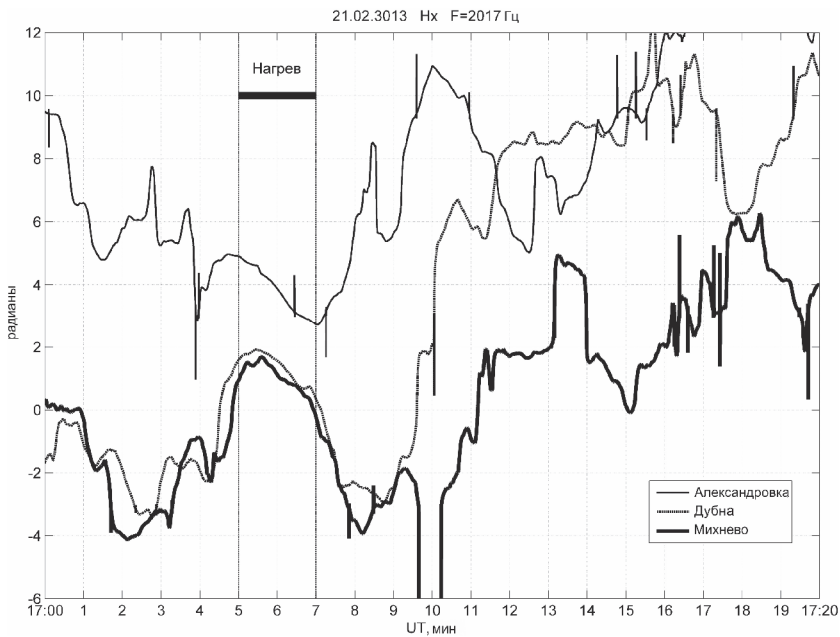


Рис. 5. Фазы сигналов, принятых на частоте 2017 Гц, в трех пунктах измерения. Горизонтальной линией показан сеанс нагрева

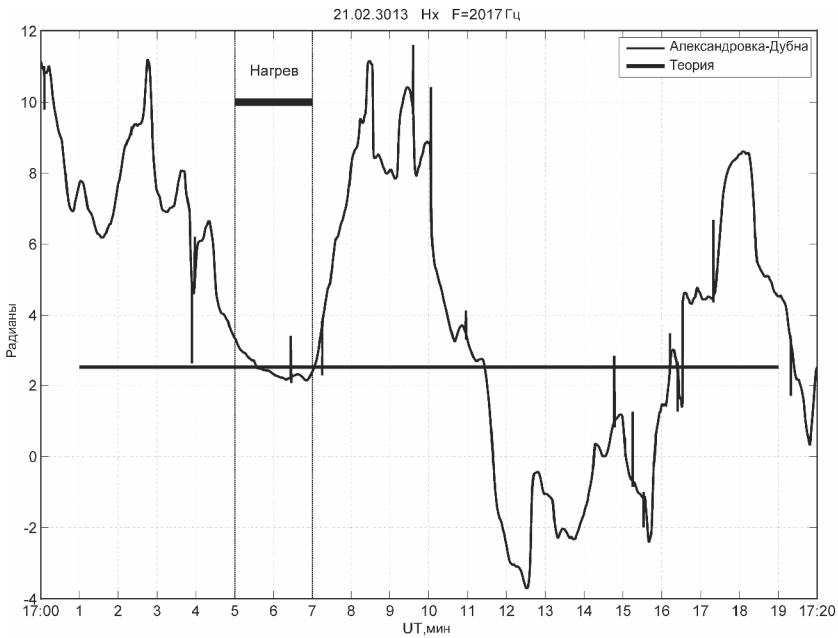


Рис. 6. Изменение набега фаз сигналов от стенда EISCAT между пунктами Александровка и Дубна.
 Черной линией показан расчетный набег фаз между данными пунктами

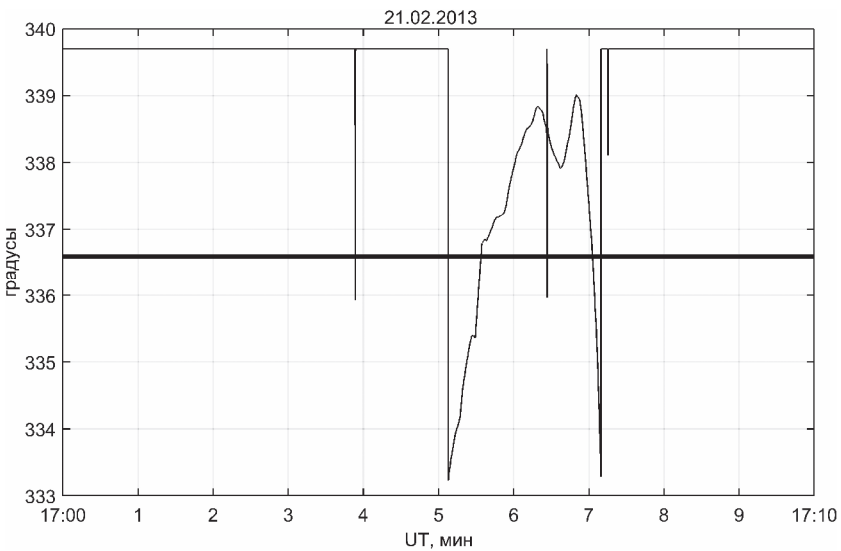


Рис. 7. Азимут на источник EISCAT из измерительного пункта «Дубна».
 Толстая горизонтальная линия – действительный азимут, тонкая кривая – азимут, рассчитанный по результатам фазовых измерений в эксперименте

показывает, что ошибка в определении азимута на источник составляла от 2 до 3,5° (рис. 8) – точность достаточная для многих приложений.

Выводы

Применение специально разработанных сверхчувствительных магнитометрических комплексов «Плутон» и «Вистлер» позволило во время экспериментов по искусственной модификации ионосферы на нагревном стенде EISCAT в 2012–2013 годах зарегистрировать сигналы на модуляционных частотах (амплитудой порядка единиц фТл) в КНЧ/ОНЧ диапазоне на расстоянии около 2000 км от источника.

Анализ результатов синхронных измерений, проведенных в находящихся на значительных расстояниях друг от друга измерительных пунктах, выявил существенные различия амплитудно-фазовых характеристик сигналов, обусловленные изменением гелиогеофизических условий в районе нагрева и на трассах распространения сигнала.

Использование для лоцирования источника сигналов, зарегистрированных в измерительных пунктах, расположенных на расстояниях от 50 до 200 км друг от друга, позволило минимизировать влияние трасс распространения сигналов и показать возможность пеленгации ионосферного источника сверхслабых сигналов КНЧ/ОНЧ диапазона с приемлемой для решения многих задач точностью.

Разработанные в ходе проведения экспериментов методики и аппаратура могут быть использованы для обнаружения и пеленгации КНЧ/ОНЧ сигналов от ионосферных источников естественного и искусственного происхождения.

Литература

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Ряховский И.А., Поклад Ю.В., Ермак В.М. Удаленная регистрация КНЧ/ОНЧ излучения, вызванного экспериментами по искусственной модификации ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 2015. Т. 5, № 4. С. 466-472. DOI: 10.7868/S0016794015040045.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н., Козлов С.И. Активные воздействия на околоземную среду // Модели космоса. Т. 2. Гл. 3.2. М.: НИИЯФ МГУ, 2007. С. 855-888.

Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Благовещенская Н.Ф. Активные эксперименты: магнитосферно-ионосферно-атмосферное воздействие // Плазменная гелиогеофизика. Гл. 9.6. М.: Наука, 2008.

Barr R., Stubbea P., Kopka H. Long-range detection of VLF radiation produced by heating the auroral electrojet // Radio Sci. 1991. Vol. 26, N 4. P. 871-879.

Getmantsev G.G., Zuikov N.A., Kotik D.S., Mironenko L.F., Mityakov N.A., Rapoport V.O., Sazonov Yu.A., Trakhtengerts V.Yu., Eidman V.Ya. Combination frequencies in the interaction between high-power short-wave radiation and ionospheric plasma // JETP Lett. 1974. V. 20. P. 101-102.

Ryakhovskiy I.A., Gavrilov B.G., Poklad Y.V., Zetzer J.I., Blagoveschenskaya N.F., Rietveld M.T. Experimental investigation of ULF/VLF radio wave generation and propagation in the upper atmosphere and ionosphere during EISCAT heating experiment in 2012: thesis on COSPAR, Moscow 2014.

ГЛАВА 4
ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ
НА АТМОСФЕРУ

РАННЕЕ ФОРМИРОВАНИЕ КОМЕТНЫХ ТЕЛ И РОДИТЕЛЬСКИХ ТЕЛ МЕТЕОРИТОВ

Г.В. Печерникова, А.В. Витязев, В.Н. Сергеев

Исследована столкновительная эволюция газопылевых сгущений, образовавшихся в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске околосолнечной газопылевой туманности. В работе рассмотрено раннее образование плотных планетезималей в зоне Земли и в области Юпитера. Показано, что уже через несколько сотен оборотов вокруг Солнца после образования сгущений в диске среди пылевых сгущений появляются плотные планетезимали. Оценены времена их формирования. Времена образования ледяных планетезималей (кометных ядер) в области Юпитера допускают наличие жидкой фазы в их недрах за счет нагрева радионуклидами.

Введение

Роль комет в зарождении жизни на Земле активно обсуждается в течение нескольких десятилетий [Og'ó et al., 2006]. Кометы богаты водой и углеродом – двумя ключевыми составляющими земной жизни. Вполне вероятно, что сочетание экзогенных и эндогенных источников способствовало синтезу и накоплению строительных блоков жизни на ранней Земле. Вода – самое распространенное летучее вещество в Солнечной системе, составляющее около половины конденсированной массы в твердых телах. Выживание и эволюция жидкой и твердой воды в малых телах обсуждается в работе [Jewitt et al., 2006].

Результаты исследований тепловой, химической и структурной эволюции ранних планетезималей приведены в работах [Vityazev, 1996; Busarev et al., 2003; Prialnik et al., 2005; 2008; Podolak, Prialnik, 2006] и многих других. Одним из основных источников разогрева недр ранних планетезималей в первые миллионы лет после образования CAI (кальций-алюминиевых включений) являлся радиоактивный распад короткоживущих изотопов, прежде всего ^{26}Al с периодом полураспада 0,72 млн лет. На это указывают данные по распространенности короткоживущих изотопов на время образования CAI [Davis, McKeegan, 2014]. В контексте возможного плавления и длительного существования жидкой фазы в недрах кометных тел, являющегося условием возникновения первичных форм жизни, важным оказывается время формирования кометных ядер. Результаты, полученные в [Wakita, Sekiya, 2011], показывают, что ледяные планетезимали, образовавшиеся на 2,4 млн лет позже формирования CAI, не могут достичь температуры плавления льда, независимо от их размеров и начальной температуры. В обзорной статье [Gail et al., 2013] рассмотрены радиоизотопные возраста метеоритов и их компонентов, эволюция малых тел – сроки аккреции, тепловой и водный метаморфизм, дифференциация, остывание и ударный метаморфизм, моделирование тепловой эволюции родительских тел метеоритов. Показано, что при прорастности исходного материала относительно небольшие тела (<несколько км) будут дифференцироваться, если они образовались в пределах 2 млн лет после образования CAI. В этой работе так же отмечено, что вывод, сделанный в [Wakita, Sekiya, 2011], вероятно, должен быть пересмотрен в сторону более позд-

них времен, если учитывать долгоживущие нуклиды. На раннее формирование родительских тел некоторых магматических железных метеоритов (≈ 1 млн лет), а также хондр в L, LL и H хондритах ($1,7 \pm 0,7$ млн лет после САI) указано в работе [Kleine et al., 2009].

В настоящей работе представлены результаты расчетов ранних времен образования ледяных планетезималей (кометных ядер) в зоне Юпитера и родительских тел метеоритов в зоне Земли.

Эволюция протопланетного диска

Звезды и околозвездные газопылевые допланетные диски образуются в едином процессе гравитационного коллапса фрагмента большого межзвездного газопылевого облака (см. [Protostars and Planets, 1978; Витязев, Печерникова, 2010] и др.).

Согласно работе [Дорофеева, Макалкин, 2004] длительность стадии протозвезды (стадии коллапса) $\sim (1+5) \cdot 10^5$ лет. Это – время образования молодого Солнца и околосолнечного диска. Близкие результаты получены в работе [Ciesla, Yang, 2010], где показано, что тугоплавкие объекты, которые сформировались на самых ранних стадиях ($t < 10^5$ лет) формирования диска, составляют более 99% от сохранившихся. Это предельное время, когда короткоживущие нуклиды могли быть введены в Солнечную систему, и ограничение, где $t = 0$ в метеоритике падает на астрофизические стадии формирования звезды и диска.

Так же, как и межзвездная среда, протосолнечная туманность содержала около 1% массы в виде пылевых частиц с размерами $\sim 10^{-5}$ см. За всё время коллапса частицы, сталкиваясь между собой, вырастали от начального размера 10^{-5} до 10^{-4} см. Падая вместе с газом протосолнечной туманности на внутреннюю (близкую к Солнцу) часть диска они могли разрушаться, плавиться и даже испаряться. Частицы, попадавшие на внешнюю часть диска, сохраняли в значительной степени свойства межзвездных пылинок. В то же время горячий газ, удалявшийся из внутренней части растущего диска наружу, охлаждался, и в нем конденсировались сначала силикаты и металлы, а затем и летучие вещества. К концу коллапса в диске была смесь межзвездных частиц с частицами, родившимися в диске, относительное содержание которых зависело от расстояния до Солнца [Витязев и др., 1990; Дорофеева, Макалкин, 2004].

На стадии вязкой эволюции диска пыль начинает опускаться к центральной плоскости диска. Если после коллапса в диске существовала стадия конвективной турбулентности, то она не была длительной и привела лишь к увеличению размеров твердых частиц до 10^{-3} – 10^{-2} см [Сафронов, 1969]. После прекращения аккреции на диск в нем развиваются процессы взаимодействия пыли и газа, влияющие на скорости движения пылевых частиц по R и z направлениям. Равновесие в направлении z , перпендикулярном центральной плоскости, поддерживается градиентом давления. Масса пыли по сравнению с массой газа мала ($\sim 10^{-2}$) и её влиянием на структуру газового диска пренебрегают.

Если бы газ вращался точно с кеплеровской круговой скоростью, то с той же скоростью двигались бы и увлекаемые им частицы. Но z -компонента тяготения Солнца заставляет частицы опускаться к центральной плоскости диска. Более крупные из них, опускаясь быстрее и поглощая другие частицы на своем пути,

достигнув плоскости $z = 0$, увеличили бы свой радиус до 1 см (в зоне Земли). Однако наличие радиального градиента давления в газе ослабляло тяготение Солнца. Радиальный градиент давления приводит к отставанию газа от кеплеровского движения. Газ вращается медленнее, тормозит частицу и вынуждает ее отставать от кеплеровской скорости. В результате, отдавая свой орбитальный момент газу, она как бы медленно «падает» на Солнце, двигаясь по спирали.

Скорость опускания уменьшается из-за уменьшения z , но увеличивается из-за увеличения массы в результате слипания частиц при столкновениях. Время опускания порядка $10^3 \cdot P_K$ (P_K – кеплеровский период). То есть для зоны Земли время опускания порядка 1000 лет, для зоны Юпитера – на порядок больше.

Строгое решение задачи опускания частиц к центральной плоскости диска включает одновременно с оценкой их скоростей v_z и v_R также определение функции распределения частиц по размерам в этом процессе, то есть решение уравнения коагуляции, включая дополнительное изменение распределения масс при опускании частиц. Функция распределения частиц по массам, в свою очередь, зависит от скоростей столкновений частиц, вернее, от результатов столкновений – частицы объединяются при столкновении или разрушаются.

Эволюции пылевой компоненты и образованию первых планетезималей в околосолнечном допланетном диске посвящено много работ (см., например, [Сафронов, 1969; 1987; Макалкин, Зиглина, 2004; Дорофеева, Макалкин, 2004]). Современное состояние дел в этой области представлено в [Armitage, 2014].

Гравитационная неустойчивость в пылевом субдиске

Долгое время существовала проблема «выращивания» субсантиметровых пылинки до тел почти астероидных размеров, когда силы гравитации планетезималей достаточны для удержания встречаемых более мелких тел. В качестве решения было предложено формирование газопылевых сгущений в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске. В настоящей работе мы придерживаемся этого подхода в классическом варианте [Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990]. В.С. Сафронов [Сафронов, 1969] показал, что в однокомпонентном вращающемся диске гравитационная неустойчивость наступает раньше всего при длинах волн осесимметричных радиальных возмущений $\lambda \approx (8 \div 10)H$, плотности в центральной плоскости диска $\rho_{c\ cr} \approx (2,1 \div 2,5)\rho^*$, где H – толщина однородного диска ($H \equiv \sigma/\rho_c$), σ – поверхностная плотность вещества в диске, ρ_c – объемная плотность в центральной плоскости диска и $\rho^* = 3M_\odot / 4\pi R^3$ – «размазанная» плотность Солнца на данном расстоянии R . На расстоянии Земли от Солнца $\rho^* \approx 1,42 \cdot 10^{-7}$ г/см³ и $\rho_{c\ cr} \approx (3 \div 3,6) \cdot 10^{-7}$ г/см³. Согласно современным моделям плотность газовой составляющей в зоне Земли при температуре ~ 300 К была $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ г/см³, то есть на два порядка меньше, чем требуется для гравитационной неустойчивости. В зоне Юпитера $\rho^* \approx 10^{-9}$ г/см³, а плотность газа была лишь $\sim 10^{-10}$ г/см³.

В отличие от газа пылевые частицы, опускаясь к центральной плоскости диска сквозь газ, образовывали в ней пылевой слой, плотность которого могла достичь критического значения $\rho_{c\ cr}$, необходимого для возникновения в нем гравитационной неустойчивости. Когда плотность субдиска достигает критического значения

$$\rho_c = \rho_{c\ cr} \approx 2\rho^* = 3M_\odot/2\pi R^3, \quad (1)$$

субдиск становится гравитационно неустойчивым. Он распадается на уплотняющиеся кольца, которые затем, достигнув плотности Роша, $\rho_R \approx 15\rho^*$, разрываются на множество пылевых сгущений [Сафронов, 1969]. Обладая большим сечением столкновения, сгущения растут значительно быстрее частиц и могут в результате превратиться в тела километровых размеров в приемлемое время [Pechernikova, Safronov, 1992].

Начальный этап сжатия кольца шириной порядка критического значения $\lambda_{cr} \approx 8H_{cr}$ сменяется его распадом на локальные пылевые сгущения со средними значениями массы и экваториального радиуса равными

$$m_0 \approx \sigma_d^3 / \rho^{*2}, \quad a_0 \approx \sigma_d / 2\rho^*, \quad (2)$$

где σ_d – поверхностная плотность твердого вещества (пыли). Для зоны Земли при $\sigma_d = 10$ г/см² получаем $m_0 \approx 5 \cdot 10^{16}$ г и $a_0 \approx 4 \cdot 10^7$ см, а для зоны Юпитера – при $\sigma_d = 20$ г/см² $m_0 \approx 10^{22}$ г и $a_0 \approx 10^{10}$ см. Но из-за разной скорости опускания частиц разных размеров критическая плотность на малых высотах z могла быть достигнута, когда мелкие частицы еще оставались на больших z -координатах и не могли войти в состав сгущений. Поэтому эффективное значение σ_d в (2) могло быть значительно меньше полной поверхностной плотности твердого вещества в зоне. При $\sigma_{ef} \sim \sigma_d/2$ массы сгущений на порядок меньше, чем следует из (2).

Столкновительная эволюция сгущений

При исследовании дальнейшей эволюции сгущений в системе сгущений нужно одновременно описать изменение числа, масс, размеров (плотности) и вращательных моментов сталкивающихся, объединяющихся и разрушающихся сгущений в рамках самосогласованной задачи. Полное описание системы интегродифференциальных уравнений можно найти в [Витязев и др., 1990]. Ниже пунктирно обрисована соответствующая модель [Адушкин и др., 2008; 2014] и результаты новых расчетов.

Распределение по массам допланетных тел (сгущений) обычно описывается простым степенным законом вида

$$n(m, t) dm = c(t) m^{-q} dm, \quad (3)$$

где не зависящий от массы и времени показатель степени q определяется уравнением коагуляции

$$\begin{aligned} \frac{dn(m, t)}{dt} &= \int_{m_0}^{m/2} A(m', m - m') n(m', t) n(m - m', t) dm' - \\ & n(m, t) \int_{m_0}^M A(m, m') n(m', t) dm'. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $A(m, m')$ – коэффициент коагуляции, характеризующий частоту столкновений двух тел с массами m и m' , M и m_0 – верхний и нижний пределы распределения. Коэффициент $A(m, m')$ равен произведению эффективного сечения столкновения тел m и m' на их среднюю относительную скорость:

$$A = \pi(r + r')^2 \left[1 + \frac{2G(m + m')}{V^2(r + r')} \right] V, \quad V = \sqrt{v^2(m) + v'^2(m')}. \quad (5)$$

Для $A(m, m') \propto m^\alpha + m'^\alpha$ в работе [Витязев и др., 1990] получено решение уравнения (4) в виде $q = 1 + \alpha/2$, $0 < \alpha < 2$. В предположении, что момент осевого вращения сгущения определяется только его массой $K \propto m^\gamma$, в [Витязев и др., 1990] показано, что для массивных сгущений $q = \gamma$. Скорость роста наибольшего сгущения описывается выражением [Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990]:

$$\frac{dm}{dt} = \pi l_0^2 \bar{\rho}_d v \approx \frac{8\pi}{3} (1 + 2\theta) \zeta r_0^2 \left(\frac{m_0}{m} \right)^{6-4\gamma} \frac{\sigma_d}{P_K} \quad (6)$$

где l_0 – прицельное расстояние, $\bar{\rho}_d$ и σ_d – объемная и поверхностная плотности конденсированного вещества в зоне питания планеты соответственно, $v = (Gm/\theta r)^{1/2}$ – средняя относительная скорость сгущений, r_0 и m_0 – их начальные радиус и масса, P_K – кеплеровский орбитальный период, ζ – коэффициент начального сжатия сгущений ($\zeta \sim 10^{-1}$), θ – параметр Сафронова, показывающий превышение гравитационного сечения столкновений тел над геометрическим ($1+2\theta$) (без газа $\theta = 2$, при наличии газа в несколько раз больше).

Плотность вещества сгущений в процессе их столкновительной эволюции с ростом массы увеличивается как

$$\delta = (m/m_0)^{10-6\gamma} \delta_0 \quad (7)$$

от начального значения δ_0 . При $\delta \sim 1$ г/см³ сгущения превращаются в твердые тела.

Давно было отмечено, что единственным механизмом, способным поддерживать сгущения в разреженном состоянии, были их последующие нецентральные столкновения. При касательных столкновениях привносимый момент может намного превышать собственный осевой момент каждого из «объединяющихся» сгущений, поддерживая вновь образованное сгущение в разреженном состоянии, и даже приводить к разлету существенной доли их вещества. Очевидно, что из-за большего геометрического сечения рост крупнейших сгущений происходит быстрее твердых тел той же массы. Кроме того, присутствие первичного газа до его диссипации из Солнечной системы снижало относительные скорости и также ускоряло темп роста крупнейших сгущений.

Объединение сгущений в среднем ведет к эффективному сжатию, неважно, пылинки ли это или вращающийся рой обломков. Так, в случае объединения двух сгущений сравнимых масс, столкнувшихся центрально, масса практически удваивается, а удельный момент остается прежним:

$$K_1 = \alpha m_1 v r_1 = \alpha 2m_1 v r_1 / 2 = K_2. \quad (8)$$

Радиус такого объединенного сгущения соответственно должен уменьшиться в 2 раза, а его плотность возрасти в 16 раз. Оценки показывают, что если в зоне Земли сгущение с начальной массой $m_0 = 5 \cdot 10^{16}$ г и плотностью $\delta_0 = 10^{-5}$ г/см³ четыре раза подряд столкнется центрально с равным себе по массе сгущением ($m_0 \rightarrow 2m_0 \rightarrow 4m_0 \rightarrow 8m_0 \rightarrow 16m_0$), то оно превратится в сплошное тело с массой $m \sim 10^{18}$ г и плотностью $\delta \sim 1$ г/см³. Характерное время между столкновениями

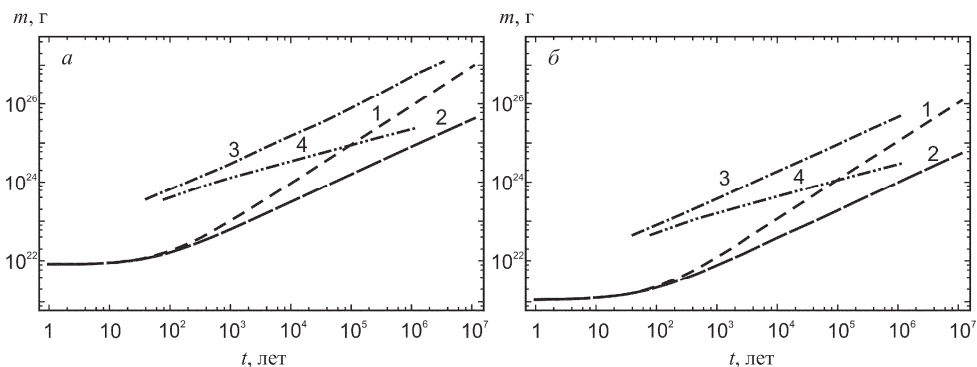


Рис. 1. (а) Рост масс крупнейших сгущений $m(t)$ со временем в зоне питания Юпитера для случая, когда эффективное значение $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_d$ – полной поверхностной плотности твердого вещества в зоне, в зависимости от показателя степени γ в степенном распределении сгущений по массам показан кривыми 1 – при $\gamma = 1,5$ и 2 – при $\gamma = 1,4$. Линии 3 и 4 – раннее образование твердых тел при $\gamma = 1,5$ и $\gamma = 1,4$ соответственно, которые ограничивают сверху область ко-эволюции твердых тел и сгущений.

(б) Показано то же, что на рис. 1, а, но для случая $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_d/2$

$$\tau_s = \frac{\bar{\lambda}}{v} = \frac{1}{\pi r^2 n v} = \frac{m}{\epsilon \rho_d \pi r^2 v} \approx \frac{m P_K v_p}{4 \epsilon \sigma_d \pi r^2 v}. \quad (9)$$

Здесь $\bar{\lambda}$ – длина свободного пробега сгущений, v – их относительная скорость, n – численная плотность сгущений соответственно, ρ_d – плотность в пылевом субдиске, ϵ – доля пыли гравитационно неустойчивого слоя, вошедшей в пылевые сгущения.

В области планет-гигантов низкие температуры приводили к конденсации летучих веществ H_2O , CH_4 , NH_3 . Вследствие этого в зоне Юпитера поверхностная плотность твердого вещества σ_d была порядка 20 г/см^2 , соответственно начальные массы и радиусы пылевых сгущений, образовавшихся в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске, составляли порядка $m_0 \sim 10^{22} \text{ г}$ и $a_0 \sim 10^{10} \text{ см}$. Расчеты эволюции пылевых сгущений были выполнены для указанных начальных условий (см. рис. 1, а), а также для $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_d/2 \text{ г/см}^2$ и $m_0 \sim 10^{21} \text{ г}$ (рис. 1, б).

Используя формулу (9), мы вычислили *наименьшие* времена превращения отдельных сгущений в твердые тела и их массы для зоны Юпитера. Показано, что уже через первые сотни лет после образования газопылевых сгущений в диске среди сгущений появляются плотные, состоящие из льда и каменных частиц, планетезимали с массами $m \sim 10^{23} - 10^{24} \text{ г}$. За времена $\sim 10^6$ лет формируются планетезимали с массами $m \sim 10^{26} \text{ г}$. Это означает, что в пределах первого миллиона лет после образования САИ в зоне Юпитера уже сформировались плотные массивные планетезимали. Время их образования попадает в начало интервала 1–2,4 млн лет, определенного в работе [Wakita, Sekiya, 2011]. Следовательно, в зоне Юпитера задолго до образования самой планеты в планетезималиях с размерами от десятков до тысяч километров, образовавшихся из газопылевых сгущений,

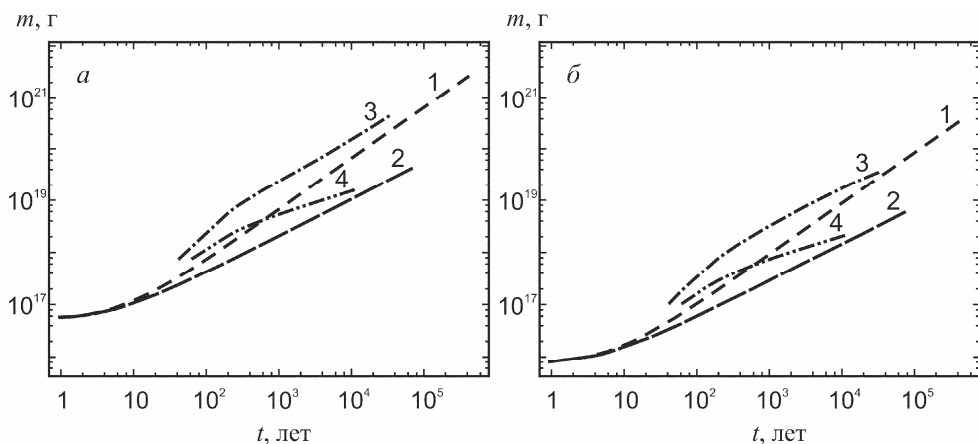


Рис. 2. (а) Рост масс крупнейших сгущений $m(t)$ со временем в зоне питания Земли при $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_p$ до превращения их в плотные тела с массой m_{max} и с плотностью $\delta \sim 1 \text{ г/см}^3$ в зависимости от показателя степени γ в степенном распределении сгущений по массам показан кривыми: 1 – при $\gamma = 1,5$ ($m_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ лет}$); 2 – $\gamma = 1,4$ ($m_{\text{max}} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ лет}$). Линии 3 и 4 – раннее образование твердых тел при $\gamma = 1,5$ и $\gamma = 1,4$ соответственно, которые ограничивают сверху область ко-эволюции твердых тел и сгущений. (б) Показано то же, что на рис. 2, а, но для случая $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_p/2$: 1 – при $\gamma = 1,5$ ($m_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ лет}$); 2 – $\gamma = 1,4$ ($m_{\text{max}} \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ лет}$)

происходило плавление льдов, дифференциация на оболочки и ядра из опустившейся пыли и ее агрегатов с органикой.

С ростом массивных тел в зоне планет-гигантов относительные скорости тел возросли настолько, что эксцентриситеты и наклоны их орбит достигли критических значений $\sim 1/3$, что, наряду с прохождением звезд вблизи формирующейся Солнечной системы, приводило к выбросу их на периферию Солнечной системы – то есть формированию облака Оорта [Витязев и др., 1990].

Аналогично и для зоны Земли мы получили массы и *наименьшие* времена, при которых отдельные сгущения превращались в твердые тела (см. рис. 2, а, б), для тех, которым «повезло» столкнуться центрально с равными себе по массе несколько раз подряд. Можно видеть, что уже через несколько сотен оборотов вокруг Солнца в диске среди пылевых сгущений появляются твердые планетезимали с массами $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{ г}$.

Итак, оценки показали, что в результате столкновительной эволюции газопылевых сгущений в зоне Юпитера могли образовываться плотные планетезимали с массами от $m \sim 10^{23} - 10^{24} \text{ г}$ за времена $\sim 10^3 \text{ лет}$ до масс $m \sim 10^{24} - 10^{26} \text{ г}$ за времена $\sim 10^6 \text{ лет}$ (в зависимости от σ_{ef} твердого вещества в пылевом субдиске). Соответственно, в зоне Земли могли образовываться плотные тела типа родительских тел метеоритов с массами $m \sim 10^{17} - 10^{19} \text{ г}$ за времена $\sim 10^2 - 10^5 \text{ лет}$, которые соответствуют возрастам аккреции хондритов [Kleine et al., 2009].

Заключение

В заключение следует отметить следующее: начальная стадия эволюции газопылевого диска – образование газопылевых сгущений в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске – является необходимой; ускоренный рост масс разреженных планетезималей при столкновительных объединениях и их быстрое уплотнение объясняют раннее образование родительских тел метеоритов; раннее (1–2 млн лет) формирование плотных планетезималей, состоящих из каменной пыли и льда, в зоне питания Юпитера допускает нагрев, плавление и дифференциацию их недр в результате радиоактивного распада короткоживущих изотопов, прежде всего ^{26}Al .

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 22(1).

Литература

Адушкин В.В., Витязев А.В., Печерникова Г.В. В развитие теории происхождения и ранней эволюции Земли / Ред. Э.М. Галимов // Проблемы зарождения и эволюции биосферы. М.: Либроком, 2008. С. 275–296.

Адушкин В.В. и др. Астрофизика и слабая форма гипотезы панспермии и экзогенные факторы в эволюции земли // Сб. трудов коллоквиума «Космические факторы эволюции биосферы и геосферы» / Отв. ред. В.Н. Обридко. СПб.: ВВМ, 2014. С. 50–66.

Витязев А.В., Печерникова Г.В. Происхождение и ранняя эволюция Солнечной системы // Сб. статей рабочего совещания-дискуссии «Активность Солнца и звезд на разных этапах их эволюции» / Ред. В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын. СПб.: АО, 2010. С. 161–176.

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

Дорофеева В.А., Макалкин А.Б. Эволюция ранней Солнечной системы. Космохимические и физические аспекты. М.: Едиториал УРСС, 2004. 264 с.

Макалкин А.Б., Зиглина И.Н. Образование планетезималей в транснептуновой области протопланетного диска // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 4. С. 330–343.

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

Сафронов В.С. Эволюция пылевой компоненты околосолнечного допланетного диска // Астрон. вестн. 1987. Т. 21. № 3. С. 216–220.

Armitage P.J. Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems. 2014. arXiv: astro-ph/0701485v4.

Busarev V.V., Dorofeeva V.A., Makalkin A.B. Hydrated silicates on Edgeworth-Kuiper objects – Probable ways of formation // Earth, Moon and Planets. 2003. V. 92. P. 345–357.

Ciesla F.J., Yang L. The dynamics and ages of refractory objects in the solar nebula / 41th Lunar and Planetary Science Conference, 2010. Abstract no. 1081.

Davis A.M., McKeegan K.D. Short-Lived Radionuclides and Early Solar System Chronology // Treatise on Geochemistry 2nd Ed. / Editors-in-Chief: H. Holland and K. Turekian. Elsevier, 2014. V. 1: Meteorites and Cosmochemical Processes. P. 361–395.

Gail H.-P. et al. Early Thermal Evolution of Planetesimals and its Impact on Processing and Dating of Meteoritic Material // Protostars and Planets VI / Eds. H. Beuther et al. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2014. P. 571–594.

Jewitt D. et al. Water in the Small Bodies of the Solar System // Protostars and Planets V / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2006. P. 863–878.

Kleine T. et al. Hf–W chronology of the accretion and early evolution of asteroids and terrestrial planets // Geochim. and Cosmochim. Acta. 2009. V. 73. № 17. P. 5150–5188.

Or'о J., Lazcano A., Ehrenfreund P. Comets and the Origin and Evolution of Life // Comets and the Origin and Evolution of Life. 2nd ed. / Eds. P.J. Thomas et al. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. P. 1–28.

Pechernikova G.V., Safronov V.S. Problems of formation of the outer planets // Bull. Amer. Astron. Soc. 1992. Vol. 24, № 3. P. 984.

Podolak M., Prialnik D. The Conditions for Liquid Water in Cometary Nuclei // Comets and the Origin and Evolution of Life. 2nd ed. / Eds. P.J. Thomas et al. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. P. 303–314.

Prialnik D., Benkhoff J., Podolak M. Modeling the Structure and Activity of Comet Nuclei // Comets II / Eds. M. Festou, H. Weaver, H. Keller. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2005. P. 359–387.

Prialnik D. et al. Thermal and Chemical Evolution of Comet Nuclei and Kuiper Belt Objects // Space Sci. Rev. 2008. V. 138. P. 147–164.

Protostars and Planets / Ed. T. Gehrels. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1978. P. 756.

Vityazev A.V. Formation of cometary subnuclei // Planet. Space Sci. 1996. V. 44, N 9. P. 967–971.

Wakita S., Sekiya M. Thermal evolution of icy planetesimals in the solar nebula // Earth Planets Space. 2011. V. 63. P. 1193–1206.

УДК 535.31.593

ЛАБОРАТОРНАЯ АДАПТИВНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ И КОРРЕКЦИИ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

*А.В. Кудряшов¹, Н.А. Кулаков², А.Н. Лылова², Г.Н. Мар¹,
А.Л. Рукосуев¹, В.В. Самаркин¹, Ю.В. Шелдакова¹*

¹ИДГ РАН, Москва

²Московский государственный политехнический университет

В работе рассматривается лабораторная адаптивная оптическая система для компенсации искажений мощного лазерного излучения, распространяющегося сквозь атмосферу Земли. Исследована возможность моделирования атмосферной турбулентности с помощью гибкого зеркала на пьезоприводах, представлены результаты коррекции фазовых искажений с помощью охлаждаемого биморфного зеркала.

Введение

В последнее время возрос интерес к возможностям беспроводной передачи энергии и информации с помощью оптических систем [Банах, Смалихо, 1993; Gupta, Mishra, 2011; Salter, 2015]. Однако следует отметить, что излучение, распространяющееся сквозь атмосферу Земли, искажается под воздействием атмосферной турбулентности и явления дифракции, в результате чего часть сигнала не достигает приемника. Как следствие, при беспроводной передаче сигналов возникает необходимость обеспечения надежности работы систем при различных погодных условиях. Одним из наиболее эффективных способов решения данной проблемы является использование адаптивной оптики для изменения профиля

волнового фронта за счет внесения фазовой задержки с помощью фазового корректора и, соответственно, компенсации искажений оптического сигнала, прошедшего сквозь атмосферу Земли [Рукусуев и др., 2015; Канев и др., 1995].

Для решения поставленной задачи в рамках настоящей работы предлагается построить лабораторную модель системы для моделирования доставки оптического излучения через атмосферную турбулентность.

Моделирование атмосферной турбулентности

Методы моделирования атмосферных фазовых искажений достаточно освещены в ряде работ. Существуют устройства как уже содержащие predetermined набор фазовых экранов для воспроизведения турбулентности [Burger et al., 2008], так и численные модели, с помощью которых можно рассчитывать характер искажений распространяющегося по воздушному каналу излучения для их дальнейшего воспроизведения с помощью фазового корректора [Gonglewski et al., 1997; Noll, 1976; Dudorov et al., 2006]. В настоящей работе был использован второй подход.

Для моделирования турбулентности на вертикальных трассах расстояние между источником излучения и мишенью разбивается на несколько частей, для каждой из которых моделируется собственный фазовый экран.

Традиционным подходом к моделированию фазового экрана является применение двумерного преобразования Фурье к спектру фазовых флуктуаций.

$$p(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} W(x, y) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi(\sqrt{x^2 + y^2} \cdot \sqrt{u^2 + v^2})) dx dy, \quad (1)$$

где $p(u, v)$ – значение фазы в точке (u, v) , (x, y) – точка, принадлежащая спектральной плоскости, $W(x, y)$ – аппроксимированный винеровский спектр фазовых флуктуаций

$$W(x, y) = 0.023 \cdot \left(\frac{2D}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \cdot (x^2 + y^2)^{-\frac{11}{3}}, \quad (2)$$

где D – диаметр апертуры, r_0 – радиус Фрида.

В результате дискретного преобразования Фурье спектра фазовых флуктуаций (1) получается фазовый экран. При этом значения фазы в каждой точке экрана пропорциональны количеству узлов сетки, по которым выполняется Фурье-преобразование. В реальной атмосфере амплитуда фазовых флуктуаций определяется структурной функцией турбулентности:

$$D = 6,88 \cdot \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}. \quad (3)$$

Таким образом, для вычисления значений фазы, соответствующих атмосферной турбулентности с заданными входными параметрами, необходимо нормировать данные, полученные в результате (1) согласно формуле (3).

Описанный алгоритм применяется для формирования экрана в условиях замороженности атмосферы. Это означает, что данная модель турбулентности не учитывает динамику фазовых флуктуаций в реальной среде. Для того, чтобы

учесть характер изменения фазы в атмосфере, использовалась модифицированная модель формирования фазовых экранов [Dudorov et al., 2006]:

$$p(u, v, t + \Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{W(x, y)} \cdot f(t + \Delta t) \cdot \exp(i \cdot \sqrt{x^2 + y^2} \cdot V \cdot \Delta t), \quad (4)$$

где t – момент времени, в который генерируется первый фазовый экран последовательности, Δt – шаг дискретизации задачи по времени, V – поперечная скорость ветра,

$$f(x, y, t + \Delta t) = p \cdot f(x, y, t) + \sqrt{1 - p^2} \cdot \exp(i\varphi^1(x, y, t)), \quad (5)$$

где $p = \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right)$, τ – время замороженности атмосферы (параметр, характеризующий скорость эволюции экрана или скорость флуктуаций показателя преломления среды), $\Delta t \leq \tau$, $\varphi^1(x, y, t)$ – случайный дельта-коррелированный по времени и в пространстве спектральных амплитуд (x, y) фазовый множитель, равномерно распределенный в интервале $[0, 2\pi]$. Изначально рекурсивная функция f задается выражением:

$$f(x, y, t = 0) = \exp(i\varphi^1(x, y, t = 0)). \quad (6)$$

При $\tau = 0$ в каждый момент времени мы получаем новый фазовый экран. Случай, когда $V = 0$ соответствует полному отсутствию ветра или совпадению его направления с осью распространения пучка. С помощью описанного метода можно получить бесконечную последовательность фазовых экранов, коррелирующих между собой как во времени, так и в пространстве [Dudorov et al., 2006].

Адаптивные зеркала

Поскольку в работе проводилось как моделирование, так и компенсация фазовых искажений, вызванных турбулентностью, было использовано два фазовых корректора: зеркало на пьезоприводах и охлаждаемое биморфное зеркало, которое способно компенсировать искажения мощного лазерного излучения.

Зеркало на пьезоприводах (актюаторное зеркало, зеркало на толкателях) состоит из массива пьезотолкателей, приклеенных к стеклянной подложке, а также тонкой стеклянной пластины с нанесенным на нее отражающим покрытием. В качестве пьезотолкателей зеркала были использованы многослойные пьезокерамические пакеты. Подача положительных напряжений вызывала удлинение пьезопакета, а отрицательных – сужение, формируя локальный изгиб поверхности в области воздействия. Таким образом, прикладывая к актюаторам зеркала сигналы, различные по знаку и амплитуде, было возможно изменять профиль поверхности и, соответственно, корректировать фазу падающего на зеркало излучения [Рукоусев и др., 2015; Лукин, Фортес, 1999].

Зеркало на пьезоприводах обладает высоким быстродействием и позволяет компенсировать мелкомасштабные aberrации благодаря высокому пространственному разрешению. Предыдущие исследования показывают, что при моделировании атмосферной турбулентности наибольший вклад вносят низшие aberrации [Noll, 1976], иными словами, если отсутствует необходимость в рассмотрении мелкомасштабных фазовых неоднородностей, атмосферные искажения можно описать небольшим набором полиномов Цернике. В представленной работе



Рис. 1. Интерферограммы функций отклика зеркал: на пьезоприводах (а); биморфного (б)

фазовый экран описывался 15 первыми полиномами, для воспроизведения которых применялось зеркало на пьезоприводах с 19 элементами. Диапазон напряжений, подаваемых на зеркало: -50 В ... 200 В.

Для компенсации искажений мощного лазерного излучения в системе было использовано охлаждаемое биморфное зеркало. Оно представляло собой два жестко склеенных между собой пьезокерамических диска и стеклянную подложку с нанесенным на нее отражающим покрытием. Поверхность внутреннего пьезокерамического диска являлась сплошным металлическим электродом, в то время как для внешнего диска металлическое покрытие разделялось на сегменты. Приложение напряжений к пьезокерамическому актюатору вызывало расширение (или сужение – в зависимости от знака подаваемого напряжения) пьезокерамики в горизонтальном направлении. Однако приклеенная стеклянная подложка препятствовала расширению, тем самым обеспечивая изгиб поверхности. С помощью подачи сигнала на внутренний пьезокерамический диск становилось возможным изменить общую кривизну поверхности (дефокус). Подача напряжения на сектор внешнего диска вызывала, в свою очередь, локальный изгиб поверхности в месте воздействия. Остальная часть поверхности деформировалась в соответствии с граничными условиями [Samarkin et al., 2002].

К преимуществам биморфных зеркал относится их способность с высокой точностью воспроизводить низшие аберрации. В работе было использовано охлаждаемое по периферии биморфное зеркало с 32 электродами, диапазон напряжений: -200 В ... 300 В.

На рис. 1, а представлен пример функции отклика зеркала на пьезоприводах, на рис. 1, б – функции отклика биморфного зеркала. Можно заметить, что в первом случае отклик зеркала носит локальный характер, в то время как во втором – модальный.

Эксперимент по моделированию турбулентности

Рассмотрим использованную в работе экспериментальную установку. Схема адаптивной оптической системы представлена на рис. 2. Коллимированное излучение падало на зеркало на пьезоприводах, затем отражалось на биморфное зеркало и, наконец, фиксировалось датчиком Шака-Гартмана. Фазовые экраны моделировались с помощью программы на персональном компьютере, преобразо-

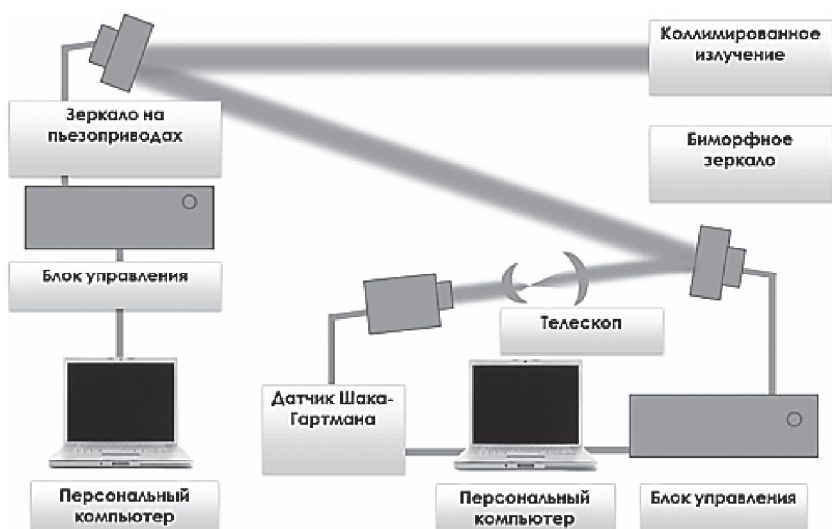


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для моделирования и коррекции атмосферной турбулентности в реальном времени

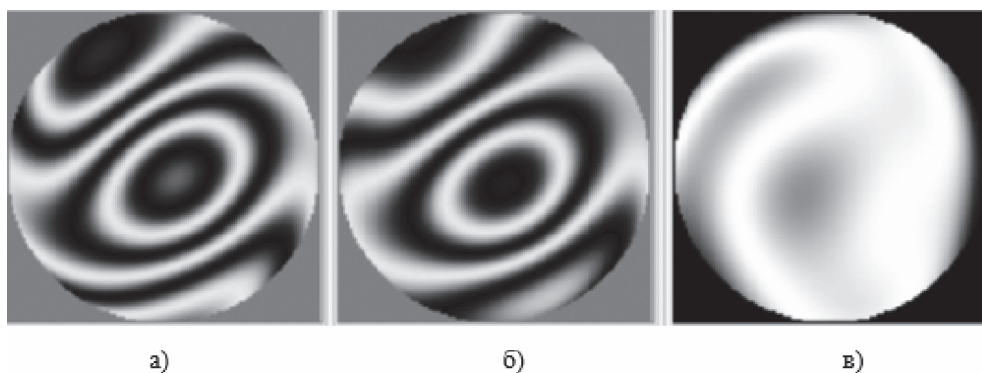


Рис. 3. Результаты моделирования фазового экрана с помощью деформируемого зеркала на пьезоприводах. Модельный фазовый экран, $PV = 1,113 \mu$, $RMS = 0,227 \mu$ (а); восстановленный с помощью зеркала фазовый экран, $PV = 0,958 \mu$, $RMS = 0,200 \mu$ (б); разность между модельным и восстановленным фазовыми экранами, $PV = 0,348 \mu$, $RMS = 0,050 \mu$ (в)

вывались в набор управляющих сигналов и подавались на актуаторы деформируемого зеркала на пьезоприводах с помощью блока управления. Управляющие напряжения для биморфного зеркала вычислялись в реальном времени на основе данных, получаемых с датчика Шака-Гартмана согласно алгоритму фазового сопряжения [Guang, 2002; Rukosuev et al., 2002]. Для моделирования атмосферной турбулентности использовались следующие параметры: соотношение диаметра

апертуры к радиусу когерентности $\frac{D}{r_0} = 10$, скорость ветра $V = 0,3$ м/с.

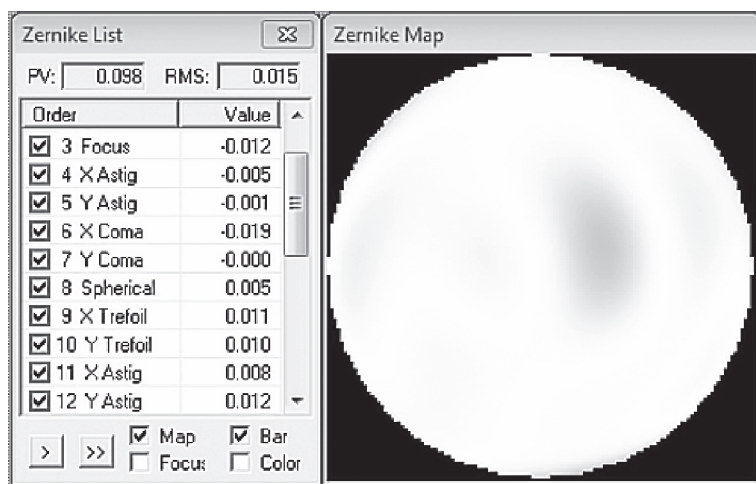


Рис. 4. Результаты коррекции фазовых искажений с помощью деформируемого биморфного зеркала

На рис. 3 представлены результаты восстановления фазового экрана с помощью деформируемого 19-элементного зеркала на пьезоприводах. Исходя из цифр, приведенных на рис. 3, можно заключить, что зеркало на пьезоприводах обеспечивает хорошую точность воспроизведения фазового экрана при рассмотрении первых 15 aberrаций волнового фронта.

На рис. 4 представлена коррекция фазовых искажений, внесенных в систему зеркалом на пьезоприводах с 19 актюаторами, с помощью охлаждаемого биморфного зеркала с 32 электродами. Стоит отметить, что в лабораторных условиях была достигнута хорошая коррекция фазовых искажений.

Заключение

В настоящей работе была рассмотрена лабораторная адаптивная оптическая система для моделирования и компенсации атмосферной турбулентности в реальном времени. Были представлены результаты воспроизведения фазовых экранов с помощью 19-актюаторного зеркала на пьезоприводах, которое показало высокую точность воспроизведения. Также были продемонстрированы результаты компенсации фазовых искажений (соответствующих атмосферным) с помощью 32-электродного биморфного охлаждаемого зеркала. В заключение можно утверждать, что представленная лабораторная система коррекции атмосферных искажений подходит для компенсации атмосферной турбулентности в задачах распространения мощного лазерного излучения на вертикальной трассе.

Литература

Банах В.А., Смалихо И.Н. Распространение лазерных пучков на вертикальных и наклонных трассах через турбулентную атмосферу // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 377-384.

Канев Ф.Ю., Лукин В.П., Фортес Б.В., Коняев П.А. Численная модель атмосферной адаптивной оптической системы. Часть 2. Датчики волнового фронта и исполнительные элементы // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 3. С. 419-427.

Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере / Под общ. ред. д-ра физ.-мат. наук Г.Г. Матвиенко. Новосибирск: изд-во СО РАН, 1999. 214 с.

Рукоусев А.Л., Кудряшов А.В., Лылова А.Н., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В. Адаптивная оптическая система для коррекции волнового фронта в реальном времени // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 2. С. 189-195.

Burger L., Litvin I., Forbes A. Simulating atmospheric turbulence using a phase-only light modulator // South African Journal of Science. 2008. V. 104. P. 129-134.

Dudorov V., Kolosov V., Filimonov G. Algorithm for formation of an infinite random turbulent screen // Proc. of SPIE 6160, 61600R1-61600R8 (2006).

Gonglewski J., Kudryashov A.V., Browne S., Highland R. Liquid crystal phase modulators for time varying phase distortion simulations // Aerospace Remote Sensing Conf., Technical Programme, Sept. 22-26, 1997. London. P. 50.

Guang S. Optical phase conjugation: principles, techniques, and applications // Progress in Quantum Electronics. 2002. V. 26. P. 131-191.

Gupta A.K., Mishra S.K. Development of Adaptive Optics Imaging System at IRDE // Proceedings of XXXV OSI Symposium, International Conference on Contemporary Trends in Optics and Opto Electronics January 17-19, 2011. Thiruvananthapuram, India. 2011. P. 19-21.

Noll R. Zernike polynomials and atmospheric turbulence // J. Optical Society of America. 1976. V. 66. I. 3. P. 207-211.

Rukosuev A.L., Alexandrov A., Zavalova V.Ye., Samarkin V.V., Kudryashov V. Adaptive optical system based on bimorph mirror and Shack-Hartmann wavefront sensor // Proc. SPIE 4493. 2002. P. 261-268.

Salter A.W. Space Debris // A Law and Economics Analysis of the Orbital Commons: Mercatus Working Paper. Mercatus Center at George Mason University, September 2015. Arlington, Virginia.

Samarkin V.V., Aleksandrov A.G., Kudryashov A.V. Bimorph mirrors for powerful laser beam correction and formation // Proc. SPIE 4493. 2002. P. 269-276.

УДК 523.44+523.51

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕЛЯБИНСКОГО СОБЫТИЯ В РАМКАХ ЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ

В.В. Шувалов, В.В. Светцов, О.П. Попова, Д.О. Глазачев

Падение Челябинского метеороида рассматривается в рамках жидкостной модели, изначально предложенной для моделирования входов космических объектов размерами больше нескольких десятков метров. Полученные распределения избыточного давления на поверхности Земли и потоки излучения на поверхность удовлетворительно согласуются с наблюдательными данными. Жидкостная модель может использоваться для оценки последствий падения большей части опасных космических объектов. Рассматриваются гипотетические падения Челябинского метеороида при разных углах наклона траектории, оцениваются последствия таких падений. Показано, что вертикальное падение привело бы лишь к незначительному увеличению амплитуды ударной волны на поверхности по сравнению с реальным падением под углом 18,5°.

Введение

Событие 15.02.2013, Челябинский болид, выделяется в ряду других болидных явлений прежде всего наличием большой области механических повреждений в населенной местности и огромным количеством разнообразных данных. Эти данные представляют собой уникальную возможность протестировать и откалибровать теоретические модели, предназначенные для оценки последствий падения крупных космических объектов.

Крупные космические тела проникают в плотные слои атмосферы и существенно разрушаются аэродинамической нагрузкой прежде, чем начинают заметно деформироваться и тормозиться. В таком случае разрушенное тело можно рассматривать как объект без прочности, который ведет себя как жидкость. Оценки [Svetsov et al., 1995] показывают, что это описание применимо для каменных тел размером больше 40–50 метров. Расхождение фрагментов метеороидов и образование кратерных полей и полей рассеяния, в основном, наблюдается для каменных тел меньшего (<10 м) размера. Размер Челябинского метеороида (20 м) хотя и меньше, но сравним с этой границей, кроме того, основное энерговыделение в случае Челябинского события произошло на высотах 50–25 км, где астероид уже был существенно разрушен [Vogovička et al., 2013; Popova et al., 2013]. Поэтому попытка применить жидкостную модель (quasi-liquid, QL) к Челябинскому событию представляет несомненный интерес. Если такие факторы как распределение избыточного давления и потоков излучения на поверхности Земли (именно эти факторы являются наиболее опасными, когда происходит “метеорный взрыв” над поверхностью) удовлетворительно согласуются с наблюдениями, то жидкостную модель можно использовать для оценки последствий падения практически всех опасных (то есть, производящих разрушения) космических объектов.

Полуаналитические модели используют стандартные уравнения метеорной физики [Бронштэн, 1981], дополненные сценарием фрагментации, в котором учитывается разрушение на отдельные фрагменты, рассматриваемые как квазижидкие и/или твердые частицы. Для Челябинского метеороида [Brown et al., 2013; Popova et al., 2013] такие модели дали возможность воспроизвести световую кривую и торможение. Простая гибридная модель (simple hybrid, SH-модель) [Popova et al., 2013] предполагает, что разрушение происходит в различных формах, некоторая часть исходной массы распадается на отдельные твердые фрагменты, которые могут достичь поверхности, в то время как другая часть образует облако или несколько облаков мелких фрагментов и паров, которые можно описывать в соответствии с ‘pancake’ моделью [Hills and Goda, 1993]. Хотя в модели SH имеется много свободных параметров (прочность при разрушении, распределение по размерам фрагментов, доля массы, которая превращается в облако фрагментов и паров), тем не менее, эта модель позволяет выбрать наилучший сценарий фрагментации и описать как наблюдаемую световую кривую, так и торможение, и поле рассеяния метеороидов.

Траектория Челябинского метеороида (ЧМ) была очень пологой – ее угол к горизонтالي составил только 18,5°. Широко обсуждалось, что при другой траектории падения ЧМ последствия были бы более разрушительными [Harris et al., 2015]. Часто предполагают, что при больших углах наклона траектории (при ударах, близких к вертикальному) основное выделение энергии происходит на более

низких высотах, и благодаря наличию переноса момента количества движения вниз к поверхности (эффект, который отсутствует в случае точечного взрыва), последствия на поверхности оказываются гораздо более серьезными [Kring and Boslough, 2014]. Чтобы проверить или опровергнуть эти предположения, мы рассмотрели гипотетическое падение метеороида, аналогичного ЧМ с разными углами наклона траектории.

Целью данной работы является моделирование Челябинского события с помощью гидродинамической модели и сравнения результатов с имеющимися наблюдательными данными, результатами, полученными по полуаналитической SH-модели [Popova et al., 2013] и другим теоретическим моделям, оценки влияния угла наклона траектории на последствия падения метеороида, аналогичного ЧМ.

Методика расчетов

Моделирование Челябинского события проводилось в два этапа. На первом этапе по двумерной методике моделировалось движение метеороида в атмосфере с учетом его деформации, торможения, разрушения и испарения [Shuvalov, Artemieva, 2002; Шувалов, Трубецкая, 2007]. Этот подход использовался для оценки последствий падения на Землю астероидов разных размеров в работах [Шувалов и др., 2013; 2016], где можно найти его подробное описание. Расчеты первого этапа заканчивались, когда скорость метеороида существенно уменьшалась (до 5 км/с).

Росселандов свободный пробег в воздухе при обычных температурах за головной ударной волной (10000–50000 К) не превышает 1 м на высотах ниже 30–40 км [Авилова и др., 1970] и, следовательно, можно использовать приближение лучистой теплопроводности для расчета тепловых потоков на поверхности таких объектов как Челябинский метеороид размером около 20 м. Излучение, падающее на поверхность тела, приводит к его испарению, которое рассматривается в качестве основного механизма абляции.

Для описания испарения и потерь на излучение используются два приближения уравнения переноса излучения в зависимости от оптической толщины среды: приближение лучистой теплопроводности с Росселандовым свободным пробегом фотонов для оптически толстой среды и приближение для объемного высвета для оптически тонкой среды [Зельдович, Райзер, 1966].

Полученные распределения газодинамических и термодинамических параметров использовались в качестве начальных данных для второго этапа расчетов, на котором в системе координат, связанной с поверхностью Земли, моделировалось распространение ударной волны на большие расстояния. Оба этапа расчетов были реализованы с помощью трехмерного численного комплекса SOVA [Shuvalov, 1999].

Кроме того, полученные на первом и втором этапах расчеты распределения температуры и плотности, использовались при расчете потоков излучения на поверхности Земли. Их вычисление проводилось путем интегрирования уравнения переноса излучения вдоль лучей, проходящих через светящуюся область с температурой выше 500 К, поскольку при меньших температурах излучением газа можно пренебречь. Для этих расчетов строилась расчетная сетка на поверхности Земли и проводились лучи, которые выходят из узлов сетки под разными углами

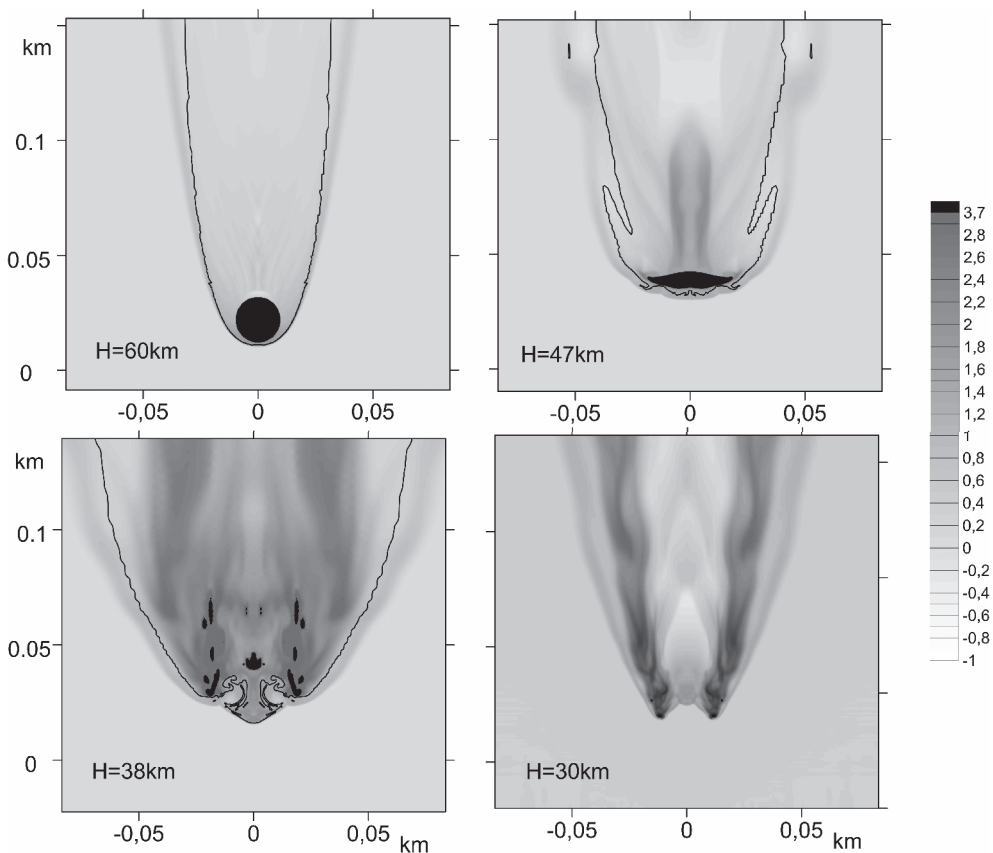


Рис. 1. Разрушение 19 м астероида, входящего в атмосферу со скоростью 19 км/с под углом 18,5°. Показаны распределения относительной плотности $\delta = \rho / \rho_a(h)$, где ρ – плотность вещества (воздух, пары, тело), а $\rho_a(h)$ – плотность невозмущенного воздуха на высоте h , на разных высотах (указанных на соответствующих панелях). Неиспарившееся вещество астероида показано черным цветом. На вертикальной оси указано расстояние вдоль траектории, по горизонтальной оси – расстояние в направлении, перпендикулярном траектории падения

к поверхности и пересекают излучающий объем. Количество лучей равно 6400 (80 лучей в каждом из двух угловых направлений). Уравнение переноса излучения решалось вдоль каждого из лучей; интегрирование начиналось с холодного воздуха выше светящейся области. В расчетах использовались таблицы уравнения состояния и пробега излучения воздуха [Кузнецов, 1965; Авилова и др., 1970], Н-хондрита [Косарев, 1999, 2009]. Зависимость интенсивности излучения от энергии квантов учитывалась в многогрупповом приближении, которое раньше проверялось при моделировании мощных взрывов в атмосфере [Светцов, 1994а,б].

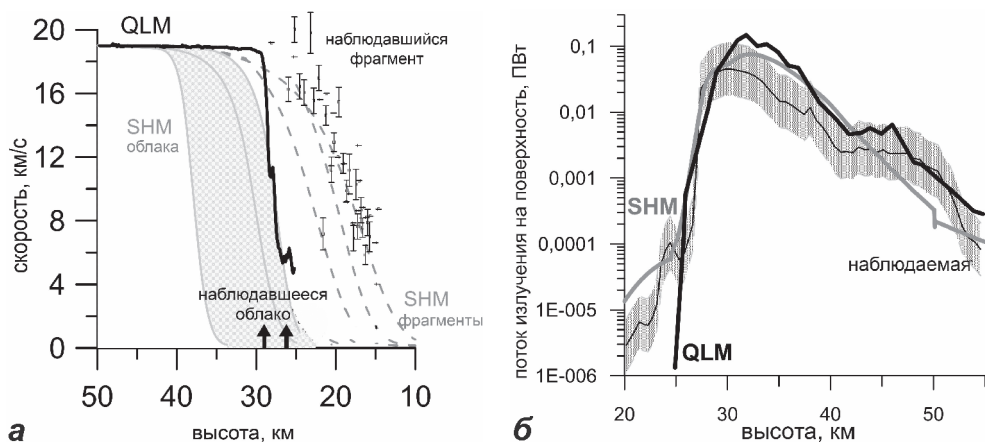


Рис. 2. (а) Торможение в атмосфере: наблюдаемое торможение главного фрагмента ниже 25 км – точки с погрешностью; примерная высота остановки облака фрагментов – вертикальные стрелки; торможение по модели SH – серые кривые; торможение по QL модели – черная кривая.

(б) Поток излучения на поверхность Земли по всем спектре, оцененный по наблюдаемой световой кривой [Ророва et al., 2013] – тонкая черная кривая с указанием неопределенности; по световой кривой, полученной в рамках SH модели, – серая; по QL модели – черная

Разрушение и торможение Челябинского метеороида

Мы провели серию численных экспериментов, в которых моделировалось падение сферического каменного астероида с диаметром 19 м, плотностью $3,32 \text{ г/см}^3$, скоростью 19 км/с, вошедшего в атмосферу под углом $18,5^\circ$ (к горизонтали). Последовательные этапы взаимодействия этого тела с атмосферой показаны на рис. 1. Квазизидкий метеороид начинает деформироваться (сплющиваться) на высоте около 55 км; из-за неустойчивостей Рэля-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца на его поверхности возникают волнообразные возмущения. Развитие неустойчивостей ничем не ограничивается и, в конце концов, приводит к фрагментации. При разрешении более 20–30 точек на радиус метеороида высоты фрагментации и торможения слабо зависят от разрешения используемой расчетной сетки. Влияние возможного вращения метеороида не учитывалось. Испаренное вещество сдувается с поверхности тела и постепенно заполняет след. На высоте 47 км с увеличением аэродинамической нагрузки, поперечное сечение метеороида заметно увеличивается в согласии с аналитическими ‘pancake’ моделями [Hills and Goda, 1993]. Дальнейший рост неустойчивостей приводит к фрагментации метеороида, и он превращается в струю пара, ударно нагретого воздуха и фрагментов на высотах ниже 40 км. Фрагментация приводит к увеличению испаряющейся поверхности и, следовательно, к увеличению скорости абляции.

В работах [Ivanov et al., 1997a; 1997b; Шувалов, Трубецкая, 2010] было показано, что наличие внутреннего трения, то есть касательных напряжений, пропорциональных давлению, может повлиять на характер деформации разрушенного

метеороида, в частности, замедлить развитие неустойчивостей на его поверхности, что приводит к некоторому уменьшению высоты торможения.

На высоте около 33 км фрагменты метеороида полностью испаряются, но скорость образовавшейся струи пара на этой высоте все еще высока и отличается от начальной скорости метеорита менее чем на 1% (рис. 2, *a*). При определении скорости рассматривалось движение передней границы светящейся области (метеора) с температурой выше 0,5 эВ (температура прозрачности воздуха). На рис. 2, *a* полученная кривая торможения сравнивается с наблюдательными данными и с одним из вариантов моделирования по полуаналитической SH модели, главной целью которой было воспроизвести наблюдаемую световую кривую.

Струя пара и горячего воздуха в QL модели резко тормозится на высотах 27–29 км, где она заметно расширяется. Эти высоты близки к высоте торможения облака пыли и паров, наблюдавшегося в случае Челябинского события (рис. 2, *a*). Но самые крупные фрагменты ЧМ пережили интенсивное излучение, проникли глубже в атмосферу и, будучи достаточно яркими, были зафиксированы видеокамерами (рис. 2, *b*). Один из них (~ 600 кг) вызвал образование полыньи на озере Чебаркуль, и был впоследствии поднят со дна озера.

Согласно SH модели фрагментация, начавшись на высоте около 50–60 км, вызвала катастрофическое разрушение на 30–40 км, приведя к образованию облака фрагментов и паров, которое тормозится на 25–30 км. Только от 4000 до 6000 кг метеоритов упало на землю, что составляет лишь 0,03–0,05% от начальной массы метеорного тела. Согласно SH модели 76–90% начальной массы испаряется, а оставшаяся масса остается в виде пыли. Некоторые крупные фрагменты, не разрушившись, достигли более низких высот, часть из них там разрушилась, а небольшая часть достигла поверхности как метеориты.

Реальное разрушение ЧМ происходило, по-видимому, более сложным (чем в жидкостной модели) образом, но простая жидкостная модель дает неплохую оценку. Жидкостная модель (QL) не может предсказать формирование отдельных небольших фрагментов и падений метеоритов на Землю, но позволяет оценить высоту максимума энерговыделения с точностью до 2–3 км.

Ударная волна Челябинского метеороида в рамках QL модели и избыточное давление на поверхности Земли

Ударная волна (УВ) является основным поражающим фактором при падениях сравнительно небольших космических объектов и единственным в случае ЧМ. Ударная волна ЧМ не вызвала структурных повреждений кроме разбитых окон, оконных рам и дверей. Область разрушений, нанесенная на карту, показывает, что ударная волна имела цилиндрическую составляющую [Popova et al., 2013]. Сравнение результатов моделирования УВ с наблюдательными данными (областью разрушений, временами прихода УВ в различные точки, максимальным избыточным давлением) показывает, что предположение о выделении энергии в соответствии с световой кривой дает наилучшее согласие [Popova et al., 2013; Brown et al., 2013; Aftosmis et al., 2016].

На рис. 3 приведено сравнение распределений избыточного давления, полученных в рамках QL-модели и при предположении, что энерговыделение пропорционально световой кривой [Brown et al., 2013; Popova et al., 2013; Aftosmis et

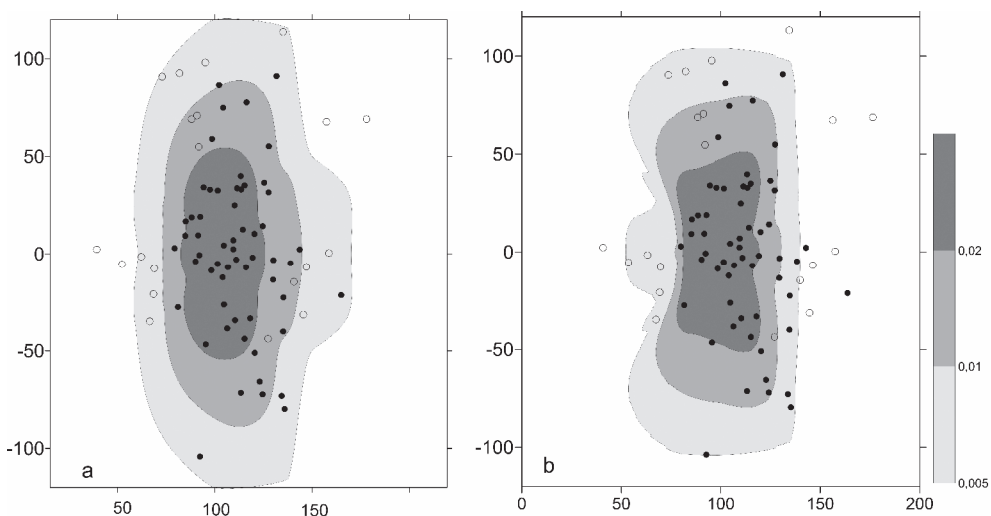


Рис. 3. Распределение максимального избыточного давления, полученное при моделировании на основе световой кривой (слева) и по QL модели (справа).

Светло-серый – избыточное давление $\Delta p > 0,5$ кПа (относительное избыточное давление $> 0,005$), серый – $\Delta p > 1$ кПа (относительное избыточное давление $> 0,01$), черный – $\Delta p > 2$ кПа (относительное избыточное давление $> 0,02$). Черные кружки – повреждения по данным полевых исследований и МЧС, пустые черные кружки – отсутствие повреждений [Popova et al., 2013]

al., 2016]. Обе модели удовлетворительно согласуются с наблюдательными данными. Максимальное избыточное давление превышает 4 кПа при моделировании на основе световой кривой и немного меньше (3,3 кПа) в модели QL. Различие областей с избыточным давлением > 1 кПа и > 2 кПа, не превышает 20%. Различия в формах контуров связано с различием в деталях выделения энергии вдоль траектории.

Оба моделирования (рис. 3) были проведены с использованием одного и того же гидродинамического пакета SOVA и тем же самым разрешением расчетной сетки. Моделирование, выполненное с помощью другого пакета [Aftosmis et al., 2016], основанное на световой кривой, приводит к контурам избыточного давления похожим на наши, но расчетные пиковые избыточные давления при одинаковых расстояниях от эпицентра, примерно, в два раза выше, область с избыточным давлением > 1 кПа – в два раза больше. Максимальное избыточное давление также выше, то есть 7 кПа вместо 3–4 кПа в наших моделях. Причины расхождения не выяснены. При моделировании с использованием метода СТН [Brown et al., 2013] избыточное давление в центре Челябинска оценивается в 3 кПа, что близко к значению, оцененному по разбитым стеклам ($3,2 \pm 0,6$ кПа) [Brown et al., 2013]. В работе [Avramenko et al., 2014] оценивают избыточное давление в центре города в ~ 2 кПа, наши две модели – в 2–3 кПа. Такое совпадение также можно считать удовлетворительным.

Таким образом, QL модель позволяет получить оценки областей избыточного давления, удовлетворительно согласующиеся с наблюдениями. В работе [Шувалов, Трубецкая, 2007] было показано, что случайный характер развития неустойчивостей при деформации метеороида позволяет определить высоту энерговыде-

ления лишь с точностью 2–3 км, такая неопределенность в высоте "взрыва" приведет к различиям в избыточных давлениях на поверхности Земли, значительно большим, чем наблюдаются на рис. 3.

Излучение ЧМ в рамках жидкостной модели

Световая кривая является наиболее точной оценкой профиля энерговыделения в атмосфере, хотя при входах больших разрушающихся тел следует помнить, что регистрируемый световой поток суммирует излучение достаточно протяженной области.

Камеры видеорегистраторов и камеры наблюдений, которые записали пролет метеороида, имеют целый ряд ограничений: малый динамический диапазон, автоматическое уменьшение диафрагмы, неизвестную спектральную чувствительность, отсутствие калибровки. Применение различных методов коррекции позволило определить световую кривую болида целому ряду авторов [Porova et al., 2013; Borovicka et al., 2013; Brown et al., 2013; Емельяненко и др., 2013]. Яркость световых кривых, полученных по разным видеозаписям, может отличаться на 1–2 звездных величин [Brown et al., 2013]. Одна звездная величина примерно соответствует разнице в 2,5 раза в физических единицах. Для абсолютной калибровки Brown et al. (2013) использовали максимальную яркость, определенную спутниковой системой наблюдений (следует отметить, что сама спутниковая световая кривая не опубликована), а Porova et al. (2013) сравнивали изображение болида с изображением Луны в схожих световых условиях. Максимальные яркости в обеих оценках оказались близкими друг к другу и достигали -27,5 -28 звездных величин (значение соответствует стандартному расстоянию в 100 км).

Следует отметить, что оценка интенсивности излучения спутниковой системой наблюдения зависит от предположений о соотношении между спектром источника и кривой чувствительности детектора [Brown et al., 2013]. Кроме того, разные авторы используют разные коэффициенты конверсии между физическими и звездными величинами. Эти факторы могут вносить неопределенность в интенсивность излучения, которая может достигать 2–3 раз.

Поток излучения на поверхность Земли, определенный в рамках QL модели, сравнивается с наблюдаемой световой кривой [Porova et al., 2013] и световой кривой, полученной по SH модели, на рис. 2, б. Все три кривые достаточно близки друг к другу в диапазоне высот основного энерговыделения (примерно в 25–50 км). Рост потока излучения ниже 55 км связан с деформацией и увеличением поперечного сечения метеороида (рис. 1). Температура в светящейся области достигает 20000 К в фронтальной части, а в большей части светящейся области она составляет около 2500–6000 К. Фрагментация приводит к увеличению площади испаряющейся поверхности и полному (в QL модели) испарению на высоте 33 км, при этом в центральной части светящейся области температура выше 10000 К. Эта стадия соответствует дальнейшему увеличению свечения на высотах вплоть до 32 км. Наблюдавшееся излучение достигло максимума, когда болид был на высоте 30,3 км. Струя (облако) пара и газа движется вниз, расширяется и быстро тормозится ниже 30 км, что приводит к уменьшению интенсивности излучения болида. Ниже 25 км световая кривая формируется излучением глубоко проникающих фрагментов и не может быть описана в рамках QL

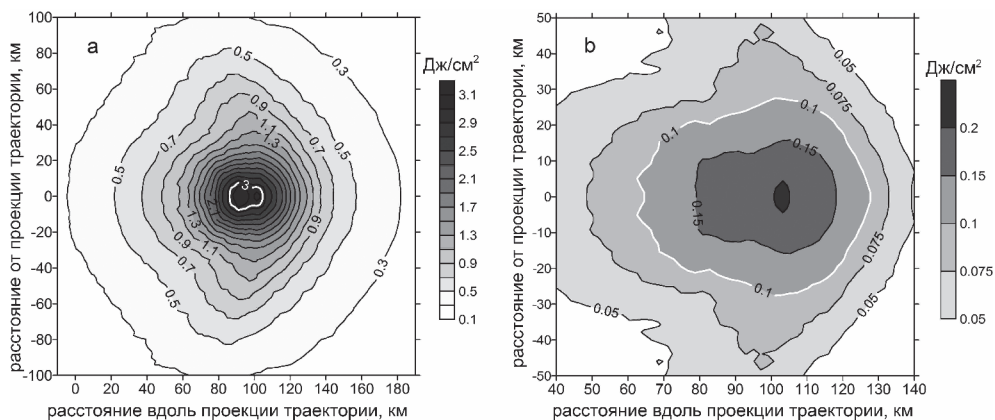


Рис. 4. Распределение плотности полной (за все время) энергии излучения во всем спектре (а) и в диапазоне 280–315 нм (б), достигающего поверхности. Расстояние вдоль проекции траектории отсчитывается от точки, где начальная траектория (без торможения) достигает Земли. Максимум светимости на высоте 29,7 км соответствует примерно ~90 км

модели. Интегральная эффективность высвета ЧМ во всем спектре оценивалась ранее в 14–17% [Pороva et al., 2013; Brown et al., 2013]. Оценка по QL модели близка к этим значениям ~18,4%.

Распределение плотности энергии излучения на поверхности приведено на рис. 4 для идеальной видимости. Максимальная плотность энергии превышает 30 кДж/м², что на порядок меньше значения, необходимого для воспламенения. Область максимального теплового воздействия (>30 кДж/м², ~15x20 км) находится под точкой максимума световой кривой. Результаты, полученные в рамках QL модели, находятся в согласии с высказываниями многочисленных очевидцев, которые ощущали тепло или жар.

Очевидцы, находившиеся в непосредственной близости от траектории, сообщали о легких ожогах, вызванных ультрафиолетовым излучением. Респонденты из г. Еманжелинска (под траекторией) сообщали о запахе озона, который может образовываться в присутствии излучения с длиной волны 200–300 нм. Очевидец из г. Коркино сообщил об ожоге, сопровождавшимся шелушением кожи. Такие эффекты возникают при минимальной дозе облучения ~1000 Дж/м² [Huang et al., 2010] в диапазоне 290–320 нм. Порова et al. (2013) оценили дозу такого УФ облучения в ~200 Дж/м² при предположении о эффективной температуре источника 6000 К. В рамках QL модели рассчитывается спектр излучения, в диапазоне UV-В максимум излученной плотности энергии достигает 2000 Дж/м², а в г. Коркино – около ~1000 Дж/м² (рис. 4, б), что находится в согласии с данными полевых исследований. В соответствии с моделью QL полная доля излучения в УФ-В диапазоне составляет около 1%.

Влияние угла наклона траектории на разрушение и торможение метеороида

Кривые торможения метеороида, аналогичного Челябинскому, при разных углах входа, от 18 до 90°, показаны на рис. 5, а. Как и следовало ожидать, с увеличением угла наклона траектории высота торможения понижается от 30 до 15 км. При вертикальном падении метеороид полностью испаряется на высоте около 20 км и, образовавшаяся струя паров останавливается на высоте около 15 км. Таким образом, при вертикальном входе энергия метеороида выделяется на гораздо более низких высотах.

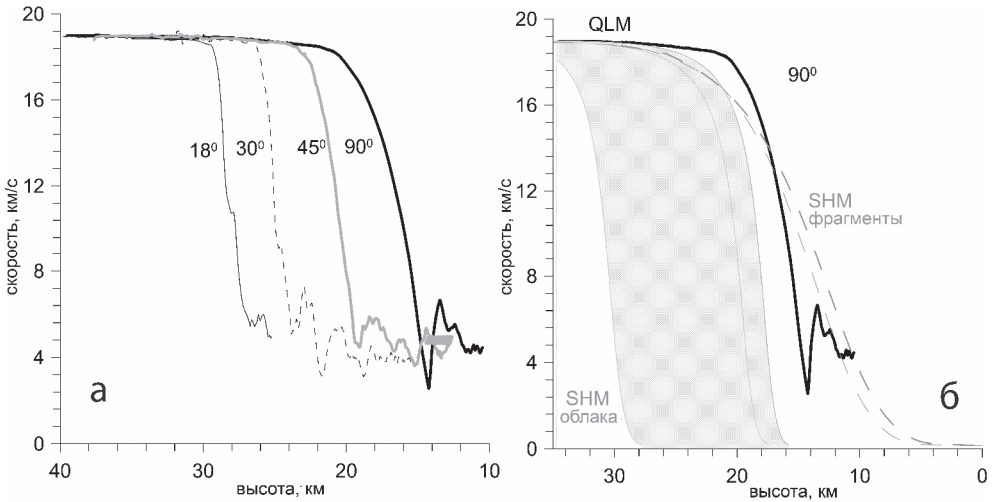


Рис. 5. (а) торможение по QL модели для разных углов входа; (б) торможение по QL модели для вертикального падения – черная кривая; торможение по модели SH – серые кривые

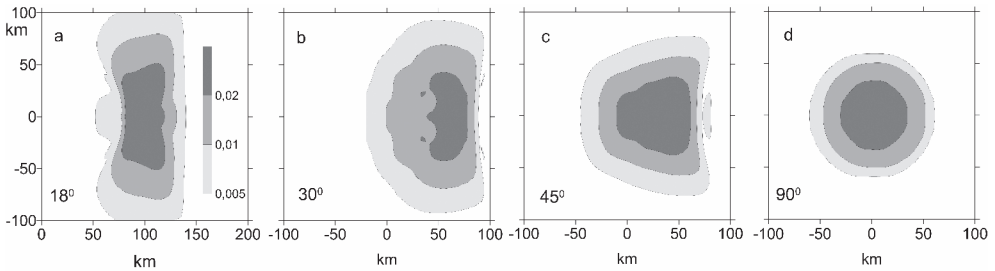


Рис. 6. Распределение максимального избыточного давления для четырех разных углов входа (указанных на панелях).

Светло-серый – избыточное давление $\Delta p > 0,5$ кПа (относительное избыточное давление $> 0,005$), серый – $\Delta p > 1$ кПа (относительное избыточное давление $> 0,01$), черный $\Delta p > 2$ кПа (относительное избыточное давление $> 0,02$). По горизонтали – расстояние вдоль проекции траектории, которое отсчитывается от точки, где начальная траектория (без торможения) достигает Земли. По вертикали – расстояние перпендикулярно проекции траектории

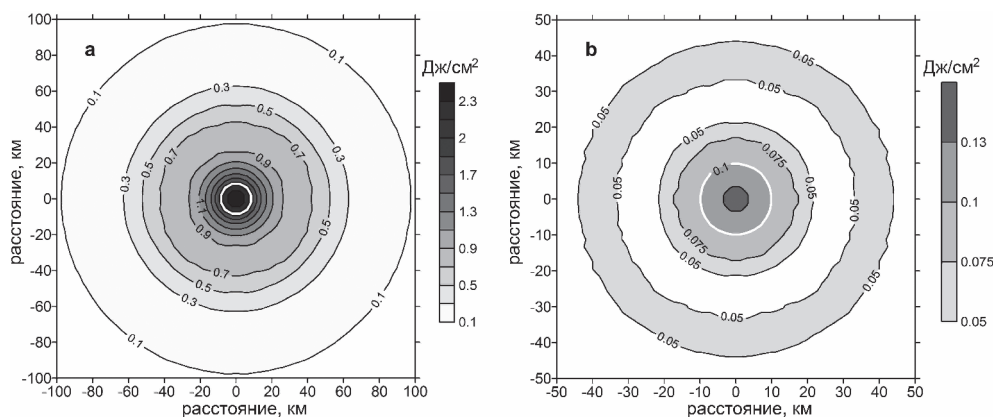


Рис. 7. Распределение плотности полной (за все время) энергии излучения, достигающего поверхности; для вертикального удара во всем спектре (а) и в диапазоне 280–315 нм (б).

Белые контуры соответствуют значению экспозиции 2 Дж/см² на левой панели и 0,1 Дж/см² – справа. На правой панели (б) три контура с одинаковым значением 0,05 Дж/см², поскольку энергия излучения в UVB (280–315 нм) ведет себя немонотонным образом с увеличением расстояния от эпицентра

Мы применили простую гибридную модель (SH, simple hybrid), с теми же параметрами [Porova et al., 2013], которые позволили описать свечение и торможение ЧМ, для вертикального входа. Полученная кривая торможения приведена на рис. 5, 6, в сравнении с результатом QL модели. В рамках SH модели большая часть начальной массы останавливается в виде облака фрагментов и паров на высотах от 28 до 16 км, на несколько километров выше, чем в рамках жидкостной (QL) модели, некоторые фрагменты все-таки могут достичь поверхности Земли.

Распределение максимального избыточного давления на земле, полученное в рамках QL модели для нескольких углов входа, показано на рис. 6. Площади областей с избыточным давлением >1 кПа близки друг другу для всех рассматриваемых углов входа, но формы этих областей различны. Размер области в направлении, перпендикулярном траектории, (цилиндрическая составляющая) уменьшается с увеличением угла входа. Максимальное значение избыточного давления Δp возрастает с увеличением угла траектории от 3,3 кПа при 18° до 5,2 кПа при 90°. Относительно небольшой рост максимального избыточного давления с увеличением угла, несмотря на то, что высота энерговыделения заметно уменьшается, вероятно, вызвано появлением восходящего потока вдоль следа, что приводит к ослаблению ударной волны.

Влияние угла наклона траектории на свечение болида

Распределение энергии излучения на поверхности Земли для вертикального удара приведено на рис. 7 для идеальной видимости. Максимальная плотность энергии излучения превышает 20 кДж/м², что на порядок меньше плотности энергии, необходимой для воспламенения. Максимальное значение энергии излучения на поверхности на 30% меньше, чем при наклонном входе (то есть ~21

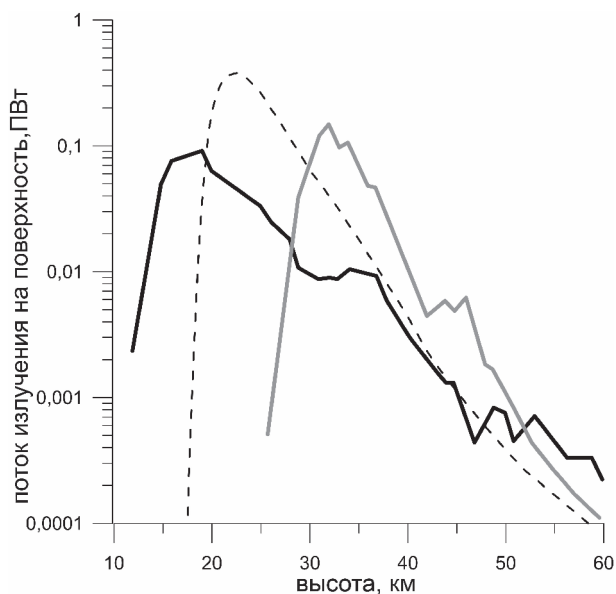


Рис. 8. Световые кривые для наклонного (18,5°, серая кривая) и вертикального (90°, черная кривая), полученные в рамках модели QL. Пунктиром показана световая кривая по модели SH

кДж/м² вместо 31кДж /м²). Полная энергия излучения, попавшая на Землю, составляет около 3% от начальной энергии метеороида, то есть, в три раза ниже, чем в случае пологой траектории с углом входа 18,5°.

Световые кривые, полученные в рамках QL модели для наклонного и вертикального удара, приведены на рис. 8. Максимум на световой кривой смещается примерно на 15 км для вертикального входа по сравнению с пологим. Максимальная интенсивность излучения уменьшается с увеличением угла. В SH модели торможение происходит на большей высоте, чем в QL для вертикального входа, поэтому высота максимума светимости выше, чем в QL модели. Гибридная модель предсказывает большую яркость, что может быть связано с зависимостью используемых коэффициентов высвета от высоты [Nemtchinov et al.,1997].

Выводы

Жидкостная модель базируется на предположении, что деформация космических тел размером больше нескольких десятков метров начинается на высотах, где аэродинамическая нагрузка существенно превышает их прочность, и, следовательно, тело уже полностью разрушено. Мы применили жидкостную модель (QL) к Челябинскому событию, и показали, что результаты, полученные по модели QL, удовлетворительно согласуются с наблюдательными данными, такими как световая кривая и торможение, параметры ударной волны, излучение на поверхности.

Поскольку опасные космические объекты в основном превосходят ЧМ по размерам, то катастрофические последствия падений почти всех опасных косми-

ческих объектов можно рассматривать в рамках QL модели, которая, однако, не позволяет определить небольшое количество сохранившихся фрагментов, которые падают на землю в виде метеоритов. Особый подход также необходим для оценки воздействия относительно небольших прочных тел (например, железных метеороидов, таких как Сихотэ-Алинь).

Вопреки ожиданиям, вертикальный вход метеороида с параметрами ЧМ приводит лишь к небольшому повышению избыточного давления и области разрушений; радиационное воздействие уменьшается. Относительно небольшой рост максимального избыточного давления с увеличением угла наклона траектории, несмотря на более низкую эффективную высоту энерговыделения, вероятно, вызван появлением восходящего потока вдоль следа, что приводит к ослаблению ударной волны.

Авторы благодарны рецензентам Т.А. Лосевой и Б.А. Иванову за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 16-17-00107).

Литература

Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.

Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.

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

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

Косарев И.Б. Расчет термодинамических и оптических свойств паров вещества космических тел, вторгающихся в атмосферу Земли // Инженерно-физический журнал. 1999. Т. 72. № 6. С. 1067–1075.

Косарев И.Б. Оптические свойства вещества космических тел, вторгающихся в атмосферу Земли // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47. № 6. С. 811–821.

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.

Светцов В.В. Взрывы в нижней и средней атмосфере – сферически симметричная стадия // Физика горения и взрыва. 1994б. Т. 30. № 5. С. 129–142.

Светцов В.В. Экономичный численный метод для одномерных задач радиационной газодинамики // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1994а. Т. 34. № 3. С. 432–445.

Шувалов В.В., Попова О.П., Светцов В.В., Трубецкая И.А., Глазачев Д.О. Определение высоты метеорного взрыва // Астрономический вестник. 2016. Т. 50. № 1. С. 3–14.

Шувалов В.В., Светцов В.В., Трубецкая И.А. Оценка размера зоны разрушений, производимых на поверхности земли ударами астероидов размером 10–300 м // Астрономический вестник. 2013. Т. 47. № 4. С. 284–291.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Гигантские болиды в атмосфере Земли // Астрономический вестник. 2007. Т. 41. № 3. С. 241–251.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Влияние внутреннего трения на деформацию разрушенного метеороида // Астрономический Вестник. 2010. Т. 44, № 2. С. 117–122.

Aftosmis M.J., Nemec M. et al. Numerical simulation of bolide entry with ground footprint prediction // 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2016. AIAA-0998.

Avramenko M.I., Glazyrin I.V. et al. Simulation of the airwave caused by the Chelyabinsk superbolide // J. Geophys. Res. Atmos. 2014. V. 119. P. 7035–7050.

Borovička J., Spurný P., Brown P. et al. The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor // Nature. 2013. V. 503. P. 235–237.

- Brown P.G., Assink J.D., Astiz L. et al.* A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // *Nature*. 2013. V. 503. P. 238–241.
- Harris A.W., Boslough M., Chapman C.R., Drube L., Michel P.* Asteroid impacts and modern civilization: Can we prevent a catastrophe? // *Asteroids IV*, Edit. P. Michel, F.E. DeMeo, W.F. Bottke Jr / The University of Arizona Press, 2015. P. 835–854.
- Hills J.G., Goda M.P.* The fragmentation of small asteroids in the atmosphere // *Astron. J.* 1993. V. 105. P. 1114–1144.
- Huang M.-W., Lo P.-Y., Cheng K.-S.* Objective assessment of sunburn and minimal erythema doses: Comparison of noninvasive in vitro measuring techniques after UVB irradiation. *EURASIP // J. Adv. Signal Process.* 2010. 483562.
- Ivanov B.A., Basilevsky A.T., Neukum G.* Atmospheric entry of large meteoroids: implication to Titan // *Planet. And Space Sci.* 1997a. V. 45. № 8. P. 993–1007.
- Ivanov B.A., Deniem D., Neukum G.* Implementation of dynamic strength models into 2D hydrocodes: Applications for atmospheric break up and impact cratering // *Int. J. Impact Engng.* 1997b. V. 20. P. 411–430.
- Kring D.A., Boslough M.* Chelyabinsk: Portrait of an asteroid airburst // *Phys. Today*. 2014. V. 67. P. 32–37.
- Nemtchinov I.V., Svetsov V.V., Kosarev I.B., Golub' A.P., Popova O.P., Shuvalov V.V., Spalding R.E., Jacobs C., Tagliaferri E.* Assessment of kinetic energy of meteoroids detected by satellite-based light sensors // *Icarus*. 1997. V. 130. P. 259–274.
- Popova O.P., Jenniskens P. et al.* Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // *Science*. 2013. V. 342. P. 1069–1073.
- Shuvalov V.V.* Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to the thermal layer effect // *Shock Waves*. 1999. V. 9. P. 381–390.
- Shuvalov V.V., Artemieva N.A.* Numerical modeling of Tunguska-like impacts // *Planetary and Space Science*. 2002. V. 50. P. 181–192.
- Svetsov V.V., Nemtchinov I.V., Teterev A.V.* Disintegration of large meteoroids in Earth's atmosphere: Theoretical models // *Icarus*. 1995. V. 116. P. 131–153.

УДК 523.682.4+550.388.2+519.63

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН, ИНИЦИИРОВАННЫХ ПАДЕНИЕМ МЕТЕОРОИДА

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Предложена методика расчета ионосферных возмущений и продемонстрирована ее работоспособность в задачах распространения АГВ, инициированных мощным энерговыделением, соответствующим энергии Челябинского космического тела, упавшего 15 февраля 2013 г. Приведена зависимость возмущений плотности в избранных точках пространства внутри F2 слоя.

Введение

Возмущения, инициированные в нижней атмосфере естественными и искусственными источниками, способны переносить энергию в среднюю и верхнюю атмосферу, в том числе в область ионосферы. Один из механизмов передачи свя-

зан с генерацией акустических гравитационных волн (АГВ) (Fritts and Alexander, 2003). Распространяясь в вертикально стратифицированной атмосфере, АГВ усиливаются и достигают ионосферы, что порождает возникновение перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), то есть возмущение пространственно-временного распределения температуры, плотности и концентрации электронов. Следствием этих процессов могут быть нарушения функционирования коммуникационных систем.

Анализ наблюдений ПИВ – достаточно сложная задача [Hernández-Pajares et al., 2006; Гивишвили и др., 2013; Perevalova et al., 2015; Воейков и др., 2016]. По этой причине возрастает роль прямого численного моделирования на основе решения фундаментальных уравнений гидродинамики [Yigit, Medvedev, 2015].

Особо важен численный эксперимент для быстропротекающих, редких, трудно предсказуемых природных явлений, к которым относится и удар космического тела. Однако численное моделирование отклика ионосферы на расстояниях до тысяч километров от места падения в течение нескольких часов практически отсутствует. Некоторый прогресс при расчете газодинамической стадии возмущения атмосферы Челябинским метеороидом был продемонстрирован в работе [Кузьмичева и др., 2015], в которой представлено 3D моделирование волновых процессов с начальным выделением энергии вдоль траектории полета разрушающегося тела. Однако в силу сложности 3D моделирования расчет доведен лишь до стадии, когда течение захватывает эпицентральною область ионосферы размером в несколько сот километров за время порядка 10 мин.

В настоящей работе рассматривается упрощенная модель развития газодинамического течения, инициированного падением Челябинского метеороида 15 февраля 2013 г., в предположении, что энерговыделение происходит в сферическом объеме. Это приближенно соответствует вертикальному падению метеороида, так как в этом случае начальный размер возмущения в области ионосферы в результате внедрения в эту область вертикального потока существенно превышает область энерговыделения и характер энерговыделения перестает оказывать влияние на дальнейшие газодинамические процессы. Можно ожидать, что по этой же причине анизотропия начальных данных при "косом" ударе не слишком сильно скажется на канализации энергии из вертикального движения в нижней части атмосферы в горизонтальное в ионосфере. Ответ на этот вопрос может дать сравнение с данными наблюдений и трехмерные расчеты. Сферически симметричный взрыв позволяет изучать течение в 2D приближении с учетом осевой симметрии и, соответственно, использовать значительно более подробные сетки, чем в трехмерном случае. Задача осложняется влиянием вязкости, теплопроводности. Причем, в различных работах по численному исследованию ионосферных возмущений эти физические процессы как включаются в рассмотрение, так и исключаются без объяснения причин. Используются различные коэффициенты вязкости и теплопроводности. Поэтому основное внимание в работе обращается на исследование математической и численной моделей. При этом изменение электронной концентрации в ионосфере мы оцениваем по отклонению плотности от фоновых значений.

Математическая модель

Газодинамическое течение, развивающееся в сжимаемой нейтральной атмосфере при мгновенном выделении энергии, описывается полной системой уравнений Навье-Стокса, которая в двумерном осесимметричном случае может иметь следующий вид:

$$\frac{\partial pr}{\partial t} + \frac{\partial pr u}{\partial r} + \frac{\partial pr v}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial pr u}{\partial t} + \frac{\partial pr u^2}{\partial r} + \frac{\partial pr uv}{\partial z} + r \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \mu r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \mu r \frac{\partial u}{\partial z} + \rho r \alpha(z) u \quad (2)$$

$$\frac{\partial pr v}{\partial t} + \frac{\partial pr uv}{\partial r} + \frac{\partial pr v^2}{\partial z} + r \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g r = \frac{\partial}{\partial r} \mu r \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \mu r \frac{\partial v}{\partial z} + \rho r \alpha(z) v \quad (3)$$

$$\frac{\partial pr e}{\partial t} + \frac{\partial pr e u}{\partial r} + \frac{\partial pr e v}{\partial z} + p \left(\frac{\partial ur}{\partial r} + \frac{\partial vr}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial r} kr \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} kr \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \quad (4)$$

Здесь t – время; r и z – радиальная и вертикальная координаты; u и v – компоненты скорости по r и z ; ρ , e , p и T – плотность, удельная внутренняя энергия, давление и температура атмосферы соответственно; μ и k – коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности; g – ускорение свободного падения. Левая часть уравнений (1)–(4) имеет привычный вид, а правая – требует некоторого комментария. В уравнениях (2) и (3) диффузия скорости описывается с помощью Лапласиана, что характерно для несжимаемой жидкости [Ландау и Лифшиц, 1986]. Тем не менее это наиболее распространенная форма записи диффузионных членов в задачах, в которых численно изучаются АГВ, что объясняется слабым отклонением плотности от фоновых значений, в то время как коэффициент молекулярной вязкости на высотах, превышающих 100 км, известен весьма приближенно. В правой части этих же уравнений последний член представляет собой трение Рейля, которое используется здесь как искусственный прием [Xu et al., 2003] для создания некоторой диссипативной области вблизи верхней границы расчетной сетки, где газодинамическое приближение уже неприменимо. В этой области обеспечивается интенсивное затухание компонент скорости, чтобы избежать паразитных отражений от верхней границы. Так же, как и в работе [Xu et al., 2003] будем пользоваться коэффициентом трения Рейля в виде

$$\alpha(z) = \begin{cases} \alpha_0 \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{z - z_0}{15} \right)^2 \right], & \text{если } z \leq z_0 \\ \alpha_0, & \text{если } z > z_0 \end{cases} \quad (5)$$

В расчетах принималось $z_0 = 415$ км и $\alpha_0 = 0,1 \text{ с}^{-1}$.

В правой части уравнения (4) диффузия температуры описывается функцией $\bar{T} = T - T^*(z)$, где $T^*(z)$ – распределение температуры по высоте в невозмущенной атмосфере. Это сделано для того [Kshevetskii, Gavrilov, 2005], чтобы атмосфера оставалась неподвижной при численном моделировании в случае отсут-

ствия возмущений, то есть когда $T(z) = T^*(z)$. В естественных условиях равенство нулю производной $\frac{d}{dz}k \frac{dT^*}{dz}$ обеспечивается атмосферными процессами, которые не учитываются в рамках нашей модели.

В диссипативной атмосфере молекулярные коэффициенты вязкости и теплопроводности могут быть записаны в виде [Huang et al., 2014]:

$$\mu = 3.54 \times 10^{-7} (T^*)^{0.69} \quad (6)$$

$$k = 56 \times 10^{-5} (T^*)^{0.69} \quad (7)$$

Размерности: μ – кг м⁻¹ с⁻¹, k – Дж м⁻¹ К⁻¹ с⁻¹. Скорее всего соотношения (6) и (7) справедливы до высот порядка 100 км, а выше они верны лишь в первом приближении, так как на этих высотах начинает меняться состав воздуха.

Для замыкания системы уравнений (1)–(4) требуется уравнение состояния, которое также достаточно хорошо известно лишь до высот порядка 100 км. Поэтому подавляющее число работ, связанных с распространением АГВ, выполнены в приближении идеального газа. Так как начало наших расчетов связано с развитием высокотемпературной области, то мы использовали уравнение состояния [Кузнецов, 1965], в том числе и выше 100 км, где применение этого уравнения состояния не лучше, но и не хуже приближения идеального газа.

Наконец, остановимся на характеристиках невозмущенной атмосферы. Для расчетов необходимо знать распределения по высоте плотности $\rho^*(z)$, давления $p^*(z)$ и температуры $T^*(z)$. Причем плотность и давление связаны уравнением гидростатики:

$$\frac{dp^*}{dz} = -\rho^* g \quad (8)$$

Мы воспользовались стандартной атмосферой MSIS–90 [Hedin, 1991], из которой выбрали значения плотности в диапазоне от 0 до 1000 км. Анализ показал, что на высотах 500–1000 км плотность падает практически по экспоненте, что позволяет определить с помощью (8) давление p_0^* на высоте 1000 км, и, используя его как правое граничное условие для (8), рассчитать $p^*(z)$, соответствующее $\rho^*(z)$. Температура $T^*(z)$, так же как внутренняя энергия $e^*(z)$, находятся из уравнения состояния.

Граничные условия на нижней границе соответствуют жесткой отражающей стенке, на боковой и верхней границах граничные условия могут быть любые, не вносящие собственных возмущений. При достижении газодинамическим течением боковой границы происходит удвоение расчетной области в радиальном направлении. Аналогичная процедура предусмотрена и для вертикального размера, пока верхняя граница области не достигнет высоты порядка 600 км и характеристики течения затухают благодаря трению Релея.

Численная модель

Численное решение газодинамических уравнений осуществлялось одним из вариантов метода коррекции потоков FCT (Flux Corrected Transport) [Оран и Борис, 1990], разработанного Гордейчиком Б.Н. (1983 г.). Особенностью метода FCT является внесение диффузии параметров на n -ом слое по времени, а на слое

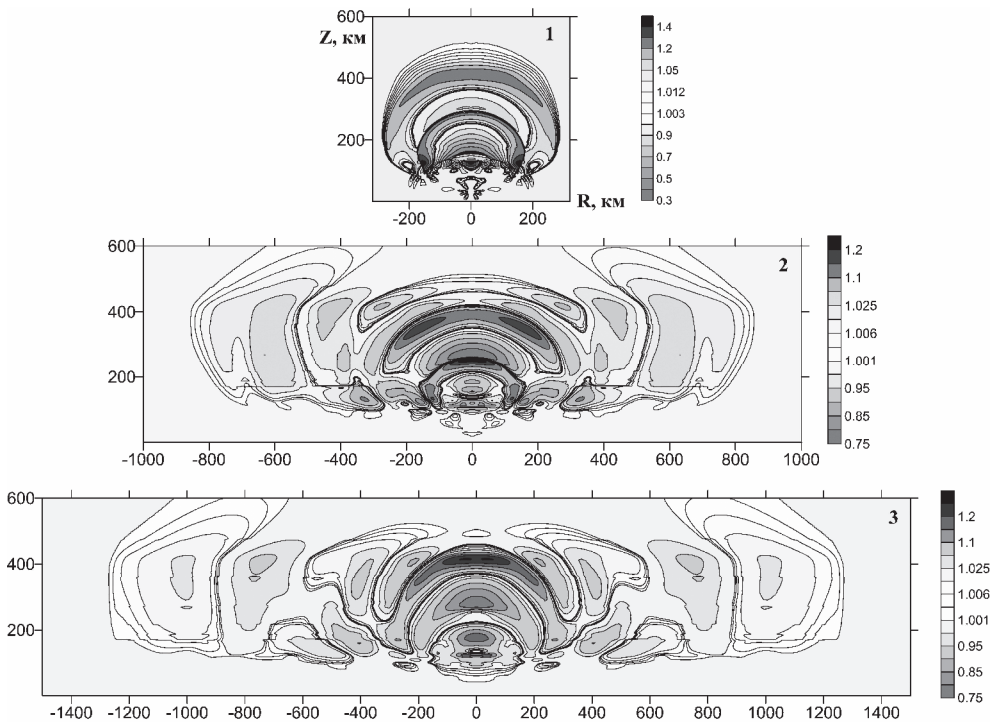


Рис. 1. Изолинии относительной плотности в моменты времени 10, 20, 30 мин, фрагменты 1, 2, 3 соответственно

$n + 1$ производится обратная процедура – антидиффузия. Обозначим символом f любой из параметров, входящих в производную по времени в уравнениях (1)-(4). Перед расчетом самих уравнений в каждой точке пространства с номером i с функцией f_i^n совершается следующая процедура (диффузия):

$$\tilde{f}_i^n = (1 - 2\delta)f_i^n + \delta(f_{i-1}^n + f_{i+1}^n) \quad (9)$$

Обычно значение δ выбирается равным 1/8. Именно с этим значением δ метод продемонстрировал весьма удовлетворительные качества при расчете сильных возмущений среды. Однако применение FCT метода для расчета течений в стратифицированной атмосфере и для расчета околосвуковых течений потребовало внесения некоторых модификаций. Процесс диффузии и антидиффузии искажает фоновые значения параметров и нарушает выполнение уравнения (8). Поэтому при численном моделировании использовались не сами уравнения (1) и (4), а их аналоги для отклонений плотности и произведения внутренней энергии на плотность от фоновых значений. Влияние значения δ на расчет околосвуковых течений было исследовано с помощью численных экспериментов.

Результаты моделирования

Рассмотрим следующую задачу. Пусть на высоте 20 км произошел взрыв мощностью 0,5 Мт. По параметрам это примерно соответствует высоте энерго-

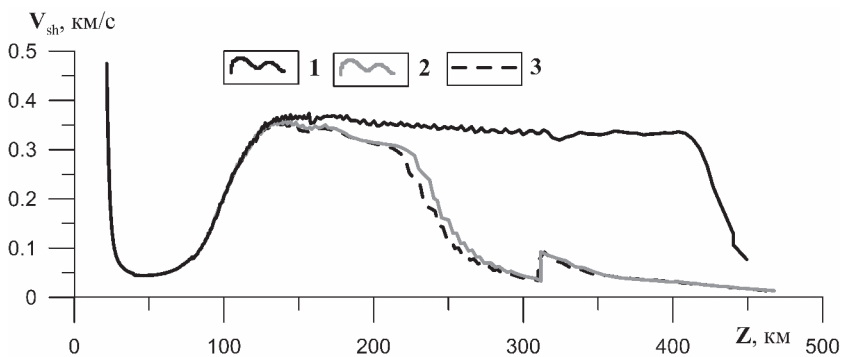


Рис. 2. Скорость V_{sh} во фронте распространяющейся вверх ударной волны. 1 – газодинамика без диссипации, 2 – газодинамика с вязкостью, 3 – газодинамика с вязкостью и теплопроводностью

выделения и энергии Челябинского метеороида [Popova et al., 2013]. Начнем со стадии, когда температура в горячем облаке упала до 10000 К. Исходя из уравнения состояния и тротилового эквивалента, можно определить радиус нагретого объема воздуха, который составляет примерно 500 м. Начальный шаг по пространству выберем равным 50 м в обоих направлениях, число точек по вертикали – 800, по радиусу – $800 \times n$. В процессе удвоений шаг увеличивается и при достижении верхней границы расчетной области (примерно 600 км по высоте) шаг по вертикали фиксируется, и он составляет к этому моменту 800 м. Значение n варьировалось в диапазоне $0,5 \div 2$. Здесь приведены результаты для $n = 1$.

На рис. 1 представлено распределение относительной плотности $\tilde{\rho} = (\rho / \rho^*) - 1$ в области (R, Z) в период от 10 до 30 мин, начиная от момента энерговыделения. Картина распространения ударных волн, их отражение от поверхности, всплытие нагретого объема здесь опущена, так как она ничем не отличается от привычной картины развития взрыва. К моменту 10 мин в ионосфере образовалась область с чередующимися куполообразными слоями повышенной и пониженной плотности. Эти слои совершают пульсирующие колебания в вертикальном направлении, инициируя движение воздуха в горизонтальном. Формируется характерная картина волнового процесса в пределах ионосферы, отраженная на рис. 1 фрагментами 2 и 3.

Для более детального анализа характеристик возмущения ионосферы мы выбрали два уровня на высотах, близких к максимуму электронной концентрации F2 слоя: $z_1 = 200$ и $z_2 = 300$ км, и исследовали поведение относительной плотности в избранных точках по радиусу. Здесь приведены результаты для $R_1 = 316$, $R_2 = 1000$ и $R_3 = 3160$ км; точки выбраны по логарифмической шкале. Ограничим иллюстрации уровнем $z_1 = 200$ км и лишь в конце для сравнения приведем данные для $z_1 = 300$ км.

Начнем со случая, когда вязкость и теплопроводность исключаются из рассмотрения, то есть в правых частях уравнений остаются только члены, характеризующие трение Релея. Роль трения Релея демонстрируется кривой 1 рис. 1. Амплитуда фронта распространяющейся вверх ударной волны, инициированной начальным выделением энергии, сначала быстро падает до высот порядка 40–50 км

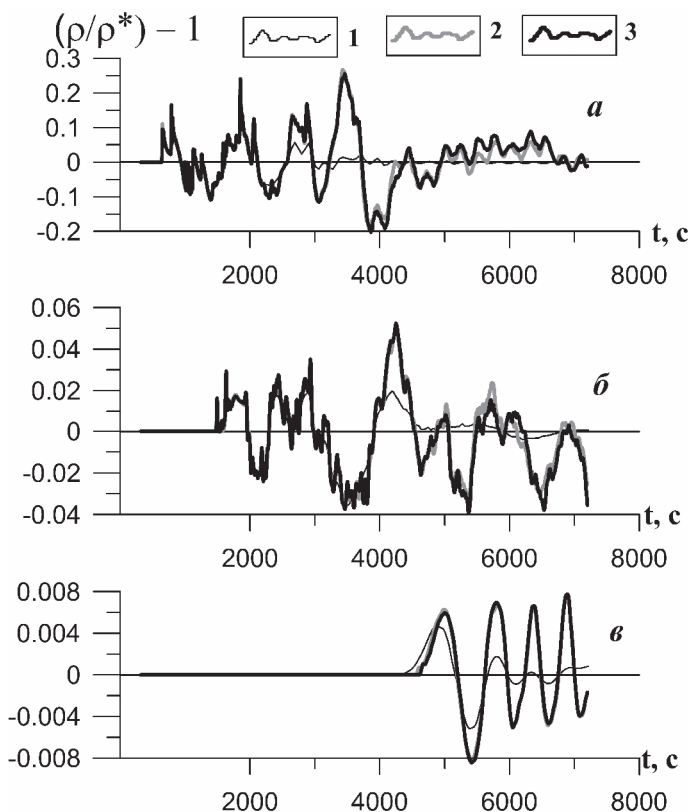


Рис. 3. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 200 км и на расстояниях 316, 1000 и 3160 км от оси симметрии (фрагменты *а*, *б* и *в* соответственно) при различных значениях коэффициента диффузии $\delta = 1/8, 1/32$ и $1/64$ (кривые 1, 2 и 3 соответственно)

вследствие сферичности разлета, затем усиливается роль стратификации атмосферы и до высот 70–80 км амплитуда почти не меняется. Какое-то время роль стратификации превалирует над сферичностью, что отражается в росте амплитуды фронта на высотах 80–150 км, после чего эти два процесса компенсируют друг друга и амплитуда фронта почти не меняется вплоть до высоты 400 км, где трение Релея быстро уменьшает ее до нуля.

На рис. 3 представлено распределение относительной плотности по времени в выбранных точках пространства. На расстоянии 316 км от оси симметрии амплитуда возмущений почти не меняется в течение первого часа, а потом резко падает. Для более отдаленных точек амплитуда возмущений слабо меняется в пределах выбранного масштаба времени, но сама амплитуда уменьшается на порядок при переходе от одной точки наблюдения к другой. Что же касается фазовых характеристик, то полученные материалы не позволяют сделать однозначных выводов и требуют последующего анализа.

На рис. 3 приведены результаты для трех вариантов расчета, отличающихся коэффициентами диффузии. В первом случае (кривые 1) на всем протяжении

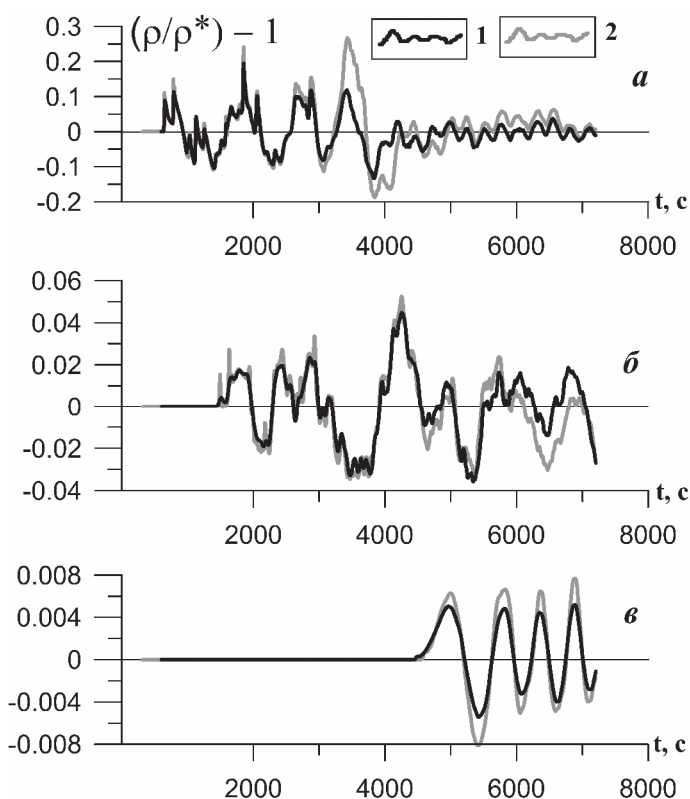


Рис. 4. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 200 км с учетом вязкости (кривая 1) и без ее учета (кривая 2). Остальные обозначения см. рис. 3

расчета коэффициент диффузии $\delta = 1/8$ не менялся. При этом амплитуда возмущений быстро затухает со временем. В последующих экспериментах на стадии распространения сильных возмущений, которое мы условно ограничили временем 10 минут, использовалось значение $\delta = 1/8$, а затем мы мгновенно уменьшали его. Уменьшение δ меняет характер кривых на временах, превышающих по крайней мере 30 мин, но при $\delta = 1/32$ и $\delta = 1/64$ отличие уже пренебрежимо мало. Такой способ расчета с уменьшением δ до $1/32$ использовался в приведенных ниже расчетах.

Теперь рассмотрим влияние вязкости на характер течения без учета теплопроводности. Вязкость заметно влияет на амплитуду фронта ударной волны (рис. 2, кривая 2) и ее плавное уменьшение начинается уже с высоты порядка 120 км. Видимо этот факт позволяет многим авторам обходиться без трения Рейля. Что же касается самих возмущений плотности, то вязкость слабо влияет на них (рис. 4). В основном можно отметить некоторый "сглаживающий" эффект, несколько уменьшающий амплитуду возмущений плотности.

На фоне вязкости теплопроводность незначительно изменяет процесс газодинамического течения. Небольшое отличие в амплитуде скорости на фронте ударной волны наблюдается на высотах 200–300 км (рис. 2, кривая 3). Ход кривых

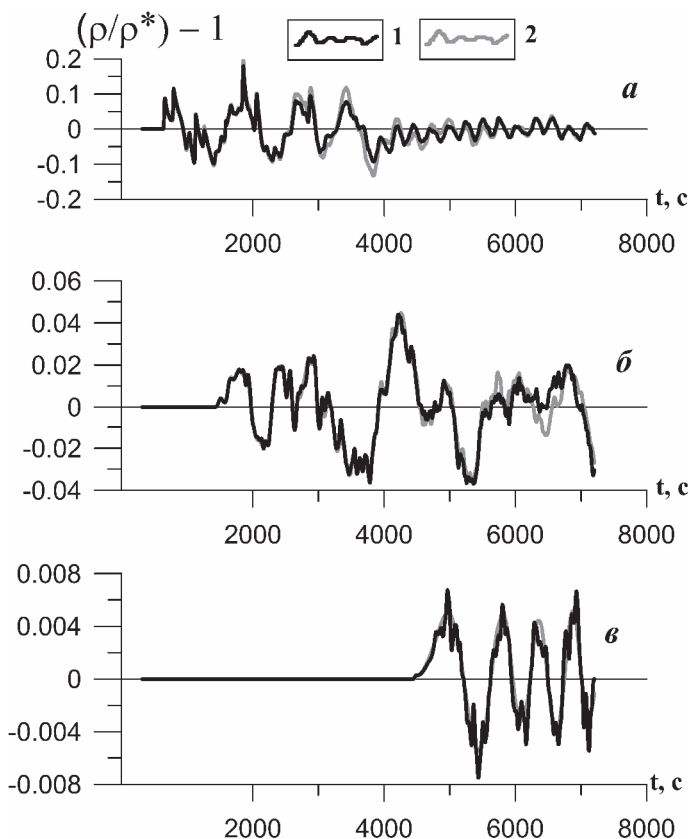


Рис. 5. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 200 км с учетом вязкости и теплопроводности (кривая 1) и с учетом только вязкости (кривая 2).
Остальные обозначения см. рис. 3

возмущения плотности практически не меняется (рис. 5). Можно отметить лишь появление высокочастотной составляющей вдоль кривых.

В заключение, приведем сопоставление записей возмущений плотности на высотах 200 и 300 км (рис. 6). Наиболее сильное отличие наблюдается на расстояниях порядка 1000 км. Однако здесь требуется более тщательный анализ амплитудно-частотных характеристик. Отметим также, что расчеты были выполнены как для июльской стратификации атмосферы, так и для февральской. Каких-либо отличий на стадии распространения вверх ударной волны не выявлено, а расхождения в возмущениях плотности наблюдаются, но это – предмет последующего анализа.

Результаты работы частично были проконтролированы расчетами по модели "SOVA", в которой решалась полная система уравнений Навье-Стокса, но не учитывалась теплопроводность [Shuvalov, 1999].

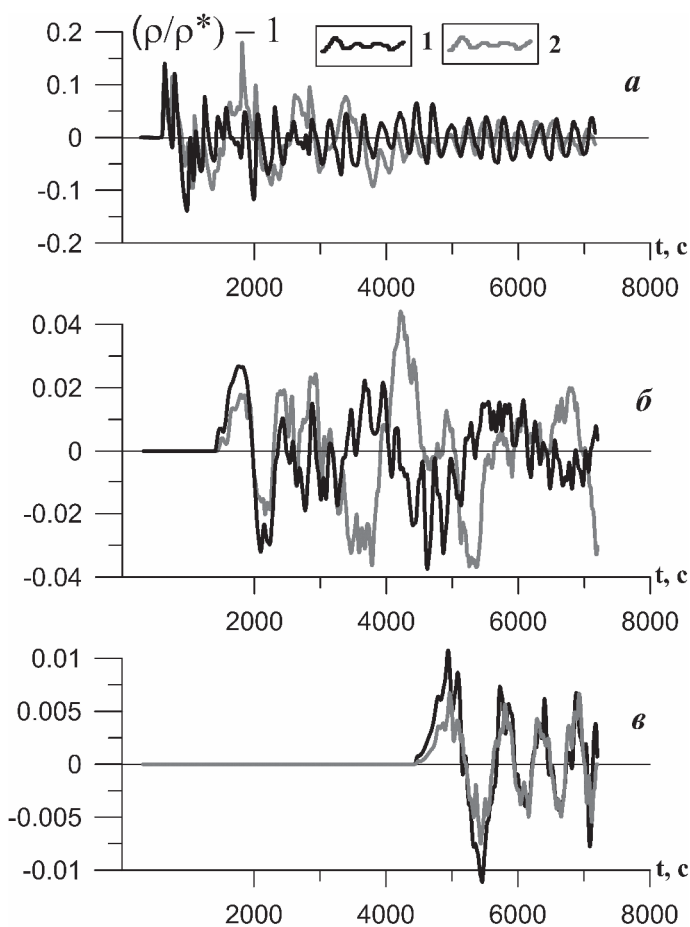


Рис. 6. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 300 (кривая 1) и 200 км (кривая 2). Остальные обозначения см. рис. 3

Заклучение

Предложена методика расчета ионосферных возмущений и продемонстрирована ее работоспособность в задачах распространения АГВ, инициированных мощным энерговыделением, близким к энерговыделению при падении Челябинского метеороида. Получена зависимость возмущений плотности в избранных точках пространства внутри F2 слоя. Верификация результатов обосновывается пока лишь тестовыми расчетами отдельных стадий газодинамического течения. Конечный результат нуждается в сопоставлении с наблюдательными данными. Показано, что возмущения плотности (электронной концентрации) в ионосфере достигают нескольких процентов на расстояниях до 1000 км и высотах 200–300 км, они вызываются газодинамическими процессами, в которых вязкость и теплопроводность не играют определяющей роли.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность рецензенту за тщательный анализ статьи, который существенно улучшил ее содержание.

Литература

Воейков С.В., Бернгардт О.И., Шестаков Н.В. Использование индекса возмущенности вертикальных вариаций ПЭС при исследовании ионосферных эффектов Челябинского метеорита // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 2. С. 234–243.

Гвишивили Г.В., Леценко Л.Н., Алтатов В.В. и др. Ионосферные эффекты, стимулированные Челябинским метеоритом // Астрономический Вестник. 2013. Т. 47. № 4. С. 304–311.

Гордейчик Б.Н. Численное исследование взаимодействия ударной волны с теплым поверхностным слоем: дипломная работа. М.: МФТИ, 1983. 102 с.

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.

Кузьмичева М.Ю., Лосева Т.В., Ляхов А.Н. Ионосферные возмущения, вызванные падением челябинского метеорита // Гелиогеофизические исследования. 2015. Вып. 13. С. 82–90.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 660 с.

Fritts D.C., Alexander M.J. Gravity wave dynamics in the middle atmosphere // Reviews of Geophysics. 2003. V. 41. No. 1. P. 1–64.

Hedin A.E. Extension of the MSIS Thermosphere Model into the Middle and Lower Atmosphere // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. No. A2. P. 1159–1172.

Hernández-Pajares M., Juan J.M., Sanz J. Medium-scale traveling ionospheric disturbances affecting GPS measurements: Spatial and temporal analysis // J. Geophys. Res. 2006. V. 111 (A07S11). P. 1–13.

Huang K.M., Zhang S.D., Yi F. et al. Nonlinear interaction of gravity waves in a nonisothermal and dissipative atmosphere // Ann. Geophys. 2014. V. 32. P. 263–275.

Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M. Vertical propagation, breaking and effects of nonlinear gravity waves in the atmosphere // J Atmos Solar-Terr Phys. 2005. V. 67. P. 1014–1030.

Perevalova N.P., Shestakov N.V., Voeykov S.V. et al. Ionospheric disturbances in the vicinity of the Chelyabinsk meteoroid explosive disruption as inferred from dense GPS observations // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 6535–6543.

Popova O.P., Jenniskens P., Emel'yanenko V. et al. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Science. V. 342. No. 6162. P. 1069–1073.

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

Xu, J., Smith A.K., Ma R. A numerical study of the effect of gravity-wave propagation on minor species distributions in the mesopause region // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. No. D3, 4119. P. 1–12.

Yiğit E., Medvedev A.S. Internal wave coupling processes in Earth's atmosphere // Advances in Space Research. 2015. V. 55. No. 4. P. 983–1003.

ЧЕЛЯБИНСКИЙ МЕТЕОРОИД: АНАЛИЗ СИГНАЛА В ОБЛАСТИ ПРЯМОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА

Д.О. Глазачев, Е.Д. Подобная, Ю.С. Рыбнов, О.П. Попова

Акустические сигналы от пролета и разрушения Челябинского метеороида были записаны случайными свидетелями на бытовые устройства в ближней зоне. Волновые формы сигналов имеют сложный характер, за основным приходом наблюдаются дополнительные максимумы (звуковые удары), их количество и временные задержки зависят от местоположения точек регистрации. Анализ этих сигналов может позволить определить особенности источника энерговыделения. Для первоначального анализа из сформированной базы данных отобраны две группы сигналов, зарегистрированных в различных местах по отношению к траектории, показана необходимость комплексного применения корреляционного, спектрального и кепстрального анализов. Среди множества зарегистрированных приходов присутствуют несколько спектрально различных локальных источников, но полностью классифицировать все сигналы пока не удалось.

Введение

Челябинское событие (Челябинский метеороид, ЧМ) выделяется в ряду других болидных явлений, прежде всего, наличием большого количества инфразвуковых данных и выложенных в интернете видеозаписей с камер мобильных телефонов или видеорегистраторов (около тысячи различных записей [Borovicka et al., 2015]), и большим числом работ по оценке его параметров: выделенной энергии, размерам, траектории пролета и др.

Было показано, что главный (первый приход) соответствует конической ударной волне, сформированной пролетом, абляцией и разрушением метеороида [Шувалов и др., 2014; Popova et al., 2013; Brown et al., 2013]. При этом время прихода волны зависит только от траектории метеороида и ее конечной точки (после которой энерговыделение становится пренебрежимо малым) и не зависит от того в каких точках этой траектории и на какой высоте происходили вспышки (пики энерговыделения). В то же время зарегистрированные волновые формы сигналов имеют сложный характер, за основным приходом наблюдаются дополнительные максимумы, их количество и временные задержки зависят от местоположения точек регистрации. Численное моделирование показывает, что вспышки излучения, связанные с максимумами энерговыделения, могут генерировать свои локальные ударные волны, которые, однако, распространяются внутри области, ограниченной внешней конической волной. Эти отдельные ударные волны могут проявляться как отдельные пики давления после прихода первого основного возмущения. Количество таких пиков и интервалы времени между ними зависят от параметров вспышек и расположения точки наблюдения. Это демонстрирует, что попытки выделить моменты разрушения, ассоциированные со вспышками, и соответствующие разрушающие нагрузки по временам прихода последовательных звуковых сигналов (например, в Borovicka et al., 2013) могут приводить как к появлению лишних моментов разрушения, так и к преуменьшению их числа благодаря сложному пространственному взаимодействию ударных

волн. Обширный наблюдательный материал (аудиозаписи события) содержит информацию о количестве и расположении локальных максимумов на кривой энерговыделения, вызванных разрушением метеороида, но извлечение этой информации является непростой задачей.

В рамках данной работы на базе комплексного применения корреляционного, спектрального и кепстрального анализов сделана предварительная оценка минимального количества независимых локальных максимумов. При этом акцент был сделан на поиск сходства и различия между приходами, что дает возможность идентифицировать независимые локальные источники. Такой подход позволяет классифицировать сигналы от источника и дать предварительную оценку его особенностей.

Акустические данные Челябинского события

Энергия Челябинского события оценивалась по записям акустических сигналов на расстояниях более 500 км, где возможно распространение только инфразвуковых колебаний (частотой менее 16 Гц). Инфразвук ЧМ зарегистрирован фактически по всему земному шару [Pigler et al., 2015].

Из-за дисперсии скорости на больших расстояниях регистрируется цуг колебаний, что приводит к изменению регистрируемой волновой формы исходного сигнала Челябинского метеороида [Бреховских, 1982; Попова и др., 2014]. Эти особенности распространения не позволяют использовать инфразвуковые данные ЧМ для полной оценки характеристик источника.

Инфразвуковые сигналы болидов регистрируются уже достаточно давно [Edwards, 2010], в основном на больших расстояниях. Акустические сигналы от пролета искусственных спускаемых аппаратов Genesis и Stardust, вошедших в атмосферу со скоростями 10–13 км/с [ReVelle et al., 2005; ReVelle, Edwards, 2007], были записаны на расстояниях 30–40 км от траектории, что сравнимо расстояниями до точек регистрации сигналов ЧМ. Но эти сигналы были записаны профессиональной аппаратурой, чья амплитудно-частотная характеристика не вызывает существенных искажений сигнала, поэтому волновые формы были близки к N-волне. Волновые формы случайно записанных акустических сигналов других метеороидов существенно отличаются от N-волны из-за характеристик бытовых микрофонов, их количество не велико, и они никогда детально не анализировались; оценивались только времена приходов, которые интерпретировались как сигналы от конкретных моментов разрушения [Brown et al., 2004]. Поэтому наличие большого количества записей акустических сигналов в ближней зоне пролета ЧМ, где волновая форма сигнала меняется незначительно, дает возможность определить особенности источника энерговыделения.

Для анализа Челябинского события в данной работе было отобрано 60 наиболее информативных видеозаписей (в области 157×125 км), которые перекрывают как момент времени максимума светимости болида ЧМ, так и момент прихода ударной волны. Для первоначального анализа особенностей источника были выбраны две группы сигналов, приемники которых расположены на разных расстояниях от траектории (рис. 1). Первая группа, расположенная фактически под траекторией (на расстоянии примерно 25 км по перпендикуляру к траектории) – это приемники, обозначенные как Ivanov и A3, зарегистрированные в поселке

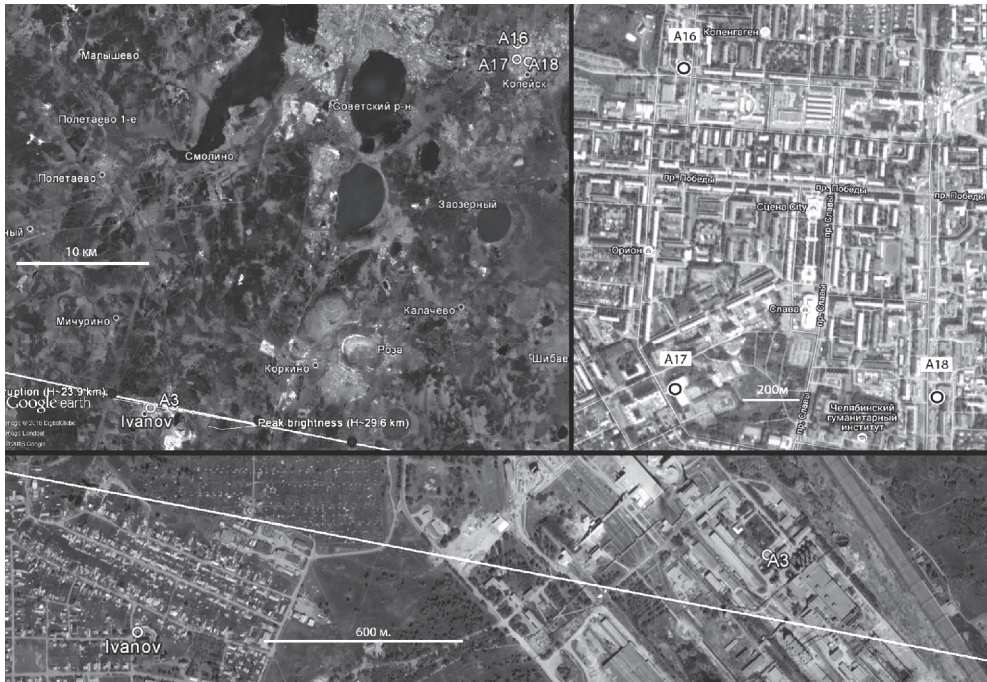


Рис. 1. Выбранные группы приемников сигналов. Первая группа (Ivanov, A3) расположена очень близко к проекции траектории на поверхность Земли, но по разные стороны от нее. Вторая группа (A16, A17, A18) расположена на удалении от траектории, но близко друг к другу

Первомайский. Вторая группа приемников сигналов, зарегистрированных в Копейске на расстояниях примерно 44 км по перпендикуляру к траектории, обозначена как A16, A17, A18. Поскольку расстояние между точками регистрации в каждой из групп невелико (порядка 1,5 км в каждой группе), и мало по сравнению с расстоянием до траектории, можно считать, что основные характеристики УВ (времена приходов, их интенсивность) в каждой группе одни и те же, и различие между сигналами вызвано только различиями в параметрах записывающих устройств и локального техногенного шума.

Предварительная обработка информации

Бытовые регистрирующие устройства (мобильные телефоны, автомобильные видеорегастраторы) имеют полосу пропускания выше 80 Гц, а частота квантования достигает 44 кГц. Оценки характеристик ударной волны от ЧМ позволяют предположить, что длительность фазы сжатия (τ_+) может составлять 1–10 с [Avramenko et al., 2014], что соответствует частотам 0,1–1 Гц и длинам волн 30–300 м, поэтому в первом приближении можно считать, что малоэтажная застройка в местах регистрации не экранирует распространяющийся сигнал, хотя и может служить источником отражений. Из этого следует, что основные особенности сигналов должны располагаться в области низких частот. Поэтому частота кван-

тования была уменьшена в 10 раз (децимация), что позволяет сохранять информацию о спектре до 2 кГц. Чтобы снизить уровень техногенных помех сигналы фильтровались низкочастотным (частота пропускания 1 кГц для корреляционных анализов) и полосовым фильтром Баттерворта второго порядка (с полосой пропускания 80–200 Гц для спектральных анализов). Децимированные и фильтрованные сигналы использовались при дальнейших исследованиях разными методами анализа.

Волновые формы сигналов

На рис. 2 приведены волновые формы акустических сигналов, зарегистрированных в двух различных точках. На волновых формах выделяются повторяющиеся приходы, хорошо различимые на слух, что свидетельствует о сложном характере источника. На рис. 3 показаны некоторые фильтрованные волновые формы приходов УВ в точку Ivanov. Детальное сравнение других различных приходов в одну и ту же точку позволяет увидеть подобие волновых форм (рис. 3), но в то же время не все приходы подобны.

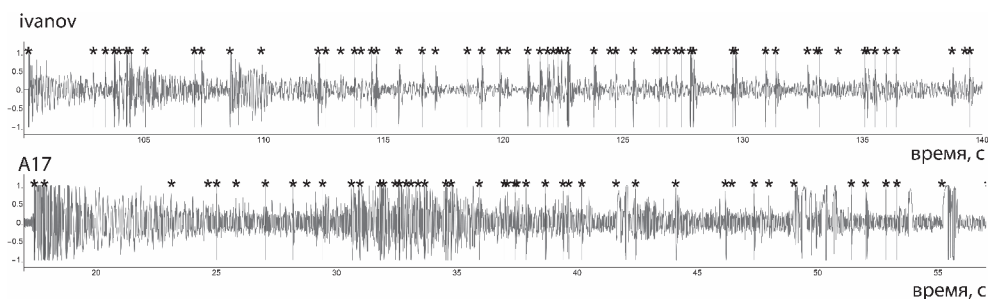


Рис. 2. Волновые формы двух аудиосигналов от Челябинского метеороида (A17 и Ivanov), зарегистрированных в разных местах.

Звездочками отмечены слышимые приходы УВ (при детальном прослушивании с замедлением скорости воспроизведения)

На фрагментах волновых форм видно, что динамического диапазона приемника не хватает для регистрации сильных приходов – происходит зашкаливание записи. Это приводит к искажению спектра сильного прихода, что осложняет задачу нахождения отраженных и истинных приходов (звуковых ударов). Слабый приход после сильного может являться его отражением, однако из-за различия спектров доказать это сложно.

Корреляционный анализ

На первом этапе для анализа записей акустических сигналов применялись два вида корреляционного анализа [Сергиенко, 2002], которые представлены на рис. 4. На этом этапе не использовалась информация о временах слышимых приходов (звуковых ударов) и их относительной громкости.

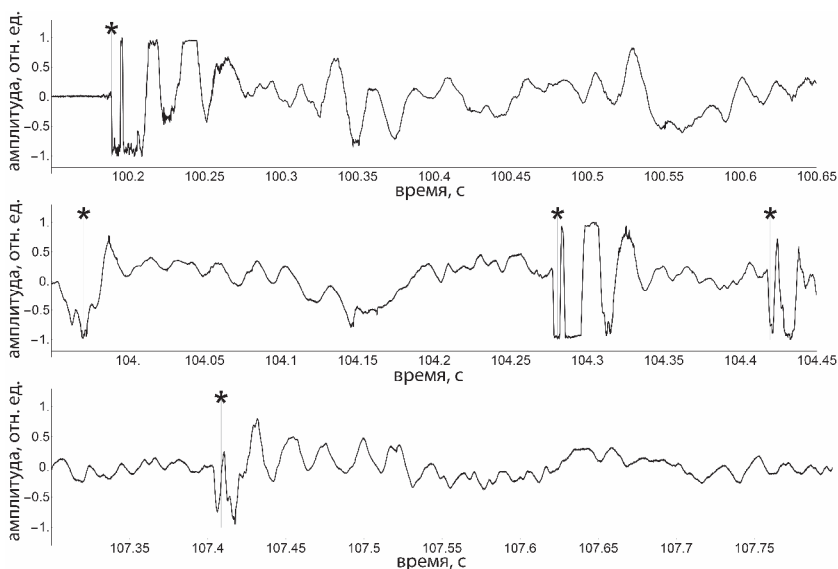


Рис. 3. Фрагменты волновой формы сигнала Ivanov. Крестиками отмечены времена приходов

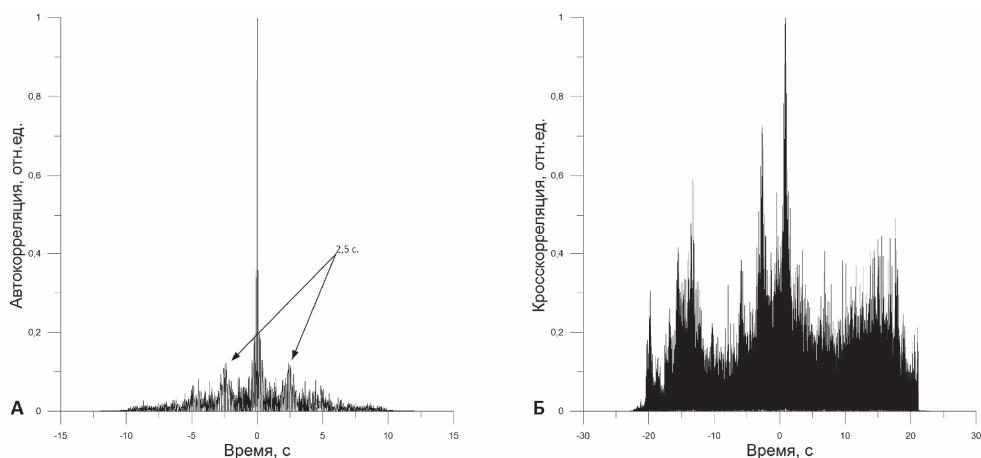


Рис. 4. Вид автокорреляционной функции сигнала A17 (показан модуль амплитуды) – А; Взаимная корреляционная функция для сигналов A17-A18, рассчитанная по полным сигналам (показан модуль, сигналы синхронизованы относительно момента времени первого прихода – Б

Времена максимумов корреляционной функции соответствуют такому сдвигу одного сигнала относительно другого (временной задержке), при котором эти сигналы наиболее похожи. И авто- и кросскорреляционные функции имеют большое число боковых максимумов, что позволяет предположить сходство двух сигналов при соответствующем временном сдвиге. Абсолютные значения этих максимумов невелики, и находятся на границе статистической значимости. Что-

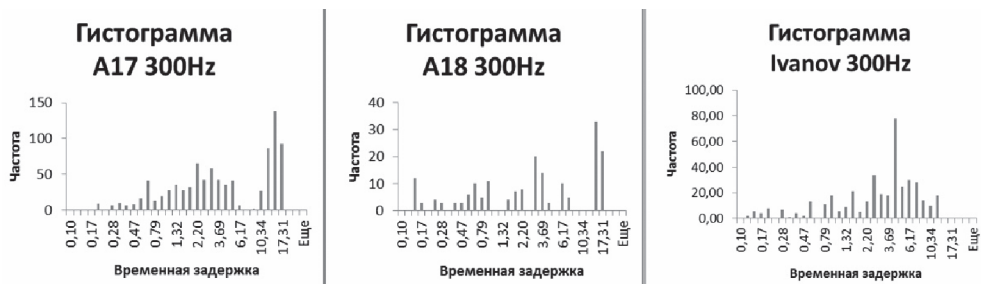


Рис. 5. Распределение относительных времен задержек для сигналов A17, A18, Ivanov предварительно фильтрованных фильтром низких частот с максимальной частотой пропускания 300 Гц

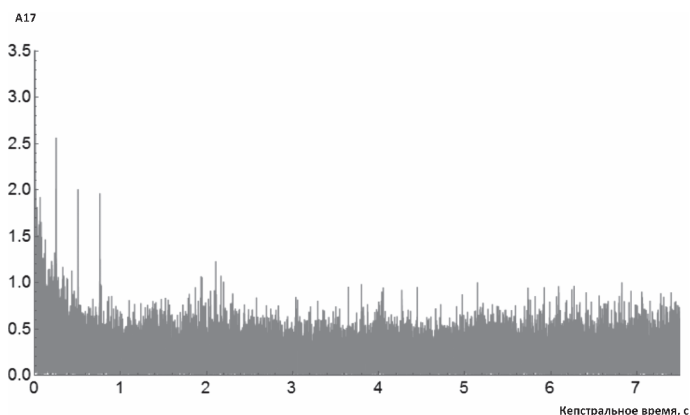


Рис. 6. Кепстр сигнала A17

бы подтвердить наличие корреляции соответствующих фрагментов сигнала, был рассчитан коэффициент корреляции с окном Кайзера разной длины, который подтвердил существование схожих участков сигнала. Основываясь на этих результатах, было проведено сопоставление временных задержек, соответствующих значимым максимумам на корреляционных функциях с соответствующими временными интервалами между максимумами на волновых формах (полученные гистограммы приведены на рис. 5). Значимый максимум на временах задержки (после первого прихода) порядка 12–14 секунд присутствует для всех сигналов группы A16-A17-A18 (рис. 5) и позволяет сделать предположение, что в источнике присутствовал как минимум один дополнительный локальный максимум. Присутствие других пиков может быть связано как с приходом менее мощных сигналов от самого источника, так и отражений от сооружений.

Подтвердить присутствие отражений (0,2–0,5 с) в сигнале позволяет построение кепстра сигнала [Зверев, 2008; Зверев, 2001]. В кепстре (спектре логарифма модуля спектра) принятого сигнала должны наблюдаться спектральные линии на частотах, равных величинам задержек сигналов. На кепстре сигнала (см. рис. 6) выделяется ряд максимумов, соответствующий кепстральным временам, меньшим 1 с, что подтверждает их предварительную идентификацию как отражений.

Спектрально-корреляционный анализ

Спектр сигнала содержит информацию об источнике, что используется, например, при классификации источников сейсмических возмущений по корреляции спектров [Асминг и др., 2010]. Сопоставление спектров последовательных приходов в разных записях может дать возможность определить сходство или различие их источников как среди приходов в пределах одной записи, так и при сравнении различных записей внутри каждой группы и между группами, поскольку во все пункты приходили сигналы из одного сложного протяженного источника. Для сопоставления спектров использовалось несколько подходов. Исходный сигнал (первые 20–40 сек. после первого прихода), после фильтрации полосовым фильтром Баттерворта с частотами пропускания 80–200 Гц и децимации, проходил с временным окном в 0,5 с и с шагом 0,1 с. В каждом окне высчитывался энергетический спектр с помощью стандартного фурье-преобразования. Затем, из рассчитанного спектра фрагмента удалялся средний спектр шума, высчитанный по 10 отрезкам сигнала, где нет идентифицируемых звуковых ударов. Кроме того, отбрасывались все частоты, амплитуды которых были ниже уровня среднего значения, плюс стандартное отклонение – эта процедура позволила получить ярко выраженную спектральную характеристику участка сигнала. Подобная методика используется в алгоритмах идентификации музыкальных произведений (например, Shazam) [Wang, 2003; Jovanovic, 2015]. Для всех подобных спектров отрезков сигнала попарно высчитывался взвешенный коэффициент корреляции. Для этого стандартная корреляция по Пирсону умножалась на весовой коэффициент, равный минимальному значению от максимума амплитуды спектральных компонент каждого спектра (статистически недостоверные коэффициенты корреляции принудительно обнулялись). Это дало возможность «подсветить» громкие моменты и уменьшить шумовые не спектрально-выраженные события. Взвешенный коэффициент корреляции достигает максимальных значений при похожих спектрах в сопоставляемых участках сигнала и достаточной амплитуде обоих участков. Результат явно показал все идентифицируемые (слышимые, даже самые тихие) приходы в сигнале. Взвешенный коэффициент корреляции дополнялся еще тремя параметрами: коэффициентом корреляции спектров, процентом совпадения основных частот у среднего спектра двух событий и процентом совпадения основных частот для одной точки, показывающей максимальное значение взвешенной корреляции.

Анализ показал, что взвешенный коэффициент корреляции достигает больших значений при сравнении спектров различных приходов. Было обнаружено несколько приходов, все 4 коэффициента которых были с высоким значением. Рассмотрение спектров соответствующих фрагментов показало их идентичность, что дает основание считать более поздний фрагмент – отражением. Однако таких полностью подобных фрагментов немного. Анализ так же показал наличие особенных приходов. Они явно слышны на записи и их коэффициенты не показывают подобия ни с какими другими отрезками сигнала, что говорит о различных источниках этих приходов.

На рис. 7 приведено сопоставление всех методов оценки сходства-различия участков сигналов для записи Ivanov, для которых взвешенный коэффициент корреляции показал высокие значения. Каждой паре времен соответствует кру-

	103.05 [0.3] In: ●	103.6 [0.55] In: ●●Pre: ●	104.35 [0.5] In: ●●Pre: ●	104.95 [0.5] In: ●Pre: ●	107.25 [0.35] In: ●Pre: ●	112.55 [0.2] In: ●Pre: ●	113.15 [0.2] In: Pre: ●	113.85 [0.55] In: Pre: ●	114. [0.25] In: Pre: ●	114.75 [0.] In: ●Pre: ●	116.5 [0.2] In: ●	103.05 [0.3] In: ●
103.05 [0.3] In: ●	●	●			●			●			●	103.05 [0.3] In: ●
103.6 [0.55] In: ●●Pre: ●	●	●										103.6 [0.55] In: ●●Pre: ●
104.35 [0.5] In: ●●Pre: ●		●	●	●	●			●	●			104.35 [0.5] In: ●●Pre: ●
104.95 [0.5] In: ●Pre: ●		●	●	●	●			●	●			104.95 [0.5] In: ●Pre: ●
107.25 [0.35] In: ●Pre: ●	●		●	●	●			●	●			107.25 [0.35] In: ●Pre: ●
112.55 [0.2] In: ●Pre: ●		●			●			●				112.55 [0.2] In: ●Pre: ●
113.15 [0.2] In: Pre: ●			●	●	●			●	●			113.15 [0.2] In: Pre: ●
113.85 [0.55] In: Pre: ●	●	●	●	●	●			●	●			113.85 [0.55] In: Pre: ●
114. [0.25] In: Pre: ●	●	●	●	●	●			●	●			114. [0.25] In: Pre: ●
114.75 [0.] In: ●Pre: ●								●				114.75 [0.] In: ●Pre: ●
116.5 [0.2] In: ●	●	●	●	●	●			●	●		●	116.5 [0.2] In: ●

Рис. 7. Сопоставление четырех методов оценки сходства–различия спектров участков сигналов для сигнала Ivanov. Отобразен фрагмент от полной таблицы. В заголовках строк и столбцов времена отобранных фрагментов сигнала, в скобках указана длительность фрагмента (за вычетом длины окна в 0,5 с.), во второй строке кружок после «In:» указывает на наличие идентифицируемого прихода внутри интервала, а «Pre:» – что в интервал попадает конец слышимого прихода

жок, состоящий из четырех сегментов. Каждый сегмент соответствует (по порядку: верхний, правый, нижний, левый) одному из используемых методов оценки (взвешенная корреляция спектральных характеристик, нормированная корреляция спектральных характеристик, процент совпадения основных частот у среднего спектра двух событий, процент совпадения основных частот для одной точки, показывающей максимальное значение взвешенной корреляции). Черный, серый и светло-серый цвета соответствуют уменьшению сходства по данному критерию. Сравнимые участки сигнала тем больше похожи друг на друга, чем больше черного цвета в соответствующем кружке. Кроме того, при расчете значений коэффициента корреляции и взвешенного коэффициента корреляции оценивалась достоверность полученного значения (с учетом коэффициента Стьюдента). Если найденное значение оказывалось недостоверным, то оно отбрасывалось. В этом случае в таблице остаются только сегменты, отражающие совпадение-различие наборов характерных частот.

В записи присутствует целый ряд достаточно мощных сигналов, которые имеют временную задержку от 4 до 20–30 с относительно основного прихода. Это может быть связано с особенностями источника. Можно выделить несколько хорошо спектрально коррелированных приходов, в то же время присутствуют спектрально уникальные приходы. Они явно слышны на записи, но соответствующие им коэффициенты не показывают подобия ни с какими другими отрезками сигнала, что говорит о различии источников (локальных максимумов энер-

говыведения) этих приходов. Минимальное количество независимых приходов может быть оценено порядка 3–4. Однако сделать оценку их мощности и местоположения в зоне разрушения болида, провести сравнение с наблюдаемой световой кривой в настоящее время не представляется возможным. Требуется разработка новых подходов. Таким образом, присутствуют несколько спектрально различных локальных источников, но полностью классифицировать все сигналы пока не удалось.

Заключение

Для анализа звуковых сигналов Челябинского события была сформирована и обработана большая база видео и аудио данных, определены времена прихода акустических волн в 60 точках, получены волновые формы сигналов. Для предварительного анализа были выбраны две группы сигналов, зарегистрированных на различных расстояниях от траектории. Материалы регистрации подвергались спектральному, корреляционному и кепстральному анализам.

Сопоставление спектров и корреляционный анализ сигнала позволил выделить особенности различных приходов. Были найдены сигналы, обусловленные отражением (реверберацией) от ближайших объектов. Так же как были найдены уникальные приходы не похожие ни на какие другие. Проведенный анализ позволяет говорить о 3–4, как минимум, независимых приходах (вступлений) акустических волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-17-00107).

Литература

Асминг В.Э., Кременецкая Е.О., Виноградов Ю.А., Евтюгина З.А. Использование критериев идентификации взрывов и землетрясений для уточнения оценки сейсмической опасности региона // Вестник Мурманского гос. техн. ун-та. 2010. Т. 13, № 4-2. С. 998–1007.

Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. С. 207.

Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 264 с.

Зверев В.А. Слепая дереверберация речевого сигнала // Акустический журн. 2008. Т. 54, № 2. С. 307–314.

Зверев В.А., Стромков А.А. Выделение сигналов из помех численными методами. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2001.

Попова О.П., Шувалов В.В., Рыбнов Ю.С. и др. Параметры Челябинского метеороида: анализ данных // Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2005. С. 10–21.

Попова О.П., Провоторов Д.С. и др. Изменение волновых форм инфразвуковых сигналов с расстоянием // Известия высших учебных заведений: Физика. 2014. № 1.

Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов. СПб.: Питер, 2002.

Шувалов В.В., Артемьева Н.А., Попова О.П. Оценка параметров ударной волны, вызванной падением Челябинского космического тела // Сб. научн. трудов ИДГ РАН. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеорита / Ред. Ю.И. Зецер. М.: ГЕОС, 2014. С. 48–58.

Avramenko M.I., Glazyrin I.V. et al. Simulation of the airwave caused by the Chelyabinsk superbolide // J. Geophys. Res. Vol. 119, Is. 12. 27 June 2014. P. 7035–7050.

Borovicka J., Spurný P., Brown P. et al. // Nature. 2013. V. 503. P. 235.

- Borovicka J. et al.* A catalog of video records of the 2013 Chelyabinsk superbolide // *Astronomy & Astrophysics*. 2015. V. 585. A90.
- Brown et al.* The orbit, atmospheric dynamics, and initial mass of the Park Forest meteorite // *Meteoritics & Planetary Sci.* 2004. V. 39, N 11. P. 1781–1796.
- Brown P.G. and 32 co-authors.* A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // *Nature*. 2013. V. 503. P. 238–241.
- Jovanovic J.* Shazam It! Music Recognition Algorithms, Fingerprinting, and Processing // <https://www.toptal.com/algorithms/shazam-it-music-processing-fingerprinting-and-recognition>, 2015
- Pilger C. et al.* CTBT infrasound network performance to detect the 2013 Russian fireball event // *J. Geophys. Res.* Vol. 42, Is. 7. 16 April 2015. P. 2523–2531.
- Popova O.P. et al.* Chelyabinsk Airburst, Damage Assessment, Meteorite Recovery, and Characterization // *Science*. 2013. V. 342. P. 1069.
- ReVelle D.O., Edwards W.N.* Stardust – An artificial, low-velocity “meteor” fall and recovery: 15 January 2006 // *Meteoritics & Planetary Sci.* 2007. T. 42. № 2. C. 271–299.
- ReVelle D.O., Edwards W., Sandoval T.D.* Genesis – An artificial, low velocity “meteor” fall and recovery: September 8, 2004 // *Meteoritics & Planetary Sci.* 2005. T. 40. № 6. C. 895–916.
- Wang A.* An Industrial Strength Audio Search Algorithm // *ISMIR*. 2003. October. P. 7–13.

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

Выпуск 8

Компьютерная верстка *А.Н. Кураленко-Балакирев*

Обложка: автор фотографии *Sven Scheuermeier*

ООО «Издательство ГЕОС»
119017, Москва, Пыжевский пер., 7. к. 332
Тел./факс: (495) 959-35-16, 8-926-222-30-91.
e-mail: geos-books@yandex.ru

www.geos-books.ru

ООО ИПК «Панорама»

Подписано к печати 16.12.2016.

Формат 70×100 1/16. Бумага офсетная № 1, 80 г/м².
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 18,25.

Тираж 200 экз.

Отпечатано в полном соответствии с представленным электронным оригинал-макетом в ОАО «Альянс «Югполиграфиздат», ООО ИПК «Панорама»

400001, г. Волгоград, ул. КИМ, 6