

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 9

Москва
ГЕОС
2017

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 9: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: Графитекс, 2017. – 160 с.
ISSN 2222-8535

Девятый выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах» содержит некоторые результаты работ, выполненных по соответствующим пунктам Плана фундаментальных исследований Государственных академий наук, грантам Российского научного фонда, Российского фонда фундаментальных исследований и инициативным проектам.

Компоновка статей в два раздела отражает два направления, развиваемых в Институте в рамках единого фундаментального подхода «Теоретическая и экспериментальная физика геосистем». Первая глава содержит результаты работ, посвященных исследованию твердой Земли и процессов, происходящих вблизи ее поверхности. Во втором разделе содержатся статьи, отражающие результаты исследований верхних геосфер.

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
Об использовании метода максимума правдоподобия для оценки скачка плотности на границе между внешним и внутренним ядром (<i>Н.Д. Краснощеков, В.М. Овчинников</i>).....	10
О моделировании процесса скольжения по разлому (<i>Г.Г. Кочарян, И.В. Батухтин</i>)	16
Нелинейные свойства горных пород: влияние на законы подобия для ударных кратеров (<i>Б.А. Иванов</i>)	25
Оценка неотектонических деформаций в районе Курской АЭС (<i>Г.Н. Иванченко, Б.В. Малкин</i>).....	32
Анализ параметров микросейсмических колебаний центральной части Восточно-Европейской платформы (<i>А.Н. Беседина, И.В. Батухтин, А.А. Остапчук</i>).....	42
Временные сейсмологические наблюдения в районе Ростовской АЭС (<i>С.Б. Кишкина, Д.Н. Краснощеков, С.Г. Волосов, Г.Н. Иванченко, Н.Л. Константиновская, Д.Н. Локтев, М.А. Нестеркина, О.Ю. Ризниченко, И.А. Санина</i>).....	49
Исследование анизотропии фильтрационных свойств флюидонасыщенного коллектора по данным прецизионного гидрогеологического мониторинга (<i>Э.М. Горбунова, Е.А. Виноградов, А.Н. Беседина, И.С. Свинцов</i>).....	59
Изменение фильтрационных свойств малопроницаемых пористых сред под воздействием внешней нагрузки (<i>Я.Д. Архипов, Н.А. Барышников, Е.В. Зенченко, С.Б. Турунтаев</i>)	68
Измерение газодинамических параметров в щели при абляции ее стенок (<i>Г.В. Беляков, А.А. Таирова</i>)	75
Вариации электрического поля в приземной атмосфере в результате прохождения холодных атмосферных фронтов (<i>О.Н. Воцан, А.А. Спивак</i>)	80
Вариации геофизических полей в период ураганов и шквалов в Москве (<i>А.А. Спивак, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов</i>).....	88
Радиогенное тепло Земли в период ее роста (<i>В.Н. Сергеев</i>)	94

Глава 2. Электродинамические процессы в геосферах	101
Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах (<i>Т.В. Лосева, А.П. Голубь, И.Б. Косарев, А.Н. Ляхов, Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов, Ю.И. Зецер, А.В. Черменин</i>).....	102
Радиационные свойства алюминиевой плазмы (<i>И.Б. Косарев</i>).....	110
Роль малых добавок и процессов перезарядки в формировании плазменного облака в активных геофизических ракетных ионосферных экспериментах (<i>А.Т. Ковалев, И.Х. Ковалева</i>).....	116
О возможности верификации моделей нижней ионосферы по наблюдениям шумановских резонансов (<i>Е.С. Гончаров, А.Н. Ляхов, Т.В. Лосева</i>).....	124
Анализ влияния солнечных рентгеновских вспышек на параметры шумановского резонатора (<i>Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, И.А. Ряховский, Е.С. Гончаров, А.Н. Ляхов, Т.В. Лосева, Ю.В. Корсунская</i>).....	130
Влияние геометрических факторов и алгоритмов обработки данных на ошибки позиционирования ГНСС в ГФО «Михнево» (<i>М.Ю. Кузьмичева, И.А. Ряховский, Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов</i>).....	136
Фрактальные свойства среднеширотных мелкомасштабных ионосферных неоднородностей по данным регистрации сигналов GPS в ГФО «Михнево» (<i>И.Х. Ковалева, А.Н. Ляхов, И.А. Ряховский</i>).....	144
Влияние изменения геомагнитного поля на рабочие частоты КВ-радиолиний (<i>А.В. Черменин, А.Н. Ляхов</i>).....	150
Фокусировка рассеянного лазерного излучения методами адаптивной оптики (<i>И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, Г.Н. Мар, А.Н. Никитин, В.В. Самаркин, Ю.В. Шелдакова</i>).....	154

ВВЕДЕНИЕ

Девятый выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах» содержит некоторые результаты исследований, выполненных в Институте в 2017 г. Часть из статей и по идеологии, и по содержанию является продолжением работ, опубликованных в предыдущих сборниках и, в расширенном виде, в различных научных журналах. Некоторые же выполнены в ходе решения новых задач, поставленных в этом году в рамках выполнения Плана фундаментальных исследований Государственных Академий Наук и работ по грантам РФН и РФФИ.

Компоновка статей в два раздела отражает два направления, развиваемых в Институте в рамках единого фундаментального подхода «Теоретическая и экспериментальная физика геосистем».

Первая глава содержит результаты работ, посвященных исследованию твердой Земли и процессов, происходящих вблизи ее поверхности.

Раздел открывается статьей Д.Н. Краснощекова и В.М. Овчинникова, посвященной результатам, полученным при проведении новых оценок скачка плотности на границе внутреннего ядра Земли. Уточненные данные дают величину скачка плотности в диапазоне $0.3\text{--}0.6\text{ г/см}^3$, в то время как ранее полученные результаты дают значения порядка $0.6\text{--}0.9\text{ г/см}^3$.

Работа Г.Г. Кочаряна и И.В. Батухтина «О моделировании процесса скольжения по разлому» посвящена извечному вопросу, возникающему в науках о Земле, при проведении лабораторного или численного – насколько обосновано использование упрощающих предположений и насколько адекватны получаемые при этом результаты. Авторы обосновывают свой подход к моделированию процесса скольжения по разломам земной коры.

В статье Б.А. Иванова также обсуждаются законы подобия, но уже для ударных кратеров. В статье показано, что простейшая модель прочности – сухое трение, ограниченное переходом от хрупкого к пластическому пределу прочности, разрушает традиционный подход к построению законов подобия, требуя построения более сложной зависимости от скорости удара.

Статья Г.Н. Иванченко и Б.В. Малкина «Оценка неотектонических деформаций в районе Курской АЭС» продолжает ведущийся в течении ряда лет цикл исследований сейсмогеодинамики Восточно-Европейской платформы. Работа посвящена количественной оценке амплитуды вертикальных неотектонических деформаций стратиграфическим методом.

Сейсмологические исследования Восточно-Европейской платформы представлены двумя статьями: «Анализ параметров микросейсмических колебаний центральной части ВЕП» – А.Н. Беседина, И.В. Батухтин, А.А. Остапчук и большого коллектива авторов С.Б. Кишкина, Д.Н. Краснощеков и др. «Временные сейсмологические наблюдения в районе Ростовской АЭС». В первой статье проведен анализ записей микросейсмического шума в диапазоне высоких частот, а во второй – приведены основные результаты сейсмического мониторинга площадки Ростовской АЭС, проведенного малоапертурной группой ИДГ РАН в 2016 году.

Традиционное направление работ в ИДГ РАН, связанное с исследованием процессов подземной флюидодинамики, представлено статьей Э.М. Горбуновой с соавторами «Исследование анизотропии фильтрационных свойств флюидонасыщенного коллектора по данным прецизионного гидрогеологического мониторинга». Авторы показали, что скачкообразные изменения уровня воды в скважине, не связанные с техногенными помехами и скачками атмосферного давления, приурочены к границам зон интенсивной трещиноватости водовмещающих пород.

В статье Я.Д. Архипова с соавторами «Изменение фильтрационных свойств малопроницаемых пористых сред под воздействием внешней нагрузки» приводятся результаты серии опытов по измерению проницаемости модельных образцов керна при различных давлениях обжатия, проведенных на установке, сконструированной и построенной в 2016 г. Результаты эксперимента сопоставлены с существующими моделями. Показано что на основании сопоставления модели с данными опыта можно судить о структуре порового пространства и характере проницаемости.

Результаты лабораторного эксперимента, проведенного на новой установке, моделирующей сланцевый пласт, приведены в работе Г.В. Белякова и А.А. Таировой «Измерение газодинамических параметров в щели при абляции ее стенок».

Результаты обработки данных мониторинга геофизических полей в приповерхностной области, полученных на Геофизической обсерватории «Михнево» и в Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН, приведены в статьях О.Н. Вошан, А.А. Спивака «Вариации электрического поля в результате прохождения холодных атмосферных фронтов» и А.А. Спивака, Ю.С. Рыбнова, В.А. Харламова «Вариации геофизических полей в период ураганов и шквалов в Москве». Разработана эмпирическая модель влияния холодных атмосферных фронтов на вариации электрического поля. Модель предполагает изменение пространственного распределения электрических зарядов в приземном слое атмосферы в результате интенсификации движения воздушных масс в переходной зоне атмосферного фронта. Выполнен комплексный анализ микробарических пульсаций, вариаций электрического поля и микросейсмического фона в период сильных возмущений атмосферы.

Завершается глава статьей В.Н. Сергеева «Радиогенное тепло Земли в период ее роста». В работе для геохимической и космохимической моделей Земли приведены оценки количества тепла, выделявшегося в первые 100 млн лет ее существования при радиоактивном распаде.

Во втором разделе содержатся статьи, отражающие результаты исследований верхних геосфер.

В статье большой группы авторов Т.В. Лосева и др. «Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах» представлены результаты численного моделирования начальной стадии разлета плазменной струи с параметрами, аналогичными ранее проведенными активными экспериментами КУМУЛЮС и ФЛАКСУС. Показано, что перенос излучения значительно изменяет характеристики воздушной плазмы и его необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

В работе И.Б. Косарева «Радиационные свойства алюминиевой плазмы» составлен банк данных по спектроскопическим характеристикам компонент алюминиевой плазмы в широком диапазоне величин газодинамических параметров. Рассчитаны таблицы коэффициентов поглощения, групповые и полные росселандовы и планковские пробеги излучения.

В статье А.Т. Ковалева, И.Х. Ковалевой предложена и обоснована гипотеза, объясняющая сильное различие в степени ионизации высокоскоростной плазменной

струи при инъекции в разреженную ионосферу и в искусственное воздушное облако, в эксперименте «Северная звезда». Показано, что основным механизмом поддержания высокой степени ионизации струи может оказаться обмен зарядом между нейтральным алюминием струи и заряженными частицами фона.

В работе Е.С. Гончарова, А.Н. Ляхова, Т.В. Лосевой «О возможности верификации моделей нижней ионосферы по наблюдениям Шумановских резонансов» предложен метод верификации прогностических моделей нижней ионосферы по данным регистрации собственных частот Шумановских резонансов и их сопоставлению с расчетными данными.

В статье коллектива авторов Ю.В. Поклад и др. «Анализ влияния солнечных рентгеновских вспышек на параметры Шумановского резонатора» представлены результаты мониторинга собственных частот Шумановского резонатора в ГФО «Михнево» ИДГ РАН во время солнечных рентгеновских вспышек в сентябре 2017 года. Полученные результаты показали необходимость учета в прогностических моделях не только мощности вспышки, но и ее интегральной энергетики.

М.Ю. Кузьмичева и др. в статье «Влияние геометрических факторов и алгоритмов обработки данных на ошибки позиционирования ГНСС в ГФО «Михнево» проанализировали существующие алгоритмы решения навигационной задачи при регистрации сигналов глобальных навигационных спутниковых систем. В работе предложена модификация штатного алгоритма позиционирования в ГНСС.

В статье И.Х. Ковалевой, А.Н. Ляхова, И.А. Ряховского «Фрактальные свойства среднеширотных мелкомасштабных ионосферных неоднородностей по данным регистрации сигналов GPS в ГФО «Михнево» выявлены характерные масштабы и ориентация структур, которые формируют ионосферный спектр флуктуаций, генерирующих ошибки GPS связи.

В статье А.В. Черменина, А.Н. Ляхова «Влияние изменения геомагнитного поля на рабочие частоты КВ-радиолиний» представлены результаты численного моделирования передачи КВ радиоволн в условиях изменения геомагнитного поля.

Завершает сборник статья И.В. Галактионова и др. «Фокусировка рассеянного лазерного излучения методами адаптивной оптики», в которой приведены результаты экспериментального исследования возможности фокусировки лазерного излучения сквозь рассеивающую суспензию с использованием биморфного адаптивного зеркала.

ГЛАВА 1

ГЕОМЕХАНИКА, ФЛЮИДОДИНАМИКА И СЕЙСМОЛОГИЯ

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА МАКСИМУМА ПРАВДОПОДОБИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ СКАЧКА ПЛОТНОСТИ НА ГРАНИЦЕ МЕЖДУ ВНЕШНИМ И ВНУТРЕННИМ ЯДРОМ

Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В статье приведены результаты оценки скачка плотности на границе внутреннего ядра Земли различными методами по двум группам измерений на эпицентральных расстояниях от 11 до 24 градусов. Сравнение полученных оценок скачка плотности с модельными кривыми показывает, что расширение набора данных за счёт использования амплитуды шума на интервале ожидаемого вступления РКiKP, даёт заметное снижение результирующих оценок. Показано, что оценки, полученные методом максимального правдоподобия, дают величину скачка плотности в диапазоне 0.3–0.6 г/см³. В то время как оценка только по средним значениям обнаруженных волновых форм РКiKP и PсP даёт значения порядка 0.6–0.9 г/см³.

Введение

Считается, что зона перехода от внешнего к внутреннему ядру относится к наиболее динамически активной области земного ядра в связи с его продолжающимся ростом [Tkalčić 2015]. Одним из вопросов, который представляет интерес не только с точки зрения общего строения Земли и распределения механических параметров в ней, является скачок плотности на границе внутри ядра и характер перехода – со скачком скорости или градиентным изменением [Бурмин, 2006]. От решения этих задач зависит оценка величины высвобождаемой гравитационной энергии, что является важным фактором в проблеме генерации и эволюции магнитного поля Земли [Gubbins et al., 1979]. Имеющиеся в настоящее время оценки скачка плотности получены двумя методами. Первый метод основывается на инверсии спектра длиннопериодной записи собственных колебаний Земли и позволяет оценить разницу в плотности вещества, слагающего внутреннее и внешнее ядро. Ранние работы по собственным колебаниям Земли приводят значения скачка плотности около 0.4–0.6 г/см³, которые включены в стандартные модели Земли [Dziewonski & Anderson, 1981]. Более поздние публикации приводят большие величины – до 0.8–0.9 г/см³ [Masters & Gubbins 2003]. Второй метод использует

отношение амплитуд объемных волн, отражённых от внутренней и внешней границ жидкого ядра (соответственно PKiKP и PcP) и зарегистрированных на эпицентральных расстояниях докритического отражения. Измеренные амплитудные отношения PKiKP/PcP и соответствующие им оценки скачка плотности варьируют в широком диапазоне, ограниченном сверху величиной 1.8 г/см^3 [Адушкин и др., 1997; Bolt & Qamar 1970].

Существенным недостатком имеющихся оценок скачка плотности по отношению амплитуд объемных волн PKiKP/PcP является слабая представительность данных на малых эпицентральных расстояниях (т.е. при почти вертикальном падении волн на отражающую границу), где отношение амплитуд наиболее чувствительно к изменению скачка плотности. Другой аспект возможного систематического смещения при оценке скачка – статистическая обработка экспериментального материала. В большей части опубликованных работ неявно предполагается нормальный закон распределения отношения амплитуд, хотя в некоторых исследованиях привлекается логарифм отношения [Koper & Pyle, 2004]. Необходимость использования логарифма может быть продиктована тем фактом, что при распространении в случайно-неоднородной среде с размером неоднородностей больше длины волны основной эффект выражается в виде флуктуации амплитуды и фазы сейсмической волны. Этот вопрос особенно актуален для амплитудных отношений, в которых вместо одной из измеренных амплитуд (PcP или PKiKP) присутствует её оценка сверху на основе сейсмического шума.

В настоящей работе используется метод максимума правдоподобия, учитывающий специфику функции распределения амплитуд и дающий возможность для использования «негативной информации» (термин «негативная информация» означает замену данных об амплитуде волны PKiKP амплитудой шума на временном интервале ожидаемого вступления волны PKiKP). Работа ставит своей целью выяснить сколь велико влияние на оценку скачка плотности групп данных, включающих только измерения обнаруженных волновых форм, и данных с «негативной информацией», как, например, это делается при оценке магнитуды максимума правдоподобия в системе наблюдений с фиксированным числом сейсмических станций [Ringdal, 1975].

Метод оценки

Трудность обнаружения волновых форм PKiKP и PcP на малых эпицентральных расстояниях [Адушкин и др., 1997] в значительной степени определяет свойства экспериментальных наборов данных, используемых для оценки скачка плотности по амплитудному отношению PKiKP/PcP. Эти экспериментальные данные часто представляют собой две группы [Shearer & Masters, 1990; Tkalčić et al., 2010]: одна из групп включает измерения отношения амплитуд $A_{\text{PKiKP}}/A_{\text{PcP}}$ на сейсмических станциях, где обнаружены как волны PKiKP, так и волны PcP, а другая группа отношений амплитуд состоит из измерений, при которых, например, обнаружена волна PcP, но волна PKiKP не обнаружена. То есть можно полагать, что в последнем случае амплитуда волны PKiKP не превышает амплитуды сейсмического шума на временном интервале предполагаемого вступления волны PKiKP. Исключение из рассмотрения второй группы измерений может вести к получению оценки скачка плотности с присутствием систематического смещения. Однако, зная статистическое распределение отношения амплитуд волн PKiKP и PcP, мож-

но вычислить вероятность того, что $A_{\text{PKiKP}}/A_{\text{PcP}} < A_{n(\text{PKiKP})}/A_{\text{PcP}}$, где $A_{n(\text{PKiKP})}$ – измеренная амплитуда шума.

Воспользуемся тем, что в среде со случайными неоднородностями амплитуда наблюдаемого сигнала имеет логарифмически нормальное распределение [Татарский, 1967]. Отношение амплитуд РКiKP/PcP также будет иметь логарифмически нормальное распределение. Для оценки параметров этого распределения воспользуемся методом максимума правдоподобия [Ван Трис, 1972], в соответствии с которым искомые оценки – математическое ожидание m и дисперсия σ^2 определяются из условия максимума функции

$$L(m, \sigma^2 | a, b) = \frac{1}{(2\pi\sigma)^{0.5(N+K)}} \prod_{i=1}^N \exp\left(-\frac{(\ln b_i - m)^2}{2\sigma^2}\right) \prod_{k=1}^K \int_{-\infty}^{\ln a_k} \exp\left(-\frac{(t - m)^2}{2\sigma^2}\right) dt, \quad (1)$$

где $L(m, \sigma^2 | a, b)$ – условная вероятность для m и σ^2 при условии, что измерены параметры a_i – отношение амплитуд волн $A_{\text{PKiKP}}/A_{\text{PcP}}$ ($i = 1, \dots, N$), и b_k – отношение $A_{n(\text{PKiKP})}/A_{\text{PcP}}$. Второй член со знаком произведения предполагает, что $b_i < a_i$, то есть амплитуда шума больше амплитуды волны РКiKP на i -ой станции и потому волна РКiKP не обнаружена, хотя заведомо присутствует на сейсмограмме.

Логарифмируя (1), получим более удобное для численных расчетов выражение

$$\ln(L(m, \sigma^2 | a, b)) = -\sum_{i=1}^N \frac{(\ln b_i - m)^2}{2\sigma^2} - N \ln \sigma + \sum_{k=1}^K \ln\left(1 + \Phi\left(\frac{\ln a_k - m}{2^{0.5}\sigma}\right)\right), \quad (2)$$

где $\Phi(x)$ – интеграл ошибок [Двайт, 1966]. За параметры распределения принимаются значения m и σ , на которых достигается максимальное значение функции $\max_{m, \sigma} \ln(L(m, \sigma^2 | a, b))$.

Данные результаты

Для количественных оценок используем данные из единственной известной нам публикации [Tkalčić et al., 2010], в которой приведена подробная исходная информация (таблица 1, цитируемой работы), включая тип проведённых измерений амплитуд РКiKP и PcP (по шуму или волновой форме, выделенной на фоне шума) и качество обнаруженных волновых форм. На основе этих данных были сформированы две группы измерений, представленные ниже в таблицах 1 и 2. Причём в табл. 1 – данные для первой группы измерений, где обнаружены как РКiKP, так и PcP, а в табл. 2 – для второй группы измерений (волновые формы РКiKP не обнаружены на части станций). Далее мы разделили выборку на две группы по эпицентральному расстоянию от очага до станции наблюдения. На эпицентральных расстояниях $11^\circ < \Delta < 13^\circ$ это измерения с номерами с 1 по 6 из табл. 1 и номером 1 из табл. 2 (соответствующие строки таблиц заштрихованы серым). На эпицентральных расстояниях $13^\circ < \Delta < 24^\circ$ это измерения с номерами с 7 по 14 из табл. 1 и номерами 2–7 из табл. 2.

На основе экспериментальных данных из таблиц 1 и 2 по формуле (2) была вычислена логарифмическая функция правдоподобия, а её рельеф для различных значений искомых параметров m и σ приведен на рис. 1.

Таблица 1. Параметры отношения амплитуд (a_1) для первой группы данных

№	Событие ггммдд	Станция	Эпицентрально- ное расстояние, градус	A_{Pcp} отсчеты	A_{PKIKP} отсчеты	$A_{\text{PKIKP}}/A_{\text{Pcp}}$
1	010207	ASHI	11.35	86.58	28.08	0.324
2	941007	BB10	11.67	9.87	2.42	0.245
3	941007	BB36	11.88	16.6	1.7	0.102
4	941007	BB14	12.27	24.05	1.46	0.061
5	941007	BB18	12.68	15.94	1.96	0.123
6	941007	BB20	12.88	63.15	17.09	0.271
7	941007	BB23	13.12	34.06	3.8	0.112
8	941007	SP25	13.41	48.01	6.6	0.137
9	010207	TNMA	14.74	112.86	25.39	0.225
10	941007	VOS	16.37	3552.21	200.45	0.056
11	941007	ZRN	17.49	2463	159.49	0.065
12	010207	SBT	17.8	21.71	2.05	0.094
13	010207	KUJ	19.34	32.2	3.9	0.121
14	010207	MONO	23.74	84.32	18.68	0.222

Таблица 2. Параметры отношения амплитуд (b_1) для второй группы данных

№	Событие ггммдд	Станция	Эпицентрально- ное расстояние, градус	A_{Pcp} отсчеты	A_{PKIKP} отсчеты	$A_{\text{PKIKP}}/A_{\text{Pcp}}$
1	010207	AIB	11.5	17.75	3.56	0.201
2	010207	AOB	17.03	115.53	6.06	0.052
3	010207	YHJ	18.26	17.47	3.75	0.214
4	010207	KZK	18.75	29.52	2.16	0.073
5	941007	AKT	22.96	193.61	12.64	0.065
6	010207	SHK	23.59	12.13	3.43	0.283
7	010207	SHK	23.59	12.13	3.43	0.283

Таблица 3. Сравнение двух видов оценок

Эпицентрально- ное расстояние	Максимум правдоподобия		Среднее	
	m	σ	m	σ
$11^\circ < \Delta < 13^\circ$	-1.9	0.67	-1.79	0.56
$13^\circ < \Delta < 24^\circ$	-2.45	0.6	-2.15	0.51

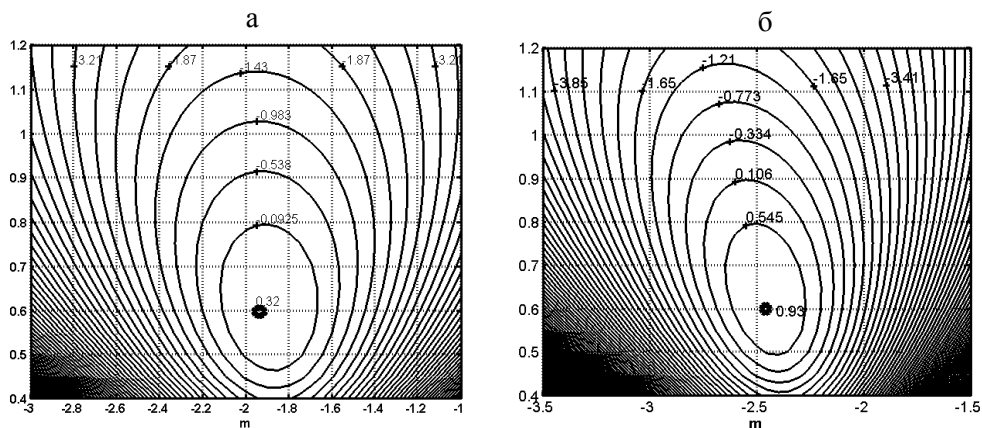


Рис. 1. Рельеф логарифмической функции правдоподобия в координатах (m ; σ) для диапазонов расстояний $11^\circ < \Delta < 13^\circ$ (а) и $13^\circ < \Delta < 24^\circ$ (б)

Полученные при этом оценки параметров m и σ приведены в табл. 3 вместе с оценками среднего и среднеквадратичного отклонения только по данным измерений обнаруженных амплитуд A_{PKIKP} и A_{PCP} . Из табл. 3 следует, что, во-первых, оценки максимума правдоподобия параметра m имеют меньшие значения, чем оценки среднего и, во-вторых, что погрешность σ параметра m слабо зависит от эпицентрального расстояния. Так, для диапазона эпицентральных расстояний $13^\circ < \Delta < 24^\circ$ минимуму функции правдоподобия соответствуют значения $m = -2.45$ и $\sigma = 0.6$, а для диапазона $11^\circ < \Delta < 13^\circ$ $m = -1.9$ и $\sigma = 0.67$. Соответствующие значения m и σ без учета «негативных» измерений составили $m = -2.15$ и $\sigma = 0.51$ и $m = -1.79$ и $\sigma = 0.56$. Таким образом, в рассматриваемом примере данных относительная ошибка в определении скачка плотности двумя методами различается в 1.1 и 1.4 раза соответственно.

Результаты оценки скачка плотности на границе внутреннего ядра Земли различными методами по двум группам измерений представлены на рис. 2. Сравнение полученных оценок скачка плотности с модельными кривыми показывает, что учёт «негативной информации» даёт заметное снижение результирующих оценок. Как видно, учёт «негативной информации» методом максимального правдоподобия позволяет предположить, что величина скачка плотности находится в

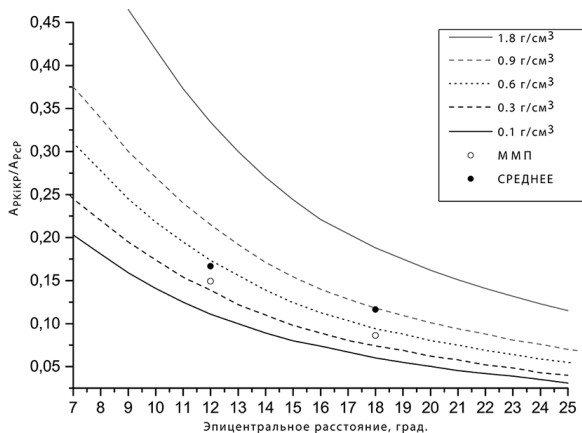


Рис. 2. Полученные оценки скачка плотности (методом максимального правдоподобия и среднее) и теоретические амплитудные отношения, рассчитанные для стандартной модели *ak135* [Kennett et al., 1995] и скачков плотности, указанных в легенде в правом верхнем углу

диапазоне 0.3–0.6 г/см³. В то время как оценка только по средним значениям обнаруженных волновых форм РКіКР и РсР даёт немного большую величину – порядка 0.6–0.9 г/см³.

Представленный выше анализ данных независимого источника показывает, что оценки скачка плотности по амплитудному отношению волн РКіКР и РсР без учёта «негативной информации» имеют тенденцию к завышению. По-видимому, именно этим эффектом можно объяснить, по крайней мере некоторую часть, систематического смещения этих оценок относительно оценок скачка плотности, полученных по данным собственных колебаний Земли.

Исследования выполнены в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0004).

Литература

Адушкин В.В., Ан В.В., Овчинников В.М., Краснощечков Д.Н. О скачке плотности на внутренней границе земного ядра по наблюдениям волн РКіКР на расстояниях около 6° // Доклады Академии Наук. Т. 354, № 3, с. 382–385, 1997.

Бурмин В.Ю. Распределение плотности и упругих параметров в Земле // Физика Земли, № 7, с. 76–88, 2006.

Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. Том 1. М. : Советское радио, 1972. – 744 с.

Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М. : Физматгиз, 1966. – 229 с.

Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М. : Наука, 1967. – 548 с.

Bolt B.A., Qamar A. An upper bound to the density jump at the boundary of the Earth's inner core // Nature. Vol. 228, № 5267, P. 148–150, 1970.

Dziewonski, A.M., Anderson, D.L. Preliminary reference Earth model // Physics of the Earth Planetary Interiors. Vol. 25. P. 297–356, 1981.

Gubbins D., Masters T.G., Jacobs J.A. Thermal Evolution of the Earth's core // Journal Geophys. RAS. Vol. 59, P. 57–99, 1979.

Kennett, B.L.N., Engdahl, E.R. & Buland, R. Constraints on the velocity structure in the Earth from travel times // Geophysical Journal International. Vol. 122, P. 108–124, 1995.

Koper, K.D., M.L. Pyle. Observations of РКіКР/РсР amplitude ratios and implications for Earth structure at the boundaries of the liquid core // Journal of Geophysical Research. Vol. 109, B03301, doi:10.1029/2003JB002750, 2004.

Masters, T.G., D. Gubbins. On the resolution of density within the Earth // Physics of the Earth and planetary interiors. Vol. 140. P. 159–167, 2003.

Ringdal F. On the estimation of seismic detection thresholds // Bulletin of the Seismological Society of America. Vol. 65 № 6 P. 1631–1642, 1975.

Shearer P., Masters G. 1990. The density and shear velocity contrast at the inner core boundary // Geophysical Journal International, Vol. 102, P. 491–498, 1990.

Tkalčić H., Cormier V.F., Kennett B.N.L., He K. Steep reflections from the earth's core reveal small-scale heterogeneity in the upper mantle // Physics of the Earth and planetary interiors. Vol. 178, P. 80–91, 2010.

Tkalčić H. Complex inner core of the Earth: The last frontier of global seismology // Reviews of geophysics. Vol. 53, doi:10.1002/2014RG000469, 2015.

Человек, говорящий о влиянии идей одной области на идеи в другой области, всегда рискует выставить себя дураком.

Р. Фейнман

О МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА СКОЛЬЖЕНИЯ ПО РАЗЛОМУ

Г.Г. Кочарян^{1,2}, И.В. Батухтин^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

²Московский физико-технический институт

Наилучшим результатом моделирования процесса скольжения по разлому является установление таких макроскопических параметров, контролирующих деформационный процесс, которые могут быть измерены в натуральных условиях. Представляется, что хорошим кандидатом на эту роль является динамическая жесткость разломной зоны. Эксперименты последних лет показывают, что величина этого параметра радикально снижается в процессе перехода разломной зоны в метастабильное состояние, определяет тип скольжения по разлому и может быть оценена активными и пассивными сейсмическими методами. При этом критерием подобия при лабораторном и численном моделировании является сохранение величины отношения жесткости нарушения сплошности к жесткости вмещающего массива.

Введение

С тех пор, как Дж. Милн создал в 1880 г. первый современный сейсмограф, развитие феноменологических и, тем более, математических моделей процессов, происходящих при деформировании литосферы, стало стремительно отставать от темпов накопления наблюдательного материала. Классическим, всем известным примером, является закон Омори – первый закон физики землетрясений. Как ни удивительно, общепризнанной интерпретации этого предельно простого в математическом смысле соотношения не создано до сих пор [Гульельми, 2017].

Почти полтора века развития сейсмологии как науки, «ноги бежали впереди головы», которая то приближалась, то вновь безнадежно отставала. При этом, в соответствии с предметом изучения – землетрясениями – наблюдалась выраженная динамическая неустойчивость: увеличение скорости получения данных часто приводило к очередному провалу в понимании изучаемых явлений, причем эти провалы в большинстве случаев длительное время не вполне осознавались геофизическим сообществом. В качестве примеров можно привести такие широко известные эпопеи, как «парадокс теплового потока Сан-Андреаса» или концепция определя-

ющего влияния прочных участков разлома, так называемых «asperities» или барьеров, на зарождение и распространение динамического разрыва.

По мнению К. Шольца, такая ситуация сложилась, в том числе, в связи с тем, что сейсмология и физика отличаются на фундаментальном, мировоззренческом уровне. «...Это можно понять, рассматривая неоднозначное определение землетрясения. С одной стороны, это есть сотрясение, которое вызывает повреждение и чувствуется людьми и сейсмометрами. С другой, это есть быстрое проскальзывание разлома, которое вызывает излучение волн и сотрясение. С точки зрения определения проблемы большинство сейсмологов принимает первое, а большая часть физиков второе определение, и каждый признает определение других как вторичную проблему...» [Scholz, 1992]. Иллюстрацией может служить реакция одного довольно известного сейсмолога из ИФЗ РАН на фразу «...для землетрясения характерен сложный источник сейсмических волн», посчитавшего ее безграмотной.

Можно подметить, что качественные прорывы в интерпретации результатов наблюдений и создании адекватных моделей физических процессов наблюдались в периоды активного сотрудничества сейсмологов, физиков и геологов, когда формировались команды, включающие специалистов по получению и обработке полевого материала, механиков, способных теоретически описать закономерности динамического распространения разрыва, экспериментаторов, проводящих лабораторные опыты, аналитиков, обобщающих различные аспекты явления. Широко известными результатами подобного сотрудничества являются, например, ЛНТ [Mjachkin et al., 1976] и Дилатантно-диффузионная [Scholz et al., 1973] модели и подготовки землетрясения.

Бурное развитие наблюдательных технологий в науках о Земле в последние 20 лет вновь способно сыграть злую шутку с геофизическим сообществом. Огромный объем получаемого материала – результаты регистрации параметров колебаний плотными сетями широкополосной сейсмической аппаратуры, данные космической геодезии – дают столь обильную пищу для спекуляций, что без четких, пусть даже упрощенных, представлений, определяющих связи между основными параметрами физических процессов, интерпретация результатов наблюдений может оказаться глубоко ошибочной. Ярким примером является объяснение вариаций в диапазоне 3–4 порядка величины кажущегося напряжения (условная часть напряжений на разломе, работа которой при подвижке по разлому не расходуется на разрушение или тепловые потери) общими соображениями о неоднородности геофизической среды и разной прочности материала.

О структуре деформационного процесса в окрестности очага землетрясения и законах подобия

Многие детали деформационных процессов, происходящих на сейсмогенных глубинах, практически недоступны для наблюдения. В этой связи моделирование играет огромную роль в достижении понимания физических процессов, происходящих в зоне скольжения, и определении макроскопических характеристик, контролирующих этот процесс. В то же время, постановки лабораторных экспериментов и численных моделей, как правило, до предела упрощены, что вызывает частые нарекания со стороны оппонентов. Справедливо отмечается, что во многих случаях не выполняются соотношения подобия, что условия проведения лабора-

торных опытов бесконечно далеки от условий на сейсмогенных глубинах, что невозможно воспроизвести ни в лаборатории, ни, пока что, при проведении расчетов весь комплекс сложнейших процессов, происходящих в очаге землетрясения и т.д. Эти возражения исходят из ошибочного представления о том, что лабораторные исследования непременно есть форма масштабного моделирования, как, например, при моделировании механического действия взрыва. Экспериментальные работы в геомеханике разломных зон следует рассматривать, скорее, как исследования фундаментальных свойств геоматериалов и геоструктур, которые определяют закономерности деформирования. Полученные результаты могут быть использованы для улучшения понимания отдельных компонентов процессов, гипотетически происходящих на больших глубинах, для проверки теорий и идей. Наилучшим, на наш взгляд, результатом моделирования является установление таких макроскопических параметров, контролирующего деформационный процесс, которые, в свою очередь, могут быть измерены в натуральных условиях.

Структуру деформационных процессов, происходящих в окрестности сейсмогенного разлома, с известной долей условности можно разделить на две подобласти, едва пересекающиеся во времени и пространстве. Первая – процессы, связанные с подготовкой землетрясения. Вторая – скольжение по разлому. Соответственно и проводимые исследования можно разделить на две большие группы. В первой изучаются процессы, детерминированные эволюцией соответствующего участка коры: особенности напряженно-деформированного состояния, процесс накопления энергии деформации, трансформацию характеристик среды, деформационных и гидрогеологических процессов, параметров физических полей в ближней и дальней окрестности будущего разрыва. Поскольку процесс подготовки крупного землетрясения охватывает огромные области, за многие годы накоплен большой объем наблюдательного материала. Вполне естественно, что именно эта группа работ создает основу для развития методов прогноза землетрясений. Это означает, что большинство прогнозов основано на региональных эффектах и довольно слабо связано с физическими процессами, происходящими непосредственно в очаге. Сам момент динамического срыва во многом случаен, определяется локальными процессами в области зарождения скольжения, а иногда и внешними по отношению к очаговой зоне, порой довольно слабыми воздействиями. Скорее всего, именно этим и обусловлены регулярные неудачи краткосрочных прогнозов, а успешные прогнозы были, по выражению Г.А. Соболева, почти случайны.

Второе направление, которое нас будет интересовать в первую очередь, изучает именно процесс скольжения по разлому: условия зарождения, распространения и остановки разрыва, деформационные события, происходящие на разных масштабных уровнях – от перемещений геоблоков, до образования нанокристаллов в зеркалах скольжения, влияние на характер скольжения прочностных, фрикционных, реологических свойств материала, структуры разломной зоны, ее флюидодинамики и т.д. Обнаруженная в результате обследования разломных зон за последние полтора десятилетия чрезвычайно высокая степень пространственной локализации косейсмической подвижки, позволяет говорить о кардинальном влиянии на процесс скольжения механических характеристик и структуры геоматериала в узкой центральной части разлома.

Модели, применяемые для воспроизведения характеристик сейсмического цикла, принято подразделять на следующие категории (см. рис. 1, терминология заимствована в [Rosenau et al., 2017]).

– «Пружинно-блочные» модели, в которых упругий и фрикционный элементы есть физически отдельные компоненты установки. Обычно полагают, что эти модели могут использоваться лишь для концептуального рассмотрения процессов, происходящих в натуре.

– «Разломно-блоковые» модели, в которых два упругих блока с одинаковыми или разными свойствами находятся во фрикционном контакте. Считается, что результаты, полученные на этих моделях, могут быть качественно экстраполированы на натуре.

– «Сейсмотектонические модели», в которых тектонические условия более-менее реалистично моделируются в небольших масштабах и с граничными условиями, имитирующими естественный прототип. Эти модели применяются чаще всего в тектонофизике. Их авторы даже иногда претендуют на то, чтобы полученные результаты количественно масштабировались на природные условия.

Обычно считается, что для корректного моделирования должны выполняться условия подобия – сохранения определенных безразмерных параметров. Определяющим масштабом является отношение линейных размеров. При моделировании медленных процессов межсейсмической фазы ключевыми являются соотношения между тектоническими или литостатическими напряжениями и прочностью материала или (в упругой области) его упругими характеристиками. Под прочностью понимается либо характерная прочность геоматериала, либо фрикционная прочность, зависящая от нормального давления. Соответствующий безразмерный параметр есть

$$S = \frac{\rho g L}{\sigma_*} \text{ или } S = \frac{\rho g L}{B},$$

где ρ – плотность, g – ускорение силы тяжести, L – характерный размер задачи, σ_* – прочность, B – упругий модуль. В случае псевдовязкого деформационного режима при моделировании должно сохраняться соотношение между гравитационными и вязкими напряжениями: $R = \frac{\rho g L}{\eta v/L}$, где h – вязкость (Па·с), а v – скорость течения.

При моделировании косейсмической стадии для выполнения условий подобия должно сохраняться отношение сил инерции и гравитации $F = \frac{v^2}{g l}$ – аналог числа Фруда, применяемого в гидродинамике, инерции и упругости $Ca = \frac{\rho v^2}{B}$ – аналог числа Коши, инерции и вязкости $Re = \frac{\rho v L}{\eta}$ – число Рейнольдса. На практике, пред-

полагая, что вязкий поток играет ограниченную роль на косейсмической стадии, на которой преобладают упругая деформация и хрупкое разрушение, несохранение числа Рейнольдса на косейсмической фазе считается приемлемым.

Помимо упомянутых выше безразмерных чисел, все безразмерные параметры модели должны быть сохранены, например, коэффициент Пуассона, коэффициент трения, фрикционные параметры закона трения Rate&State и т.д. Необходимость сохранения безразмерных параметров определяет и прочие соотношения.

Критерии подобия следовало и следует, несомненно, соблюдать пока речь идет о деформационных процессах в области подготовки землетрясения. Более того, если мы встанем на позицию, что очаг представляет собой разрыв, распространя-

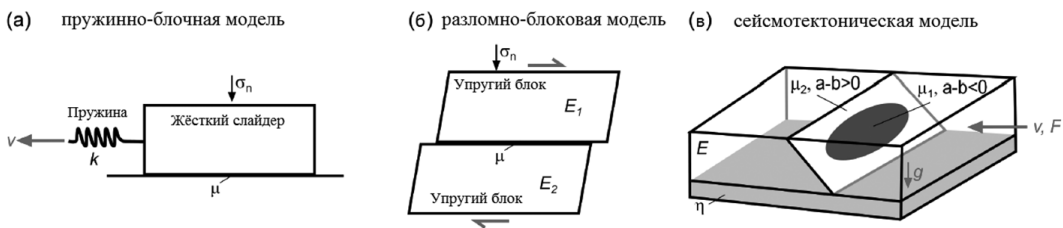


Рис. 1. Категории аналоговых моделей (по [Rosenau et al., 2017]).

а – пружинно-блочные модели; б – разломно-блоковые модели; в – сеймотектонические модели

ющийся в континууме, то необходимость сохранения вышеупомянутых соотношений остается актуальной на всех стадиях, вплоть до остановки распространяющейся трещины.

В тех же случаях, когда речь идет о скольжении по существующему разлому, использовать традиционный подход, по-видимому, невозможно. Так, например, сохраняя отношение линейных размеров и геометрии тектонических блоков в натуре и в эксперименте, совершенно невозможно получить аналогичное соотношение для толщины зоны скольжения. Характерные размеры зерен заполнителя примерно одинаковы в натуре и в лабораторной модели, тогда как волнистость и шероховатость контактных поверхностей отличаются на много порядков. Удельная сдвиговая жесткость нарушения сплошности – основной параметр, характеризующий заключительную фазу процесса подготовки и начала скольжения, – изменяется по разным законам в разных диапазонах длин. Этот список можно продолжать. Завершая этот раздел, заметим, что безразмерные так называемые фрикционные параметры закона Rate&State a и b , молчаливо предполагаются одинаковыми для модели и природы без всяких на то, в отличие от коэффициента трения поверхностей, оснований.

Управляющие параметры режима скольжения

Прежде всего, следует сформулировать, что же мы хотим получить, осуществляя моделирование сейсмического процесса.

Следует признать, что основной задачей сейсмологии является поиск таких признаков готовящегося землетрясения, которые могут быть надежно зарегистрированы инструментально. Мы сознательно не употребляем здесь термин «прогноз землетрясений» в силу его определенной дискредитации. Если встать на точку зрения, что такие признаки не могут быть обнаружены, то большинство исследований в этой области теряют всякий смысл и лучше потратить деньги и время на обеспечение качественного строительства в сейсмоактивных районах.

Можно сформулировать несколько подходов к моделированию и, соответственно, несколько типов ожидаемых результатов. Во-первых, это насколько возможно точное воспроизведение всего цикла деформирования или его отдельных частей, применяемое наиболее часто в тектонофизике. Этот подход, как показывает опыт, оказывается полезным для оценки тенденции развития напряженно-деформированного состояния региона, но основной цели моделирования – прогноза времени сильного землетрясения – достигнуть не в состоянии; прежде всего потому, что,

как отмечалось выше, сам момент динамического срыва определяется локальными процессами в области зарождения скольжения, которые не могут быть воспроизведены при такой постановке эксперимента.

Второй, широко применяемый, подход используется для вероятностной оценки сейсмической опасности. Уделяя относительно небольшое внимание физике процесса, сейсмологам, работающим в рамках этого направления, удалось достигнуть значительных успехов в определении статистических закономерностей сейсмичности, часто оказывающихся полезными для долгосрочного и среднесрочного прогнозов.

Третий подход – исследование в физическом или численном эксперименте закономерностей динамического разрушения целого или составного образца, в какой-то степени моделирующего очаговую область. Здесь иногда воспроизводятся некоторые отдельные условия и процессы, характерные для природы (давление, температура, поровое давление, фрикционное плавление и т.д.), однако речь о подобии, как правило, не идет. Целью этих экспериментов является установление физических закономерностей возникновения разрушения и интерпретация на их основе результатов натурных наблюдений.

С точки зрения решения основной задачи – поиска признаков подготовки динамического срыва – моделирование процесса скольжения по разлому должно охватывать заключительную фазу подготовки и начальный участок скольжения. При этом необходимо предложить инструментально контролируемые макроскопические параметры, которые адекватно отражали бы текущее состояние разломной зоны.

При моделировании процесса скольжения основным изучаемым свойством является трение горных пород. Вообще говоря, поскольку предмет исследования – свойство материала, никакой модельный материал не может являться адекватной заменой. Однако в распоряжении исследователей чаще всего нет образцов, отобранных из интересующего сегмента разлома. В этой связи следует установить параметры, управляющие процессом скольжения.

Сразу подчеркнем, что статический коэффициент трения (прочность контакта) здесь не имеет решающего значения. В наших предыдущих работах описаны и исследованы в лабораторных экспериментах различные типы скольжения по границам раздела [Адушкин и др., 2016а; Кочарян, 2016]. Было показано, что мода скольжения определяется соотношением между жесткостью разлома k_s и жесткостью вмещающего массива K .

Жесткость массива определяется выражением:

$$k_m = G/\lambda, \quad (1)$$

где λ – расстояние между соседними субпараллельными тектоническими нарушениями одного ранга, а G – модуль сдвига.

Сдвиговая жесткость разлома или трещины описывается общепринятым в геомеханике образом:

$$k_s = d\sigma_s/du \quad (2)$$

Здесь σ_s – напряжение касательное к плоскости трещины, а u – относительное смещение берегов трещины. На запредельном участке реологической кривой, когда величина сопротивления сдвигу снижается с ростом деформации, параметр $k_s = |d\sigma_s/du|$ удобно называть *скоростью снижения сопротивления сдвигу*.

Хорошо известно, например, [Scholz, 1998], что неперенным условием возникновения фрикционной неустойчивости на разломе, помимо скоростного разупрочнения контакта, является выполнение соотношения:

$$|k_s| \geq K. \quad (3)$$

Прерывистое скольжение происходит в довольно широком диапазоне отношений $|k_s|/K$, тогда как медленные режимы скольжения реализуются в узкой области значений $|k_s|/K \sim 1 \div 2$. Жесткость разлома с одной стороны является интегральным параметром, отражающим многие характеристики разлома на мезоуровне (материальный состав и форму зерен заполнителя, его фрикционные характеристики, свойства флюида, заполняющего разлом и др.), а с другой – определяет характеристики процесса скольжения, поскольку величина жесткости массива K в области расположения очагов коровых землетрясений слабо зависит как от региона, так и от глубины. Это означает, что на тех разломах, где жесткость достаточно высока, энергия деформирования реализуется в виде динамических срывов – «нормальных» землетрясений. На разломах с низкой жесткостью могут иметь место события медленно-го скольжения, либо накопленная деформация реализуется в виде крипа.

Для возникновения фрикционной неустойчивости соотношение (3) должно выполняться независимо от давления, температуры, тектонического режима, материального состава разлома, обводненности, порового давления и т.д. В самом деле, фрикционная прочность и сдвиговая жесткость разлома пропорциональны величине эффективного нормального давления вплоть до температур, при которых наблюдается переход от хрупкого разрушения к квазипластическому течению (~ 500 °C для гранита, ~ 750 °C для базальта). При этом зоны локализации сдвигов становятся настолько текучими, что скольжение фактически происходит путем сдвига внутри материала, то есть определяется уже законами пластического течения, а не фрикционным взаимодействием. В этих условиях величина

$$k_s = |d\sigma_s/du|$$

на запредельной ветви деформирования радикально снижается (рис. 2, а), что, в конечном итоге, делает невозможным возникновение фрикционной неустойчивости и определяет переход к стабильному скольжению по разлому. К аналогичному эффекту приводит и увеличение давления (рис. 2, б). То обстоятельство, что медленные деформационные события часто наблюдаются именно в зоне хрупко-пластического перехода, свидетельствует в пользу приведенных рассуждений.

С другой стороны, по мере приближения уровня сдвиговых напряжений к пределу фрикционной прочности τ_s и при переходе (по мере перехода) разлома в метастабильное состояние, сдвиговая жесткость разломной зоны k_s должна резко снижаться и, формально, стремиться к бесконечно малой величине перед началом макроскопического скольжения (рис. 3). Если процесс периодически повторяется, как, например, в случае сейсмического цикла или его лабораторного аналога – «стик-слипа», то можно ожидать регулярных вариаций величины

$$k_s = |d\sigma_s/du|$$

[Кочарян, Кабыченко, 2003; Johnson, Jia, 2005]. Эти представления независимо были подтверждены в недавних лабораторных экспериментах несколькими группами исследователей [Адушкин и др., 2016б; Scuderi et al., 2016].

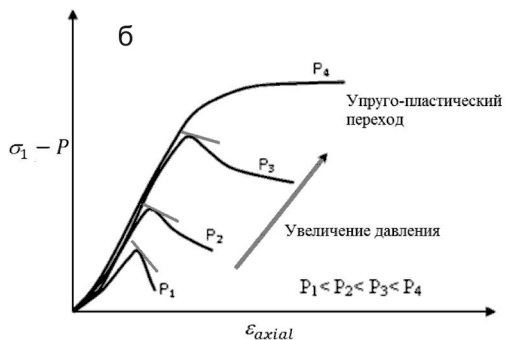
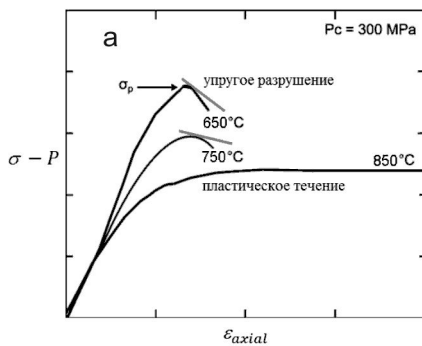
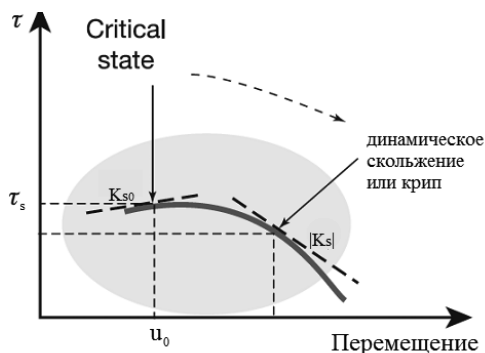


Рис. 2. Схематичные зависимости дифференциальное напряжение–деформация для образца базальта (по [Violay et al., 2012])

Рис. 3. Зависимость напряжение-перемещение в окрестности метастабильной области



Стоит отметить, что наиболее приемлемым макроскопическим параметром, меняющимся в ходе зарождения процесса скольжения по разлому, является динамическая жесткость последнего. Эта характеристика, в отличие от соответствующей квазистатической величины, может быть определена сейсмическими методами как в лаборатории, так и в натуральных условиях.

Заключение

Анализ показывает, что при моделировании процесса скольжения по разлому основным параметром, определяющим подобие развития процессов в лаборатории и в природе, является отношение сдвиговой жесткости разлома к жесткости вмещающего массива. Этот параметр контролирует режим скольжения независимо от P - T условий, тектонической обстановки, материального состава разлома, обводненности, порового давления и т.д.

Выполненные недавно эксперименты показали, что в спектре регистрируемых фоновых колебаний могут быть выявлены собственные частоты механической системы блок–разлом [Кочарян и др., в печати]. В опытах отчетливо проявился эффект смещения соответствующих спектральных пиков в область низких частот по мере приближения контакта к моменту динамического срыва. Это означает, что су-

ществует принципиальная, хотя пока и гипотетическая, возможность инструментального контроля изменений напряженно-деформированного состояния разломной зоны на заключительной стадии подготовки землетрясения.

Работа выполнена при финансовой 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.

Адушкин В.В., Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Павлов Д.В. О предвестнике динамического срыва по тектоническому разлому // *ДАН*. 2016, том 470, № 6, с. 707–710.

Гульельми А.В. Закон Омори (из истории геофизики) // *УФН* (2017). Т. 187, № 3. С. 343–348.

Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М. ГЕОС. 2016. – 424 с.

Кочарян Г.Г., Кабыченко Н.В. Проявление блоковых движений в длиннопериодном сейсмическом фоне // *Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли: сб. научн. тр. ИДГ РАН. Книга 1. Москва. [б.и.]. 2003. С. 98–107.*

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Павлов Д.В., Будков А.М. О перспективе обнаружения процесса подготовки землетрясения в спектре сейсмического шума. Лабораторный эксперимент // *Физика Земли*. Принято к публикации.

Johnson P.A., Jia X. Nonlinear dynamics, granular media and dynamic earthquake triggering // *Nature*. 2005. V. 437. N. 6. P. 871–874.

Mjachkin V.I., Brace W.F., Sobolev G.A., Dieterich J.H. Two models for earthquake forerunners // *Pure. Appl. Geophys.* 1975. Vol. 113. P. 169–181.

Scholz C.H. Paradigms or Small Change In Earthquake Mechanics // *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks A Festschrift in Honor of W.F. Brace*. B. Evans, T. Wang (eds), ACADEMIC PRESS LIMITED. 1992. P. 505-517.

Scholz C.H. Earthquakes and friction laws // *Nature*. 1998. V. 391. P. 37–42.

Scholz C.H., Sykes L.R. and Aggarwal Y.P. 1973. Earthquake prediction: A physical basis. *Science*, 181: 803–810.

Scuderi M.M., Marone C., Tinti E., Di Stefano G., Collettini C. Precursory changes in seismic velocity for the spectrum of earthquake failure modes // *Nature Geoscience*. 2016. V. 9. P. 695–700.

Rosenau M., Corbi F., Dominguez S. Analogue earthquakes and seismic cycles: experimental modelling across timescales // *Solid Earth*, 8, 597–635, 2017, www.solid-earth.net/8/597/2017/doi:10.5194/se-8-597-2017.

Violay, M., Gibert, B., Mainprice, D., Evans, B., Dautria, J-M., Azais, P., Pezard, P. Pézard (2012). An experimental study of the brittle-ductile transition of basalt at oceanic crust pressure and temperature conditions // *J. Geophys. Res.*, doi:10.1029/2011JB008884.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД: ВЛИЯНИЕ НА ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ ДЛЯ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ

Б.А. Иванов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Классическая задача об образовании кратера на поверхности полупространства анализируется методами численного моделирования для случая «реальных» уравнений состояния (УС) Тиллотсона и ANEOS. Выбрана простейшая модель прочности – сухое трение, ограниченное переходом от хрупкого к пластическому пределу прочности с уменьшением прочности при повышенных температурах. Показано, что такая модель прочности разрушает традиционный подход к построению законов подобия, требуя построения более сложной зависимости от скорости удара.

Введение

Законы подобия (*англ.* – *scaling laws*) играют важное значение при решении широкого круга задач, связанных с образованием ударных кратеров на поверхности планетных тел Солнечной системы. В зависимости от орбиты, массы и размеров планетного тела скорость ударов астероидов и ядер комет и ускорение свободного падения на поверхности тела-мишени изменяются в широких пределах. Поскольку дарные кратеры, появляющиеся на поверхности с определенной частотой, несут важную информацию о возрасте планетных тел, сравнение размеров кратеров, образованных с различными скоростями на поверхностях с различной силой тяжести, является одной из важнейших проблем практической планетологии. Например, чтобы перенести хронологию лунных кратеров на Марс, необходимо учесть большую силу тяготения на поверхности и примерно вдвое меньшую среднюю скорость ударов на Марсе по сравнению с Луной [Ivanov, 2001].

Широко применяемые, в настоящее время, законы подобия, основаны на лабораторных опытах при скоростях удара до 7 км/с и ускорении свободного падения от почти нулевых до 500 g (достигаемых с помощью центрифуги; $g = 9.81 \text{ м/с}^2$) [Schmidt and Housen, 1987; Holsapple and Schmidt, 1979; Ivanov and Hartmann, 2007]. Развитие численного моделирования ударных процессов позволяет расширить диапазон скоростей удара, но при этом свойства вещества при ударном кратерообразовании могут меняться при прохождении ударной волны и больших перемещениях вещества. Это может усложнить законы подобия, основанные на низкоскоростных экспериментальных данных.

В данной публикации приводятся промежуточные результаты, проводимого в ИДГ РАН исследования, законов подобия. Ранее [Иванов, 2016] были опубликованы результаты для законов подобия при одномерном ударе. В данной работе приводятся результаты по зависимости законов подобия образования ударных кратеров в мишени с сухим трением.

Постановка задачи

Известно, что хорошим приближением для моделирования ударных и взрывных кратеров в горных породах является модель сухого трения. Такие модели довольно точно описывают лабораторные кратеры в сухом песке и в лунном реголите [Prieur et al., 2017]. В данной работе изучается влияние уменьшения коэффициента трения при нагреве материала мишени в процессе образования кратера. Нагрев вещества в ударном процессе складывается из двух основных составляющих – нагрев при прохождении ударной волны (цикл ударная нагрузка – изэнтропическая разгрузка) и пластическая работа против сил прочности при сдвиговом деформировании. Оба процесса достаточно точно описываются в используемой программе SALEB [Ivanov and Pierazzo, 2011].

Зависимость прочности и сухого трения с температурой оценивается по опубликованным данным трехосного испытания пород при высоких давлениях и температурах. Используемая модель опубликована ранее [Collins et al., 2004]. Вслед за работой [O'Keefe and Ahrens, 1993] предполагается, что при температуре солидуса трение в горных породах падает до нуля из-за появления частичного расплава. В данной работе использовано уравнение состояния для гранита, дунита и базальта, ранее проверенное в работе [Ivanov et al., 2010].

Методом численного моделирования изучалось образование кратера в среде без сцепления в постоянном вертикальном поле тяготения при вертикальном ударе со скоростями от 5 до 30 км/с, что покрывает диапазон средних скоростей удара для различных планетных тел – от астероидов главного пояса до Меркурия. На Земле и Луне средняя скорость удара составляет 18–20 км/с.

Законы подобия при образовании ударных кратеров

Удары с низкой и с высокой скоростью приводят к образованию очень похожих по форме кратеров, однако параметры ударных волн в ближней зоне существенно различаются [Ferriere et al., 2008]. Общепринятые в настоящее время законы подобия [Schmidt and Housen, 1987; Holsapple and Schmidt, 1979] записываются через безразмерные пи-параметры:

$$\pi_2 = (1.61gD_p)/U^2; \pi_D = D(\rho/m)^{1/3}; \pi_d = d(\rho/m)^{1/3}; \pi_V = V(\rho/m) \quad (1)$$

где m , U и D_p – масса, скорость и диаметр ударника, соответственно, D , d и V – диаметр, глубина и объем кратера (в данном контексте – переходного кратера), ρ – плотность материала мишени, g – ускорение свободного падения.

Если материал мишени не обладает сцеплением, зависимость размеров кратера от параметров ударника и свойств мишени выражается в виде простых степенных соотношений между величинами π_D , π_d , π_V и π_2 . Например, для диаметра переходного кратера в сухом песке

$$\pi_D = K_D \pi_2^{-\alpha}, \quad (2)$$

где коэффициент K_D и показатель степени α определяются методом наименьших квадратов путем подгонки уравнения 2 под экспериментальные или расчетные данные.

Исследования показали, что для материала мишени с сухим трением показатель α равен примерно 0.17, в то время как для материалов с малым сцеплением,

но без трения, в гравитационном режиме показатель α равен примерно 0.22, что почти совпадает со случаем мишени без трения (так называемый «гидродинамический» предел тяжелой жидкости (см. обзор [Ivanov and Hartmann, 2007]). При постоянном размере ударника в данном подходе зависимость механической эффективности (диаметр, глубина, и объем переходного кратера) от скорости ударника будет несколько меньше, чем следует из простого энергетического подобия. Причины этого выяснены довольно полно – с ростом скорости удара растут потери на необратимый нагрев материала в ударной волне. При высоких скоростях удара большую роль играет также импульс отдачи выбрасываемого материала (см. предыдущую работу данного цикла [Иванов, 2016]). Для наглядности можно показать, что в гравитационном режиме образования кратера (работа против силы тяжести много больше работы против сцепления материала) диаметр переходного кратера с ростом скорости удара U и/или диаметра ударника D_p возрастает как

$$D \sim D_p^{0.78} U^{0.44} g^{-0.22} \quad (3)$$

– для мишени с трением:

$$D \sim D_p^{0.83} U^{0.34} g^{-0.17} \quad (4)$$

Аналогичные соотношения в форме (2) или (3) можно записать для глубины и диаметра переходного кратера.

Моделирование образования ударных кратеров

Основные детали процедуры численного моделирования были опубликованы ранее [Ivanov and Pierazzo, 2011; Collins et al., 2004; Ivanov et al., 2010]. Целью данной работы является исследование влияния скорости ударника на эффективность кратерообразования (то есть – на размеры переходного кратера) в мишени, материал которой ведет себя как сыпучая среда с сухим трением с постоянным трением f , зависящим только от температуры. Предполагается, что с приближением к температуре плавления (температуры солидуса для полиминеральных горных пород), T_m – прочность вещества стремится к нулю. Сама температура плавления увеличивается с давлением. В качестве модельного описания уменьшения прочности с температурой выбран формализм, описанный в работе [Ohnaka, 1995]. В компьютерной программе в каждой ячейке вычисляются давление p , температура T и температура плавления $T_m(p)$, возрастающая с давлением (рис. 1, А). По стандартной модели [Collins et al., 2004] вычисляется прочность вещества T_s , пропорциональная (для разрушенного материала) давлению с коэффициентом трения $f(p)$. Эта величина «обрезается» предельным пластическим значением прочности при давлениях выше $\sim 1-2$ ГПа. Подученная величина прочности умножается на понижающий коэффициент k_{temp} :

$$k_{\text{temp}} = \tanh(k*(T_m/T-1)) \quad (5)$$

где \tanh – функция гиперболического тангенса, а коэффициент пропорциональности k выбирается путем подгонки по экспериментальным данным [Ohnaka, 1995; Stesky et al., 1974]. Для типичных горных пород (гранит, базальт, дунит) коэффициент k имеет величину от 1 до 2. На рис. 1 показан пример зависимости прочности от давления и температуры для хорошо изученного гранита Вестерли.

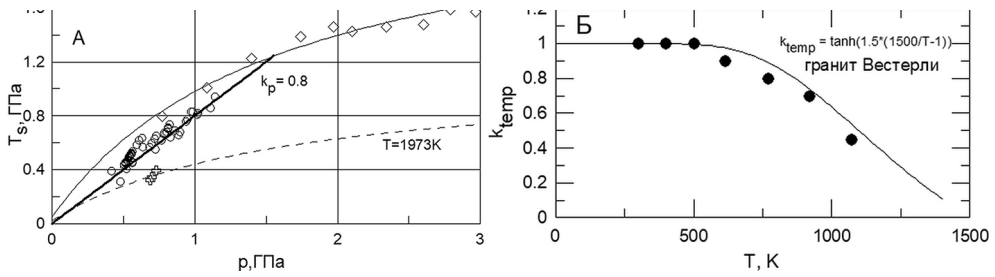


Рис. 1. Зависимость сдвиговой прочности от давления (А) и температуры (Б) для гранита Вестерли ($T_m = 1500$ К, $k = 1.5$ в уравнении 5 – сплошная кривая) и экспериментальные данные [Ohnaka, 1995; Stesky et al., 1974]

Исходный (при низких температурах и давлениях) коэффициент трения варьировался в пределах 0.4 до 0.6, скорости ударника – от 5 до 30 км/с. Ударник и мишень моделировались одним и тем же материалом.

Размеры переходного кратера определялись по максимально достигаемым глубине и объему ниже исходного уровня поверхности мишени. Диаметр переходного кратера определялся в момент изменения направления скорости на краю кратера с положительного (выброс) на отрицательный (начало медленного сползания материала с бортов вниз). Результаты моделирования пересчитываются в безразмерные пи-величины (1). Рассмотрим полученные результаты для диаметра, глубины и объема переходных кратеров.

Диаметр. На рис. 2, в безразмерных координатах (1), показана зависимость от масштаба приведенного диаметра переходного кратера. Верхняя наклонная линия отвечает диаметру переходного кратера в среде с уравнением состояния горной породы, но без прочности, называемой иногда «гидродинамическим предельным случаем». В данной работе мы предпочитаем термин «закон подобия для непористой среды без прочности» (или NPS – non-porous scaling). Здесь же показаны зависимости, полученные в последние 20 лет для сухого песка (при скоростях удара до 7 км/с) и для мишеней без прочности (см. обзор [Ivanov and Hartmann, 2007]). Видно, что наши данные для малой (5 км/с) скорости удара расположены (линия 1 на рис. 2) параллельно зависимости для сухого песка, но несколько выше. Эта раз-

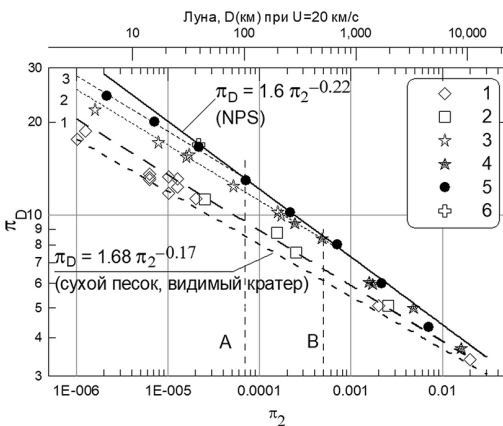


Рис. 2. Зависимость от масштаба π_2 безразмерного диаметра кратера π_D . Скорости вертикального удара составляли: 5 км/с (1 – сферические ударники, 2 – эллиптические ударники с высотой, равной радиусу); 20 км/с (уравнение состояния 3 – кварцит, 4 – CaO); 30 км/с (CaO, 5 – трение 0.6, 6 – трение 0.4). См. пояснения в тексте. Верхняя горизонтальная шкала дает представление о размерах лунных кратеров, соответствующих модельным вариантам

ница отражает влияние начальной пористости песка, не описываемой использованной нами моделью. Достаточно неожиданным результатом явилось существенное повышение эффективности удара (бóльший кратер при том же ударнике) при скорости удара 10 км/с (точки 4 и 5 на рис. 2). Эти точки проходят выше линии 1 и при достаточно больших ударниках выходят на кривую для мишени без прочности (сплошная линия NPS). Причем для скорости удара 30 км/с это происходит при меньших масштабах удара $\pi_2 \sim 7 \cdot 10^{-5}$ (вертикальный пунктир А на рис. 2), чем при скорости 20 км/с ($\pi_2 \sim 5 \cdot 10^{-4}$, вертикальный пунктир В на рис. 2). Поведение зависимостей для ударов с высокой пористостью при $\pi_2 \sim 1 \cdot 10^{-6}$ еще предстоит уточнить, так как пространственное разрешение расчетной сетки с приемлемым числом точек на радиус ударника >20 препятствует расчету очень большого (по отношению к размеру ударника) кратера при разумном размере сетки (порядка 1000×1000 ячеек). Можно предположить, что высокоскоростная зависимость приблизится к низкоскоростной при уменьшении π_2 .

Глубина. На рис. 3 приведены данные для глубины переходных кратеров, показанных на рис. 2. Как и для диаметра переходного кратера, данные моделирования для глубины показывают, что в мишенях с сухим трением с ростом скорости удара с ростом π_2 (то есть, с ростом диаметра ударника при одинаковой скорости удара) зависимость $\pi_D(\pi_2)$ отходит от классической низкоскоростной зависимости для сухого песка и, с ростом диаметра ударника при скоростях удара 20–30 км/с, стремится к предельной зависимости для мишени без прочности (NPS на рис. 3). Сравнивая пи-зависимости для диаметра и глубины переходного кратера, отметим, что выход на предельную зависимость (NPS) для глубины происходит при бóльших значениях π_2 . Это означает, что форма переходного кратера слегка изменяется с ростом масштаба удара.

Объем. На рис. 4 показано изменение приведенного объема переходного кратера с ростом π_2 , повторяющее поведение глубины и диаметра: близость к низкоскоростной зависимости при малых масштабах удара π_2 и выход на предельную зависимость для мишени без прочности при бóльших π_2 .

Обсуждение результатов

Моделирование показало (см. рисунки 2, 3 и 4), что с ростом скорости удара в мишень, прочность которой прямо пропорциональна давлению (сухое трение), простое подобие в приведенных координатах (1) нарушается. С увеличением скорости удара зависимости от масштаба удара π_2 отходят от закона подобия для сухого песка и стремятся с ростом π_2 к закону подобия для мишени без прочности. Поскольку в нашей модели пористость отсутствует, этот эффект, возможно, объясняется классическим уменьшением прочности с температурой (thermal softening), предсказанного в [O'Keefe and Ahrens, 1993] для материалов с постоянным пределом прочности и наличием предельной пластической сдвиговой прочности (рис. 1, А). Порядок максимальных давлений в ударной волне для кратеров различного масштаба иллюстрируется на рис. 5.

Первое, что надо отметить – это возрастание давления ударного сжатия p_d на уровне будущего дна переходного кратера. Если при скорости удара 5 км/с $p_d = 3.5$ ГПа, то при $U = 20$ км/с это давление возрастает до 18 ГПа, а при $U = 30$ км/с – до 45 ГПа, что близко давлению плавления при разгрузке. Переходной кратер растет в глубину за счет вдавливания материала мишени вниз с одновременным

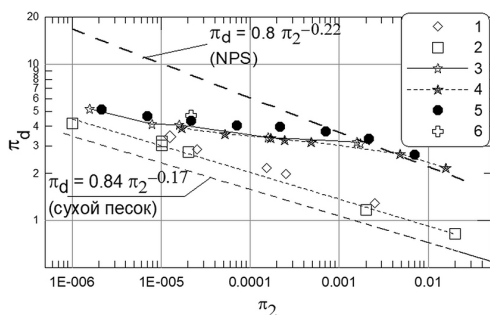


Рис. 3. Приведенные глубины модельных кратеров (пояснения к легенде см. на рис. 2)

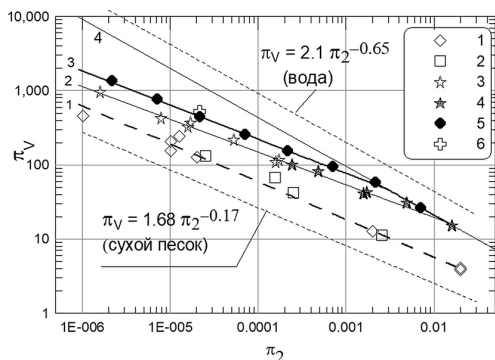


Рис. 4. Приведенные объемы модельных кратеров (пояснения к легенде см. на рис. 2). Зависимость 1 проведена по точкам для скорости удара 5 км/с, зависимость 2 – для 20 км/с, и зависимость 3 – для 30 км/с. Зависимость 4 построена для мишеней без прочности (NPS). Для сравнения показана зависимость для воды

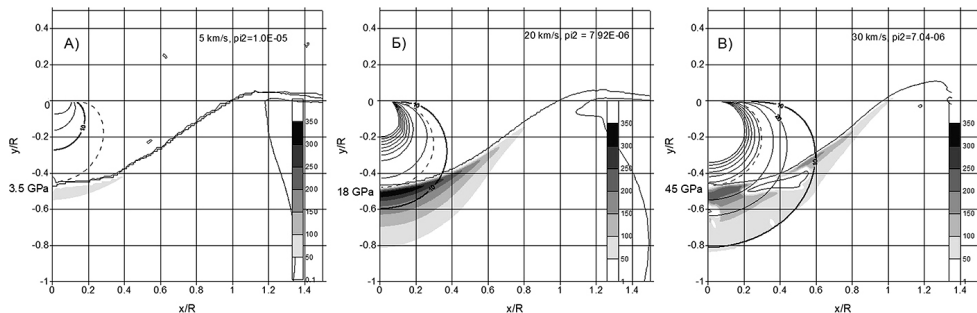


Рис. 5. Сравнение изобар ударного сжатия (обращённые вниз кривые, близкие к полусферам) при скоростях удара 5 км/с (А), 20 км/с (Б), и 30 км/с (В) для близких значений масштаба удара π_2 от $(7-10) \cdot 10^{-5}$. Жирной кривой показана изобара 10 ГПа. Ниже контура кратера серым тоном показан избыточный нагрев материала мишени за счет работы против сил трения (шкала серого цвета от 0 до 300 К). Около левой оси показано максимальное давление в ударной волне на уровне будущего дна переходного кратера (А – 3.5 ГПа, Б – 18 ГПа, В – 45 ГПа). Линейный масштаб нормирован на радиус переходного кратера по исходной поверхности

выбросом через поверхность. С ростом ударного давления в пределах кратера температура вещества, выдавливаемого на периферию, растет, что вызывает уменьшение эффективной прочности (рис. 1). Мы предполагаем, что увеличение нагрева вещества в центре кратера приводит к уменьшению эффективной прочности и к росту эффективности экскавации с ростом скорости удара.

При больших величинах π_2 (более 10^{-4} – 10^{-3} — см. рисунки 2–4) нагрев вещества ударной волной за счет неадиабатического сжатия и работы против сил проч-

ности (трения) настолько уменьшают прочность вещества мишени, что эффективность механического кратерообразования стремится к зависимости для мишени без прочности (NPS).

Как видно из верхней шкалы на рис. 2, при средней скорости удара по Луне ~ 20 км/с все кратеры диаметром от 1 до 100 км оказываются в переходной области приведенных зависимостей диаметра, глубины и объема кратеров от масштаба удара π_2 . В рамках использованной нами модели для каждой скорости удара нужно применять свой закон подобия, что требует уточнения применяемых в настоящее время формул для пересчета диаметров кратеров в диаметры ударников при заданной скорости.

Лунный кратер диаметром порядка 1000 км (например – бассейн моря Восточного) при $U = 20$ км/с соответствует $\pi_2 \sim 10^{-3}$. Для этого значения π_2 при высоких скоростях удара в 2.5–4 раза выше, чем при ударе со скоростью 5 км/с. При еще больших значениях π_2 все зависимости начинают сближаться, так как для очень больших ударов главную роль в ограничении размеров переходных кратеров играет работа против силы тяжести. К тому же, в этом диапазоне масштаба переходной кратер не является устойчивым – происходит обрушение переходного кратера (почти как полости в воде) с образованием уплощенных ударных многокольцевых бассейнов [Ivanov et al., 2010]. Поэтому наиболее интересным является диапазон малых значений π_2 , в особенности – диапазон, где зависимости для ударов с большой скоростью только начинают отклоняться от низкоскоростного закона подобия. Этот диапазон представляется весьма интересным для дальнейшего изучения.

Заключение

В предыдущей публикации о законах подобия при высокоскоростном ударе [Иванов, 2016] мы показали, как скорость плоского ударника влияет на механическую эффективность удара – в одномерном случае это была излучаемая на бесконечность ударная волна. В данной публикации мы рассмотрели влияние скорости удара на эффективность ударного кратерообразования, и снова обнаружили существенное отличие законов подобия при «медленных» и «быстрых» ударах – теперь за счет нелинейного изменения прочности вещества при росте скорости удара. Если, в одномерном случае обобщение результатов было довольно простым [Иванов, 2016], в случае ударного кратерообразования такое обобщение еще не найдено и, видимо, потребует расширенного параметрического исследования в будущем.

Исследования выполнены при поддержке Программы фундаментальных научных исследований Президиума РАН 1.9П «Ударные кратеры на Луне, планетах и астероидах»» (проект № 0146-2015-0006).

Литература

- Иванов Б.А. Подobie в затухании ударных волн при одномерном ударе // Динамические процессы в геосферах. Вып.8: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2016. С. 28–34.
- Collins G.S., Melosh H.J., and Ivanov B.A. Modeling damage and deformation in impact simulations // Meteoritics & Planet. Sci., 2004, P. A57, 2004. V. 39 (2). P. 217–231.

Ferriere L., Koeberl C., Ivanov B.A. and Reimold, W.U. Shock metamorphism of Bosumtwi impact crater rocks, shock attenuation, and uplift formation // *Science*, 2008. V. 322. № 5908. P. 1678–1681.

Holsapple, K.A., and Schmidt, R.M. A material-strength model for apparent crater volume // *Proc. Lunar and Planetary Science Conference*, 10th, P. 2757–2777, N.Y.: Pergamon Press, 1979.

Ivanov B.A. Mars/Moon Cratering Rate Ratio Estimates // *Space Science Reviews*, 2001, V. 96, P. 87–104.

Ivanov B.A. and Hartmann W.K. Exogenic Dynamics, Cratering and Surface Ages. *Treatise on Geophysics*. Ed. G. Schubert, PP. 207–242, Amsterdam: Elsevier, 2007.

Ivanov B.A., Melosh, H.J. and Pierazzo, E. Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling // *GSA Special Papers* 465. Eds. Gibson, R.L. and Reimold, W.U., PP. 29–49, Boulder, Colorado, USA: Geological Society of America, 2010.

Ivanov B.A. and Pierazzo E. Impact cratering in H₂O-bearing targets on Mars: Thermal field under craters as starting conditions for hydrothermal activity // *Meteoritics and Planet. Sci.*, 2011. V. 46. P. 601–619.

Ohnaka, M. A shear failure strength law of rock in the brittle-plastic transition regime // *Geophysical Research Letters*, 1995. V. 22. P. 25–28.

O'Keefe J.D. and Ahrens T.J. Planetary cratering mechanics // *J. Geophys. Res.*, 1993. V. 98, P. 17011–17028.

Prieur N.C., Rolf T., Luther R., Wünnemann K., Xiao Z., and Werner S.C. The effect of target properties on transient crater scaling for simple craters // *J. Geophys. Res: Planets*. P. 2017JE005283.

Schmidt R.M. and 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.

Stesky R.M., Brace W.F., Riley D.K., and Bobin, P.Y. Friction in faulted rock at high temperature and pressure // *Tectonophysics*, 1974, V. 23. P. 177–203.

УДК 551.248.2

ОЦЕНКА НЕОТЕКТЕНИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ В РАЙОНЕ КУРСКОЙ АЭС

Г.Н. Иванченко¹, Б.В. Малкин²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

²ООО «Нордголд менеджмент»

Работа посвящена количественной оценке амплитуды вертикальных неотектонических деформаций стратиграфическим методом в пределах западного склона Воронежской антеклизы Восточно-Европейской платформы (ВЕП) с учётом колебаний уровня мирового океана, калиброванных на реперах ВЕП. На примере западного склона Воронежской антеклизы показано, что абсолютные неотектонические деформации различных кайнозойских реперных уровней не превышают по

амплитуде первые десятки метров и связаны с инверсионными восходящими движениями на северном борту Днепровской впадины. В то же время верхнемеловые пострифтовые опускания, оцененные по туронскому реперу в южной части исследуемого района, остаются некомпенсированными. В целом, рассматриваемый регион можно охарактеризовать как неотектонически стабильный.

Введение

Рассматривается район, прилегающий (< 50 км) к площадке Курской АЭС, расположенной в долине Сейма на юго-западной периферии Средне-Русской возвышенности. Для анализа накопленных за кайнозой деформаций используется фиксирующая их система базисных реперов, позволяющая делать количественные оценки. Обычно используются стратиграфические или геоморфологические (поверхности выравнивания) репера, при этом стратиграфические репера значительно точнее фиксируют небольшие деформации.

Для выявления внутриплитных деформаций с амплитудами в первые десятки метров и менее нужна оценка этих деформаций в абсолютных величинах, то есть очищенная от влияния колебаний уровня моря, имеющих сопоставимую амплитуду. Отметим, что традиционные геолого-геоморфологические методы, опирающиеся на современный рельеф, фиксируют относительные, то есть не очищенные, вертикальные деформации поверхности, что часто завышает оценку неотектонической активности [Макарова, Суханова, 2016].

Развитие деформаций внутри континентальных блоков идёт от упругих деформаций к пластическим, от нелокализованных к локализованным, в том числе к протрузиям пластичных пород фундамента платформ в осадочный чехол. Развитие тектонических деформаций на платформах в условиях сжатия предполагает коробление поверхности, часто сопровождаемое флексурами, и затем, при усилении сжатия, приводит к разрывным деформациям (взбросам, надвигам, сдвигам). Именно на этой продвинутой стадии возникает заметная, иногда опасная сейсмичность. На поздних этапах развития процесса может наблюдаться формирование протрузий и зон сплющивания земной коры со значительным повышением её мощности и горообразованием.

Режимы, характерные для областей интенсивного растяжения (рифтогенез), и режимы границ плит, в том числе трансформного типа, на рассматриваемой территории в кайнозое не фиксируются. Реализация незначительных растягивающих напряжений обычно слабо локализована и ограничивается пологими мульдовидными опусканиями, изредка приводящими к формированию мелких грабенов.

Вся рассматриваемая область в настоящее время принадлежит к ВЕП, тектонические деформации кайнозоя рассматриваются как внутриплитные, но с учётом наличия прочностных неоднородностей и включений, причём важнейшей неоднородностью коры здесь является Днепровский авлакоген (палеорифт), северный борт которого частично входит в исследуемый район.

Методика исследования

Чтобы исключить эвстатические колебания уровня моря при количественной оценке деформаций, необходима высотная привязка стратиграфических уровней

и определение высотных интервалов пенеппенов различного возраста в период их формирования [Иванченко, Малкин, 2016]. Эта задача сводится к калибровке колебаний палеоуровней моря относительно его современного значения. Ранее её частичное решение для ВЕП было выполнено при помощи метода «неподвижного репера» для оценки верхнемелового максимального уровня моря в мезозое-кайнозое. Этот уровень определён в +275–280 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 северного полушария. Последняя сводка абсолютных высот уровня моря из базы данных для всего мира [Наг, 2015] для туронского максимума – 258 метров.

Предтуронский уровень моря, определивший для стабильных регионов ВЕП примерное гипсометрическое положение подошвы туронских отложений, часто используемый в структурных построениях, при такой оценке максимума составляет 210–220 метров. От этого уровня удобно начинать рассмотрение морфоструктурной истории как истории формирования и деформаций реперных поверхностей [Иванченко 2008, 2015]. Для анализа в пределах ВЕП лучше принимать оценки палеоуровней моря на базе её собственных условно неподвижных реперов. Полученные таким методом результаты по нашим данным незначительно (на 10–15 метров) превышают среднемировые уровни верхнего мела – палеогена, приводимые Б. Хаком [Наг, 2015], но позволяют отвлечься от возможных эффектов динамической топографии [Cloeting, Наг 2015]. Для оценки амплитуды накопленных на неотектоническом этапе деформаций желательнее использовать олигоценные стратиграфические репера.

В настоящее время на исследуемой территории преобладает сжатие [Копп, 2005; Коптев, Ершов, 2014]. В работе принято, что деформирование есть не только функция от напряжений, которые в пределах ВЕП варьируют в кайнозое по ориентации вектора максимального сжатия и абсолютным значениям напряжений, но и функция от пространственного распределения прочностных свойств. Ряд авторов [Малкин, 1991; Лобковский, Никишин, Хаин, 2004] выделяют пики сжатия в напряжённом состоянии литосферной оболочки в периоды реорганизации движения ансамбля плит. В эти эпохи деформации особенно интенсивны.

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. После консолидации Восточно-Европейской платформы в раннем протерозое в рифее начался, собственно, платформенный этап развития этой территории. Рифей-вендский, а затем девонский этапы рифтогенеза привели к формированию на Восточно-Европейской платформе нескольких генераций авлакогенов, определяющих основные неоднородности поверхности фундамента [Балуев, Моралев 2001]. Эти неоднородности проявляли себя и в последующей геологической истории, вплоть до современной эпохи. В частности, с ними связаны области пострифтового термического опускания – синеклизы, а также инверсионные структуры, возникшие в мезозойско-кайнозойское время над палеорифтами в условиях сжатия. Отметим особо Днепровский палеорифт, северный борт которого частично входит в исследуемый район. Упрочнение коры после рифтогенеза и последующего остывания литосферы, то есть возникновение «жёстких» включений – авлакогенов – имеет ясный тектонофизический механизм [Malkin, Shemenda, 1991]. С некоторой условностью можно считать, что гранто-гнейсовые блоки Воронежского кристаллического массива

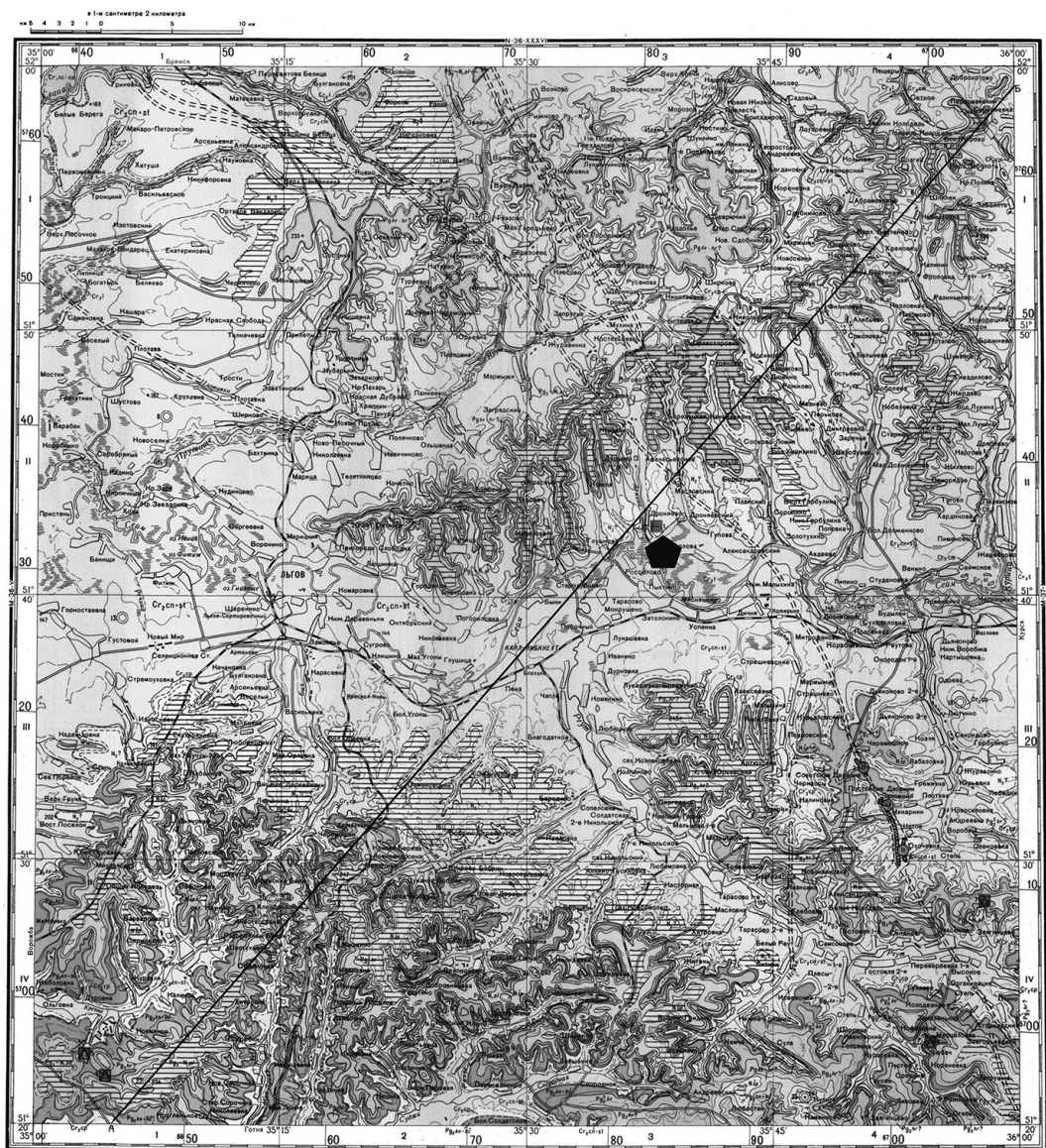
обладают несколько меньшей прочностью, чем кора платформы в среднем («мягкие» включения), а авлакогены – большей прочностью («жесткие» включения).

Основные результаты

Строение осадочного чехла Восточно-Европейской платформы в пределах исследуемой области позволяет дополнительно к верхнемеловому реперу использовать и другие, более молодые региональные стратиграфические уровни. Кайнозойские деформации, особенно миоценовые, достаточно широко распространены на ВЕП. Области развития более интенсивных локализованных деформаций с формированием структур типа Окско-Цнинского вала, Доно-Медведицких деформаций или приразломных флексур, часто возникающие по границам «жестких» включений, характеризуются негоризонтальным залеганием пород, включая верхнемеловые и палеогеновые. В рассматриваемом регионе моноклинальное залегание пород с падением пластов на юго-запад, в сторону оси Днепровского палеорифта отмечается для мезозойских пород, включая верхнемеловые. Для кайнозойских отложений характерны слаболокализованные деформации, выраженные в крайне незначительных отклонениях от горизонтального залегания на больших площадях. Такое строение характерно для периферических частей позднемеловых-палеогеновых областей слабых опусканий, в частности, северного борта Донецкого палеорифта, к которому относится южная часть рассматриваемой территории.

Поскольку нас интересуют неотектонические движения, которые мы понимаем, как движения неоген-четвертичного времени, важно выбрать соответствующие стратиграфические реперы и провести для них калибровку абсолютного уровня моря методом неподвижного репера для Восточно-Европейской платформы. Ранее нами такая калибровка была проведена для туронского максимума и получен результат +270–280 метров над современным уровнем [Malkin, 2008]. В тех же стабильных регионах, где калиброван туронский максимальный уровень моря, теми же методическими приёмами можно получить оценку уровня моря периода формирования киевской свиты (38.5–45 млн лет) среднеэоценового возраста. По нашим построениям уровень моря в это время был 210–220 метров выше современного, по данным Б. Хака (2015), полученным методически иным путём, этот уровень составляет 200–210 метров. Максимальный уровень моря в период формирования отложений полтавского надгоризонта близок к уровню моря периода формирования киевской свиты и составляет [Наг, 2015] около 195 метров. Это значит, что, залегая на морских осадках киевской свиты, полтавские отложения будут представлены более мелководными фациями вплоть до континентальных, что позволяет пренебречь анализом глубины осадконакопления при оценке деформаций. Параметры залегания кайнозойских пластов изучаемого региона легко устанавливаются при геологической съёмке [Геологическая карта... 1974], благодаря простоте структуры и эрозионной обнажённости пород этого возраста в верхних ярусах рельефа (рис. 1).

Выходы в рельефе геологических слоёв (рис. 1) чётко определяют территорию как эрозионно расчленённую пластовую равнину кайнозойского возраста. Отложения полтавского (Pg3-N1pl) (харьковская + берекская свиты) олигоцен-нижнемiocенового надгоризонта к настоящему моменту сильно эродированы и размыты, фрагментарно сохраняясь лишь в самом верхнем ярусе рельефа, однако интерполяция позволяет восстановить гипсометрическое положение подошвы полтавских



РАЗРЕЗ ПО ЛИНИИ А-Б

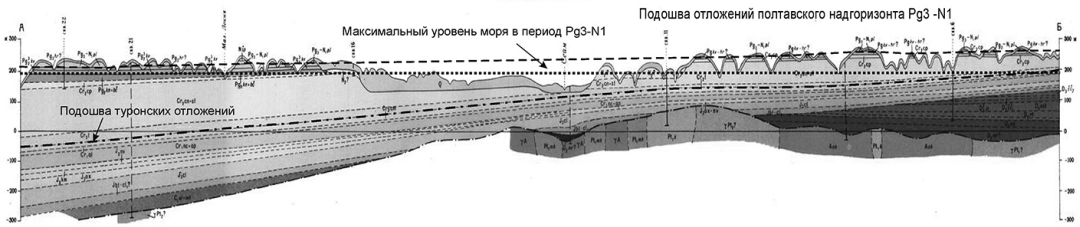


Рис. 1. Геологическая карта и геологический разрез территории, прилегающей к Курской АЭС (показана пятигранником) с отмеченным на разрезе положением реперных горизонтов и максимального уровня моря в период накопления отложений полтавского надгоризонта. Шаг шкалы высот на разрезе – 100 метров. Положение разреза отмечено на карте

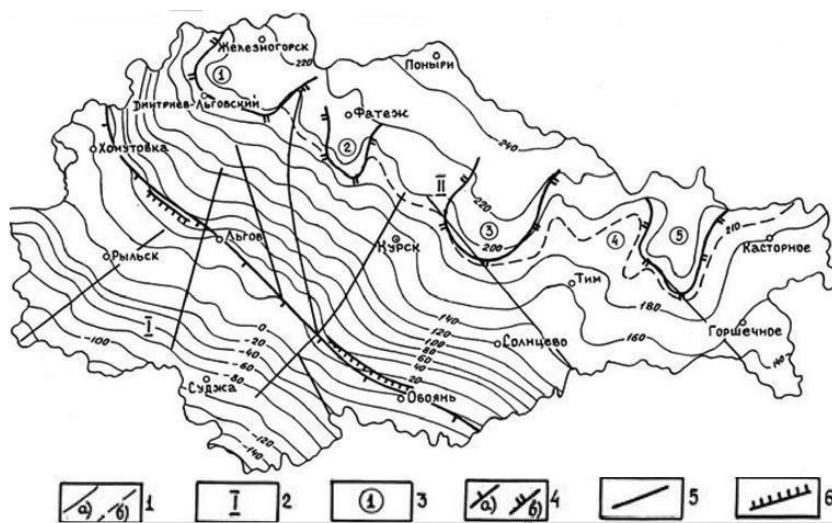
слоев на большей части исследуемой территории, как это показано на разрезе. Отложения киевской свиты, также характеризующие кайнозойские тектонические деформации, распространены значительно шире. Отложения полтавского надгоризонта развиты на южном и северном водоразделах р. Сейм (рис. 1). Фактические и интерполированные отметки высот подошвы полтавской свиты показывают, что на фоне общего повышения с юга на север, от 220–240 м на левом склоне до 250–260 метров – на правом, градиент составляет всего 0.0005. Интерполируются плавные снижения этой поверхности к долинам рек Реута и Сейма почти до 200–210 м абсолютной высоты [Макеев, 2014]. То есть, можно говорить о незначительных и пологих неоген-четвертичных пликативных деформациях. Превышение полтавской реперной поверхности над максимальным уровнем моря олигоценового времени нарастает на исследуемой территории с юго-запада на северо-восток с 15 до 60 метров (рис. 1), что определяет величину абсолютного поднятия территории тектонической природы. То есть, усиление поднятий происходит в направлении от Днепровско-Донецкого палеорифта к центру Средне-Русской возвышенности.

Северный борт Днепровско-Донецкого авлакогена имеет ступенчатое строение. Согласно данным С.В. Друцкого и Н.Д. Кононова (2001), протяженная структурная ступень проявилась в строении раннеальпийского структурного этажа в связи с пострифтовым развитием Днепровско-Донецкой впадины в виде увеличения угла падения осадочных отложений бортовой моноклинали (рис. 2).

На туронском структурном плане кроме этой ступени авторы выделяют также несколько разломов, в том числе часть Железногорской зоны, сохранявшую в то время некоторые следы активности в виде трещиноватости, но, по крайней мере, заметных смещений не наблюдается. В структурах новейшего этапа – в деформациях полтавской свиты – эти ещё заметные в позднем мелу структуры не выражены. В настоящее время следы активности Железногорской зоны, включая оперяющие дизъюнктивы, такие как Безьямный разлом, отмечаются в эманациях радона [Кишкина и др., 2015], что позволяет предполагать влияние этих нарушений на гидрогеологический режим с возможной интенсификацией экзогенных явлений (оползни, просадки, овражная эрозия). Незначительные пликативные деформации, восстанавливаемые по разрозненным выходам отложений полтавского надгоризонта, соответствуют сжатию субмеридионального направления, в то время как туронские слои в исследуемой области наклонены на юго-запад к оси авлакогена, в целом ещё отражая этап пострифтового опускания Днепровского палеорифта.

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 сжатия и формированием региональных угловых несогласий. Оценка общего тектонического поднятия территории, основанная на глубине и скорости эрозионного врезания, часто завышена, так как не учитывает колебаний уровня моря и связи врезов не столько с тектоникой, сколько с падением базиса эрозии. Особенно ярко это проявилось в четвертичное время, например, в среднем плейстоцене, когда уровень моря упал на 79 метров ниже современного [Наз, 2015]. Это фиксируется многими исследователями как резкое ускорение скорости эрозионного врезания [Макеев, 2012]. При гляциоэвстатической природе такого падения уровня моря ускорение эрозии не свидетельствует об усилении тектонических движений.

После регрессии олигоценового моря, рассматриваемая территория представляла собой обширную низменную полигенетическую равнину с абсолютными высотами в то время 170–210 метров, полого наклоненную к югу, где располагалась



1 – изогипсы подошвы туронских отложений: а) через 20 м, б) через 10 м; 2 – структуры I-го порядка (I – Белгородская моноклираль; II – Шигровский свод; 3 – структуры II порядка; 4 – границы структур: а) первого порядка, б) второго порядка; 5 – тектонические нарушения (предполагаемые); 6 – флексурные перегибы

Рис. 2. Гипсометрическая карта подошвы туронских отложений в пределах Курской области [Друцкой, Кононов, 2001]

область седиментации (Днепровско-Донецкая впадина). В настоящее время редкие реликты этой поверхности выравнивания сохранились в самом верхнем ярусе рельефа, где маркируются континентальными отложениями шапкинской свиты (пески, красные и охристые глины до 7–8 метров) и её аналогов, залегающими на отложениях полтавского надгоризонта.

Как было показано ранее [Иванченко, 2008], посттуронские деформации в центральной части ВЕП имеют незначительные амплитуды. Так, например, выделяется почти изометричный свод на северной периферии Воронежской палеозойской антеклизы. Размер свода примерно 300×200 км с послетуронской амплитудой в центре поднятия всего 60–70 м. В северной части Курской области подошва туронских отложений превышает 210 метров (прерывистая дополнительная горизонталь на рис. 2), предполагаемый уровень моря начала туронского осадконакопления. Это означает, что к северу от этой изогипсы посттуронская инверсия завершена и перешла в стадию абсолютного поднятия. На разрезе (рис. 1) видно, что превышение подошвы отложений полтавского надгоризонта в северо-восточной части разреза составляет примерно те же 60 метров, что говорит о формировании указанного выше изометричного послетуронского свода, к юго-западной периферии которого в неоген-четвертичное время относится рассматриваемый регион. Для юго-западного фланга разреза (рис. 1), наряду с переходом к поднятию, хотя и незначительному (первые десятки метров), видна незавершённость инверсии относительно туронского репера, что говорит о расширении морфоструктуры Средне-Русской возвышенности за счёт последовательного вовлечения в поднятие моноклинали северного борта Днепровско-Донецкого палеорифта.

Отмечается пространственная связь нелокализованных поднятий с участками положительных отклонений (>45 км) мощности земной коры от средней. Нелока-

лизованные опускания чаще 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. Курский мегаблок Воронежского кристаллического массива, где располагается изучаемая территория, характеризуется глубинами поверхности Мохо около 42.5 км без резких вариаций, что не предполагает наличия интенсивных тектонических движений. В условиях современного и четвертичного тектонического сжатия субмеридионального направления, передаваемого от альпийской коллизионной зоны через «жёсткое включение» Днепровского авлакогена (палеорифта), концентратором напряжений являются бортовые разломы палеорифта, где действительно наблюдаются резкие градиенты мощности земной коры и сейсмичность. Так, Сумское (Полтавское) землетрясение произошло 3 февраля 2015 г. на глубине 10 км с магнитудой 4.8. Его очаг (координаты эпицентра 50,64N, 34,13E) расположен в области сочленения Днепровского авлакогена и Воронежского кристаллического массива [Кендзера и др., 2016], примерно в 110 км от площадки АЭС и по кинематике может быть интерпретирован как правый сдвиг [Габсатарова и др., 2016]. Однако и для этой зоны один из авторов допускает техногенную провокацию естественной сейсмичности [Адушкин и др., 2015]. Диагональное простираие Днепровско-Донецкого палеорифта (авлакогена) относительно направления сжатия позволяет предполагать наличие правосдвиговой составляющей движений вдоль северной граничной зоны палеорифта в течение всех фаз активизации неотектонического этапа. Такие смещения наблюдаются по данным GPS и в настоящее время [Адушкин и др., 2013]. Можно сказать, что бортовая зона Днепровского авлакогена, являясь концентратором напряжений и зоной их разрядки при достаточно умеренной сейсмичности ($M < 5$), как бы экранирует рассматриваемую территорию вокруг АЭС от проявлений реально опасной сейсмичности, фиксируемой здесь лишь на уровне шумов [Кишкина и др., 2015].

Заключение

Картина кайнозойских деформаций района Курской АЭС, выявленных на основе анализа реперных стратиграфических и геоморфологических уровней (киевской свиты эоцена и отложений полтавского надгоризонта олигоцена, а также континентальных отложений шапкинской свиты) с учётом колебаний уровня моря, отмечает весьма незначительные постолигоценные вертикальные движения (от -20 до +30 м). То есть амплитуда движений незначительно отличается от точности стратиграфического метода (около 10 метров) и регион можно отнести к несомненно стабильным. Сами неоген-четвертичные деформации представлены пологими складками, образование которых не предполагает локализацию деформаций, активность разрывных нарушений или протрузии пород фундамента. Все эти явления не наблюдаются в регионе в кайнозойское время. Наиболее близкий к площадке АЭС Железнодорожный разлом не проявляет тектонической активности в кайнозое, хотя в нескольких десятках километров севернее изучаемого региона этот разлом контролирует протрузию пород фундамента и сопутствующие деформации осадочного чехла, возникшие на рубеже юры и мела. Периодизация деформаций хорошо фиксируется кривой колебаний уровня мирового океана. В пространственном распределении кайнозойских деформаций существенное влияние прочностных не-

однородностей докембрийского фундамента, в частности Днепровско-Донецкого авлакогена, пребывавшего в мезозое в режиме затухающего пострифтового термического опускания, что хорошо видно на структурной схеме подошвы туронских отложений и в кайнозое вошедшего в режим инверсии, по крайней мере в своих прибортовых частях. Накопленные за кайнозой вертикальные деформации относительно невелики – десятки метров – не локализованы вдоль каких-либо разломов или протрузий фундамента и не предполагают наличие сколь-либо заметной естественной сейсмичности.

Работа выполнена в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0010).

Литература

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

Адушкин В.В., Санина И.А., Габсатарова И.П., Иванченко Г.Н., Горбунова Э.М. Техногенно-тектонические землетрясения Днепровско-Донецкого авлакогена // ДАН. 2016. Т. 469. № 4. С. 479–482.

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.

Геологическая карта СССР м-ба 1:200 000 : Серия Брянско-Воронежская. Лист М-36-VI. Объяснит. записка. Составители Евтехова Е.К., Соловьева Г.В. М. : Недра, 1967. – 74 с.

Габсатарова И.П., Бабкова Е.А., Сыччина З.Н., Надежка Л.И., Пивоваров С.П., Семенов А.Е., Кендзера А.В., Пигулевский П.И., Щербина С.В., Чальый О.О., Ильенко В.А. Параметры землетрясения 3 февраля 2015 г. на границе Полтавской и Сумской областей Украины // Вестник Воронежского Государственного университета. Серия: Геология. 2016.

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

Друцкой С.В., Кононов Н.Д. Объяснительная записка к геологическим картам четвертичных и до-четвертичных отложений Курской области масштаба 1:500000. МПР РФ. М. : 2001.

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.

Иванченко Г.Н., Малкин Б.В. Кайнозойская история тектонических деформаций центральной части Восточно-Европейской платформы: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2016. с. 52–60.

Кендзера А.В., Трипольский А.А., Пигулевский П.И., Гурова И.Ю., Щербина С.В. Современная сейсмическая активизация Днепровско-Донецкого палеорифта / Доповіді Національної академії наук України. 2016. № 1. С. 65–70.

Кишкіна С.Б. Предварительный отчет по теме «Выполнение временных сейсмометрических наблюдений»: Сейсмический мониторинг ближнего района Курской АЭС малоапертурной сейсмометрической группой» ИДГ РАН. 2015.

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

Копп 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.

Макеев В.М. Структурно-геодинамические условия устойчивости особо опасных и технически сложных объектов на древних платформах: диссертация доктора геолого-минералогических наук. Ин-т геоэкологии РАН. Москва, 2014. – 415 с.

Макарова Н.В., Суханова Т.В. Стадийность формирования рельефа и новейших структур Восточно-Европейской платформы и Скифской плиты как показатель их возраста, амплитуд и скоростей тектонических движений // Материалы XXXV Пленума Геоморфологической комиссии РАН Симферополь, 3-8 октября 2016 г. Том 2, с. 60.

Малкин Б.В. О геодинамической природе геоморфологических циклов // Геоморфология, № 3. М. : 1991, с. 3–16.

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, № 2. С. 313–317.

Cloetingh S., Haq B.U. // Science 347, 1258375 (2015). DOI: 10.1126/ science. 1258375.

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.

Haq B.U. https://figshare.com/articles/Haq_sea_level_curve/1005016, 2015.

McDonough, K.J., Cross T.A. Late Cretaceous sea level from a paleoshoreline // J. of Geoph. Res., Volume 96, Issue 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 Planetary Science, Jan 1997.

Sahagian D. Epeirogeny and eustatic sea level changes since the mid-Cretaceous: application to central and western United States // J. Geoph. Res. V. 92, 1987, p. 4895–4904.

Stephenson R.A., Cloetingh S. Some examples and mechanical aspects of continental lithosphere folding // Tectonophisica, 1991, V. 188, p. 27–37.

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ МИКРОСЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ ВОСТОЧНО-ЕВРОПЕЙСКОЙ ПЛАТФОРМЫ

А.Н. Беседина, И.В. Батухтин, А.А. Остапчук

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В работе проведен анализ записей микросейсмического шума в диапазоне высоких частот на территории Восточно-Европейской платформы, которая характеризуется мощными отложениями рыхлых осадочных пород, а также высоким уровнем антропогенных помех. С помощью кросс-корреляции сейсмических шумов показано, что для группы «Михнево» характерно присутствие как объемных, так и поверхностных волн. Для группы «Ростов» основной вклад в микросейсмический шум вносят поверхностные источники, обусловленные влиянием вблизи расположенного водохранилища.

Введение

Многочисленные теоретические исследования и численное моделирование показали, что кросс-корреляция сейсмического шума определяет функцию источника (функцию Грина), которая описывает распространение поверхностных волн между двумя станциями-приемниками. Использование методов кросс-корреляции компонент сейсмического шума имеет большой потенциал для изучения структуры Земли на различных масштабах. Методы исследования строения земной коры и верхней мантии с помощью мониторинга сейсмического шума стали широко развиваться последние десять лет [Shapiro et al., 2005; Bensen et al., 2007; Королева и др., 2009; Campillo et al., 2011]. Использование записей сейсмического шума позволяет увеличить объем исходных данных и провести томографию поверхностными волнами в более быстрые сроки, чем стандартными методами.

В основе этого метода лежит кросс-корреляция компонент сейсмического шума, который является результатом наложения источников, распределенных по поверхности Земли [Snieder, 2004]. Данная методика позволила исследовать, например, низкоскоростные и высокоскоростные аномалии в разломной зоне в Калифорнии [Shapiro et al., 2005; Campillo et al., 2011], структуру земной коры в центральной Мексике [Campillo et al., 2003] и на Сибирской Платформе [Королева и др., 2009]. Исследование структурных особенностей по большей части проводится при анализе источников шума, которые составляют поверхностные волны Рэлея и Лява в диапазоне периодов 5–120 с, что позволяет исследовать структурные особенности вплоть до 500 км по глубине. Если направление глубинной томографии по записям сейсмического шума получило широкое распространение, то исследование локальных особенностей строения и механических характеристик участков земной коры не столь широко развито. Большим преимуществом данного метода является, в частности, отсутствие необходимости использования искусственных источников сейсмических колебаний и возможность перманентных

наблюдений в течение длительного времени. Исследования показывают, что для более высоких частот существенный вклад в сейсмический шум оказывают объемные волны [Roux et al., 2005; Koper et al., 2010; Landes et al., 2010; Wang et al., 2010]. Однако вклад энергии и распределение источников шума определяется частотным диапазоном и условиями проведения измерений, что особенно значимо для сейсмического шума в высокочастотной области, для которых шум по большей части носит антропогенный характер.

В работе проведен анализ записей микросейсмического шума в диапазоне высоких частот на территории Восточно-Европейской платформы (ВЕП), которая характеризуется мощными отложениями рыхлых осадочных пород, а также высоким уровнем антропогенных помех.

Данные

Исследование энергетического состава высокочастотной области микросейсмического шума проводилось по данным мониторинга на двух площадках «Михнево» областей (Московская – 54°57' с.ш., 37°46' в.д.) и «Ростов» (Ростовская – 47°31' с.ш., 42°18' в.д.) с помощью систем группирования сейсмических датчиков. Обе группы имеют круговую конфигурацию. Группа «Михнево» [Санина и др., 2008] включает 10 вертикальных короткопериодных датчиков СМ-3КВ (рабочая полоса 0.5–40 Гц, чувствительность – $7.45 \cdot 10^{-6}$ (мкм/с)/отсчет), а также 2 трехкомпонентных. Один датчик располагается в центральной точке, остальные — на трех концентрических окружностях (рис. 1, а).

Если группа «Михнево» обеспечивает постоянный сейсмический мониторинг локальной и региональной сейсмичности с 2004 года на центральной части ВЕП, то работа группы «Ростов» носила сезонный характер – наблюдения проводились с конца апреля по конец октября 2016 года. Группа «Ростов» состояла из центрально-

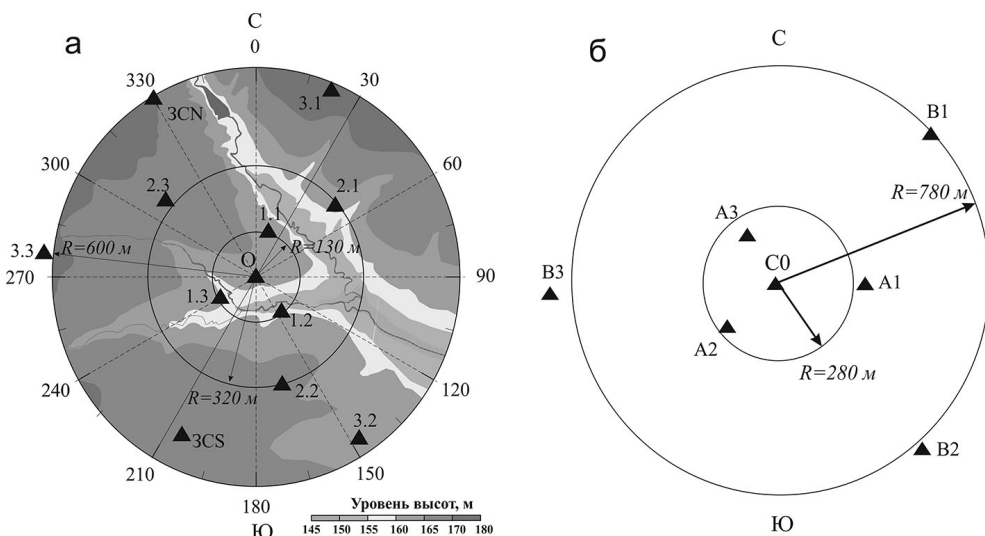


Рис. 1. Схема конфигурации малоапертурной группы «Михнево» (а) и «Ростов» (б). Треугольниками показано место расположения сейсмических датчиков; 3CN и 3CS – трехкомпонентные станции группы «Михнево»

го широкополосного трехкомпонентного сейсмоприемника RefTek 151–60 (рабочая полоса 0.0083–40 Гц, чувствительность (мкм/с)/отсчет) и 6 короткопериодных трехкомпонентных датчиков СПВ-3К (рабочая полоса 0.5–65 Гц, чувствительность (мкм/с)/отсчет), расположенных на двух концентрических окружностях (рис. 1, б). В обоих случаях регистрация велась на 24-канальную АЦП с частотой оцифровки записи 200 Гц.

Для анализа кросс-корреляционной функции сейсмического шума использовались данные длительностью один месяц: январь 2017 года – для группы «Михнево» и август 2016 года – для группы «Ростов». Поскольку кросс-корреляционная функция микросейсмического шума между двумя станциями описывает функцию Грина среды между этими точками-приемниками [Snieder, 2004], в данной работе проводится исследование функций источника по измерительным точкам, расположенным вдоль профилей. Для группы «Михнево» рассмотрены станции 0, 1.1, 1.2, 1.3, 2.2, 3.2, расположенные по направлению 150–330°, и станции 0, 1.2, 1.3, 3.1, расположенные по направлению 30–210° (рис. 1, а). Технические сбои при регистрации не позволили включить в рассмотрение большее количество станций. Для второй группы анализ корреляционной функции шума проводился по 3 направлениям: 1 – станции А1, С0, В3; 2 – станции А2, С0, В1; 3 – станции А3, С0, В2 (рис. 1, б).

Методы

При использовании корреляционных методов анализа шума сейсмический шум рассматривается как волновое поле, образованное произвольными равномерно распределенными источниками, усредненными по большому интервалу времени. В этом случае кросс-корреляционная функция шума между двумя станциями описывает функцию Грина среды между точками-приемниками. При этом основной вклад вносят источники, расположенные на линии, соединяющей станции-приемники вне отрезка между станциями [Королева и др., 2009; Snieder, 2004]. Схема распространения волн от произвольного источника показана на рис. 2. Результирующая корреляционная функция является функцией времени, при этом временной сдвиг может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Значения функции при положительном сдвиге по времени соответствуют вкладу источников слева от приемника 1, при отрицательном сдвиге по времени – вкладу источников справа от приемника 2 (в соответствии с обозначениями на рис. 2) [Королева и др., 2009; Snieder, 2004].

Для расчета функции источника использовался алгоритм, предложенный в [Bensen et al., 2007]. Основной процесс представляет собой последовательное вы-

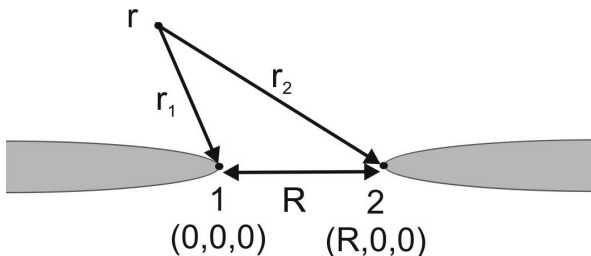


Рис. 2. Схема распространения волн от произвольного источника r , r_1 и r_2 – расстояние от источника до станций-приемников, R – расстояние между станциями. Серым показаны области, соответствующие источникам, которые вносят основной вклад в корреляционную функцию [Snieder, 2004]

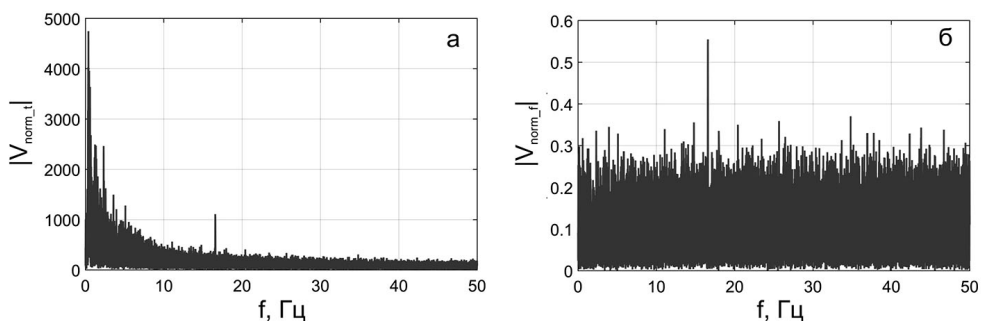


Рис. 3. Спектр суточной записи скорости после нормировки во временной (а) и частотной (б) области

полнение нескольких этапов. На первом этапе проводилось уменьшение частоты опроса исходных данных в 2 раза до 100 Гц, полосовая фильтрация в диапазоне 0.5–40 Гц и формирование записей длительностью одни сутки. Дни, где присутствовали разрывы в данных, не использовались при анализе. Далее с помощью нормализации сформированных суточных рядов во временной и частотной области удалялись активные источники сейсмических колебаний (взрывы, землетрясения и нестационарные источники шума вблизи места установки станций). В данной работе использовалась однобитная нормализация [Larose et al., 2004], которая заключается в представлении сигнала в виде 1 для всех положительных отчетов и -1 – для всех отрицательных. Это метод нормализации сигнала широко используется (например, в [Campillo et al., 2003; Shapiro et al., 2005]) благодаря простой реализации и получению достаточно высокого соотношения сигнал/шум корреляционной функции [Bensen et al., 2007; Королева и др., 2009]. Нормализация в частотной области («выбеливание» спектра) (рис. 3, б) выполнялась путем деления комплексного спектра (рис. 3, а) на сглаженное значение амплитудного спектра в бегущем окне. Также проводилось удаление модулированных колебаний режекторным фильтром на частотах 12,5 и 25 Гц, а также на частотах 8, 16 и 32 Гц.

На последнем этапе проводилось посуточное построение кросс-корреляционной функции в частотной области, переход во временную область и суммирование по дням за рассматриваемый временной промежуток.

Результаты

В данной работе представлены предварительные результаты анализа корреляционной функции вертикальной компоненты сейсмического шума для двух районов центральной части ВЕП. На рис. 4 приведены корреляционные функции шума с учетом расположения датчиков для группы «Михнево». По распространению пиков кросс-корреляционной функции пар датчиков для каждого профиля можно выделить кажущиеся скорости распространения источников шума. Для профиля 150–330° характерно присутствие объемных и поверхностных волн со скоростями распространения $V = 4.5$ км/с, $V = 2.7$ км/с и менее (рис. 4, а). По профилю 30–210° получены более высокие значения кажущихся скоростей распространения волн $V = 4.8$ км/с, $V = 3.7$ км/с, $V = 3.3$ км/с и менее (рис. 4, б). Результаты корреляционного анализа шума по данным группы «Ростов» показаны на рис. 5. На всех профи-

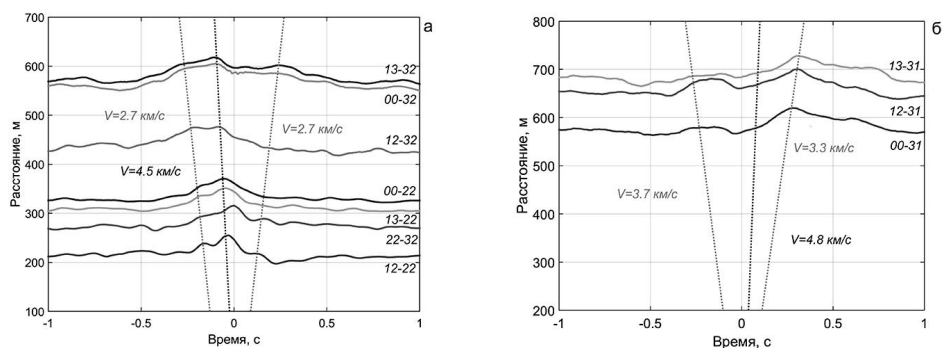


Рис. 4. Кросс-корреляционные функции, рассчитанные по двум направлениям для малоапертурной группы «Михнево»: а) профиль 150–330⁰; б) профиль 30–210⁰. Расположение используемых датчиков показано на рис. 1, а. Пунктирными линиями показана кажущаяся скорость распространения волн

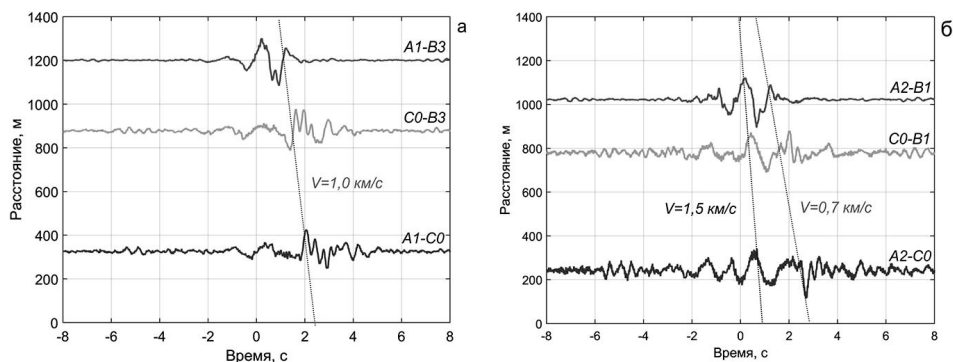


Рис. 5. Кросс-корреляционные функции, рассчитанные по трем направлениям для малоапертурной группы «Ростов»: а) профиль А1-С0-В3; б) профиль А2-С0-В1. Расположение используемых датчиков показано на рис. 1, б. Пунктирными линиями показана кажущаяся скорость распространения волн

лях четко видно распространение поверхностных волн со скоростями $V = 1.5$ км/с, $V = 1,0$ км/с и менее.

Обсуждение результатов

Распределение источников микросейсмического шума определяется рассматриваемым диапазоном частот. Сейсмический шум в широком диапазоне частот зависит главным образом от ветра и техногенного шума, хотя движения водных масс также могут вносить свой вклад [International..., 2002].

По результатам кросс-корреляционного анализа микросейсмического шума записей малоапертурной группы «Михнево» были обнаружены объемные и поверхностные волны. При этом пики корреляционной функции для профиля 150–330⁰ отмечаются при отрицательном сдвиге времени, а для профиля 30–210⁰ – при положительном временном сдвиге (рис. 4). Это дает основание предполагать, что источник шума находится между этими профилями и, возможно, связан с карстовыми

областями, которые образуют борта ручья, который проходит вдоль направления 120–350°. Например, при исследовании микросейсмических шумов в гротах Кунгурской карстовой пещеры отмечены интенсивные колебания в диапазоне 3–10 Гц [Кунгурская..., 2005]. Для карстовых областей в области Мертвого моря характерны частоты в диапазоне 1–75 Гц [Wust-Bloch et al., 2006]. В [Маловичко и др., 2010] отмечено, что для карстующихся пород характерны скорости порядка 1000–3000 м/с в диапазоне 10–50 Гц.

Анализ корреляционной функции шума по данным группы «Ростов» показывает ярко выраженное присутствие поверхностных волн. Максимум кросс-корреляционной функции при положительном временном сдвиге для профилей 1 и 2 и отрицательном для профиля 3 свидетельствует о влиянии Цимлянского водохранилища, расположенного севернее места проведения измерений. В пользу этого вывода говорит опыт регистрации микросейсмического шума вблизи озер в Северной Америке и Канаде [Kerman et al., 1995; Gu and Shen, 2012; Goddard et al., 2014; Moore et al., 2016], который показал наличие характерного спектрального пика на частотах около 1 Гц.

Состав сейсмического шума сильно зависит от конкретного места проведения измерений. Вопрос исследования энергетического состава высокочастотного микросейсмического шума поднимается многими исследователями. Для микросейсмического диапазона периодов 5–20 с в сейсмических шумах преобладают основные моды поверхностных волн Рэля и Лява. Однако для более коротких периодов характерна сложная смесь поверхностных волн основной и более высокой моды, а также объемных волн [Bonney-Claudet et al., 2006].

Исследование состава микросейсмического шума в диапазоне 0.25 и 2.5 с по данным 18 сейсмических групп, расположенных по всему миру, показало, что основной вклад (около 50%) вносит волна Лява. Основная энергия этих волн связана с неглубокими водоемами вдоль побережья. Энергия Р-волн, включающих региональные, мантийные и прошедшие через внешнее ядро волны, вносит около 28% в общий состав шума. Волны Рэля, возникающие, по большей части, вследствие техногенного шума, составляют остальную часть энергии микросейсмического шума [Koper et al., 2010]. [Landes et al., 2010] показали, что в диапазоне частот 0.1–0.3 Гц в энергетический состав шума материковой части северного полушария вносят вклад также моды Р-волн океанического происхождения. Мониторинг очаговой зоны Венчуанского землетрясения с помощью малоапертурных групп выявил наличие объемных волн в микросейсмическом шуме [Wang et al., 2010]. Исследование сейсмического шума в Калифорнии с помощью сети Паркфилд продемонстрировало наличие группы Р-волн и волн Рэля со стороны Тихого океана [Roux et al., 2005].

Стоит отметить, что при установке малоапертурных групп ее геометрия определяется с учетом минимальной функции когерентности шумов, что затрудняет проведение корреляционного анализа шума. Однако полученные результаты позволяют говорить о целесообразности использования групп для оценки энергетического состава микросейсмического шума в диапазоне высоких частот.

Выводы

В работе приведены первые результаты корреляционного анализа сейсмического шума двух районов на территории ВЕП по данным мониторинга малоапертурных

групп. Для группы «Михнево» характерно присутствие как объемных, так и поверхностных волн. Для группы «Ростов» основной вклад в микросейсмический шум вносят поверхностные источники, обусловленные влиянием вблизи расположенного водохранилища.

Постоянный мониторинг сейсмического фона на основе автокорреляции и кросс-корреляции шума для станций и малоапертурных групп позволит исследовать изменения, происходящие в массиве. В условиях Восточно-Европейской платформы, которая характеризуется мощными отложениями рыхлых осадочных пород, а также высокими антропогенными помехами, мониторинг и анализ сейсмического шума может оказаться удобным аппаратом для контроля деформационных характеристик локальных участков массива горных пород.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых (проект МК-2698.2017.5).

Литература

Королева Т.Ю., Яновская Т.Б., Патрушева С.С. Использование сейсмического шума для определения структуры верхней толщии Земли // *Физика Земли*. 2009. № 5. С. 3–14.

Кунгурская Ледяная пещера: опыт режимных наблюдений / под ред. докт. геолог.-минер. наук В.Н. Дублянского. Екатеринбург: УрО РАН, 2005. – 376 с.

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.

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*. 2008. Вып. 44. С. 3–18.

Bonnefoy-Claudet S., Cotton F., Bard P.-Y. The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies: A literature review // *Earth-Science Reviews*. 2006. V. 79. P. 205–227.

Bensen G.D., Ritzwoller M.H., Barmin M.P., Levshin A.L., Lin, F., Moschetti, M.P., Shapiro, N.M., and Yang, Y. Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broadband surface wave dispersion measurements // *Geophys. J. Int.* 2007. V. 169. P. 1239–1260. doi:10.1111/j.1365- 270 246X.2007.03374.x.

Campillo M., Paul A. Long-range correlations in the diffuse seismic coda // *Science*. 2003. V. 299. P. 547–549.

Campillo M., Roux P., Shapiro N.M. Correlation of seismic ambient noise to image and to monitor the solid Earth // *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics* (ed. Harsh K. Gupta). DOI 10.1007/978-90-481-8702-7, Springer Science+Business Media B. V. 2011.

Ekstrom G., Abers G.A., Webb S.C. Determination of surface-wave velocities across USArray from noise and Aki’s spectral formulation // *Gephys. Res. Lett.* 2009. V. 36, L18301.

Goddard K., Koper K.D., Burlacu R. Microseisms from the Great Salt Lake 2014, Abstract S41A-4444 presented at 2014 Fall Meeting, AGU, San Francisco, Calif., Dec. 15–19.

Gu Y.J., Shen L. Microseismic noise from large ice-covered lakes? // *Bull. Seism. Soc. Am.* 2012. V. 102. P. 1155–1166, doi:19.1785/0120100010.

International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, V.81A. (ed. Lee W.K.H.). Academic Press, New York, London, 2002. – 994 p.

Kerman B.R., Mereu R.F., Roy D. Wind-induced microseisms from large lakes, in *Sea Surface Sound '94, Proceedings of the III International Meeting on Natural Physical Processes Related to Sea Surface Sound*, 2015, pp. 143–156, edited by M.J. Buckingham and J.R. Potter, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore.

Koper K.D., Seats K., Benz H. On the composition of Earth's short-period seismic noise field. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 2010. V. 100. P. 606–617.

Landès M., Hubans F., Shapiro N.M., Paul A., Campillo M. Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115: B05302.

Larose E., Derode A., Campillo M., Fink M. Imaging from one-bit correlation of wide-band diffuse wavefields // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95. P. 8393–8399.

Moore J. R., Thorne M. S., Koper K.D., Wood J.R., Goddard K., Burlacu R., Doyle S., Stanfield E., White B. Anthropogenic sources stimulate resonance of a natural rock bridge // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. P. 9669–9676, doi:10.1002/2016GL070088.

Roux P., Sabra K.G., Gerstoft P., Kuperman W.A., Fehler M.C. P-waves from cross-correlation of seismic noise // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32: L19303.

Shapiro N.M., Campillo M., Stehly L., Ritzwoller M.H. High resolution surface wave tomography from ambient seismic noise // *Science.* 2005. V. 307: 1. P. 615–618.

Snieder R. Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase // *Phys. Rev.* 2004. E 69: 046610.

Wang W., Ni S., Wang B. Composition of high frequency ambient noise from cross-correlation: A case study using a small aperture array // *Earthq. Sci.* 2010. V. 23. P. 433–438.

Wust-Bloch G.H., Joswig M. Pre-collapse identification of sinkholes in unconsolidated media at 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.

УДК 550.34, 551.248.2

ВРЕМЕННЫЕ СЕЙСМОЛОГИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ В РАЙОНЕ РОСТОВСКОЙ АЭС

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

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Приведены основные результаты сейсмического мониторинга площадки Ростовской АЭС, проведенного малоапертурной группой ИДГ РАН в 2016 году. Описаны условия размещения, характеристика аппаратуры и конфигурация группы. Чувствительность группы в конкретных условиях установки обеспечивала регистрацию сейсмических событий с магнитудой 3 на расстояниях до 300 км; с магнитудой 1 на расстоянии 60 км от центрального датчика группы. Показано, что детальный анализ слабой сейсмичности с помощью малоапертурной группы возможен, но требует длительных наблюдений.

Введение

Согласно федеральным нормам и правилам в области использования атомной энергии [НП-031-01], одной из основных задач сейсмического мониторинга в районе АЭС является оценка проектных параметров: потенциальных величин проектного и максимального расчетного землетрясений (ПЗ и МРЗ). Которые, в свою очередь, формально рассчитываются по параметрам графика повторяемости. Однако построение графика повторяемости землетрясений для слабоактивной территории весьма нетривиальная задача. В первую очередь она требует достаточно высокой чувствительности систем сейсмологического наблюдения, поскольку диапазон регистрируемых магнитуд может быть расширен именно за счет слабых событий. Организация систем сейсмологического контроля, которые обеспечивают надежную регистрацию и локацию сейсмических событий с магнитудами вплоть до отрицательных, — весьма распространенная практика в мире. Например, при мониторинге ответственных объектов, таких как захоронения радиоактивных отходов [Saari, 1999], или при мониторинге техногенной сейсмичности [Oye et al., 2005; Domański&Gibowicz, 2009]. Наряду с плотными сейсмическими сетями весьма широко используется методика группирования датчиков, позволяющая заметно повысить чувствительность системы [Málek et al., 2009; Niemer et al., 2012; Antonovskaya et al., 2017]. При существующей в России практике наблюдений редкой сетью из пяти-семи станций на территории радиусом 300 км от площадки АЭС, данные о локальных землетрясениях крайне редки: подобные системы в лучшем случае без пропуска регистрируют события с $M(mb) > 2.7$.

Конечно, необходимость повышения чувствительности систем сейсмологического наблюдения влечет за собой целый ряд проблем. В первую очередь, пространственно-временные закономерности распределения сейсмических событий разного масштаба весьма сложны [Sherman, 2013]; даже при наличии представительной статистики. Помимо этого, существенные трудности возникают в ходе регистрации и идентификации слабых событий: высокий уровень микросейсмических шумов, наличие в ожидаемом для слабых событий частотном диапазоне огромного количества сейсмических сигналов, в том числе таких, природу источников которых определить не удается.

В настоящей статье приведены основные характеристики организованной в 2016 году системы временных сейсмологических наблюдений в районе площадки Ростовской АЭС, методические приемы обработки полученных записей и основные результаты полугодичного мониторинга. Традиционно для ИД, в качестве системы наблюдений, была использована малоапертурная сейсмическая группа.

Условия размещения площадки АС и системы сейсмологического наблюдения

Ростовская АЭС (РОАЭС) расположена на берегу Цимлянского водохранилища в 12 км от города Волгодонска. Согласно картам современных вертикальных движений земной поверхности, рассматриваемая территория расположена в тектонически относительно спокойном регионе. Предполагается только активность на современном этапе некоторых разломов в пределах 300-километровой зоны от Ростовской АЭС. В частности, фиксируется протяженный уступ субширотного простирания к югу от нижнего течения реки Дон, который может указывать на актив-

ность движений по Северо-Ростовскому разлому. Неотектоническая активность территории региона расположения площадки РОАЭС проанализирована в [Иванченко и др., 2017]. Согласно Картам общего сейсмического районирования территории Российской Федерации (ОСР-97) интенсивность сейсмических воздействий по шкале MSK-64 для средних грунтовых условий района Ростовской АЭС составляет: для проектного землетрясения с расчетным периодом повторяемости сейсмических воздействий $T = 1000$ лет – 5 баллов; для максимального расчетного землетрясения с расчетным периодом повторяемости сейсмических воздействий $T = 10\,000$ лет 6 – баллов.

Малоапертурная группа работала в окрестности города Волгодонска, в 10 км от площадки РОАЭС. Район установки находился на высоте 60 метров над урезом Цимлянского водохранилища и занимал около 1 км² площади (перепады высот на участке незначительны по сравнению с расстояниями между датчиками). Сейсмические датчики устанавливались на бетонных постаментах, углубленных в грунт на 0.7 метра, накрывались и засыпались землей. Каждая точка оснащалась регистратором/накопителем данных и временными источниками питания (аккумуляторами).

Методика и аппаратура

Для малоапертурной группы была выбрана конфигурация с точками наблюдений, расположенными на concentрических окружностях по отношению к центральному пункту. Для оценки радиуса корреляции микросейсмического шума были проведены предварительные исследования микросейсмического шума с использованием тестовой расстановки датчиков на расстояниях от 100 до 500 метров. Оценки радиусов пространственной корреляции шума на вертикальных каналах расстановки выполнялись в предположении азимутальной изотропности характеристик шума, в условиях временной синхронизации записей всех каналов в разных частотных диапазонах. В итоге радиус первого кольца составил 250–270 м, второго – 650–800 м. В состав малоапертурной сейсмической группы «Ростов» вошло семь сейсмических станций, которые в непрерывном режиме работали с 13 апреля по 25 октября 2016 года. В центральном пункте (42°18.099 с.ш., 47°30.982 в.д.) помимо трехкомпонентного сейсмоприемника СПВ-3К (рабочий частотный диапазон 0.5–65 Гц), которым были оснащены все точки группы, работал широкополосный трехкомпонентный сейсмометр RefTek-151-60 (рабочий частотный диапазон 0.0083–40 Гц). Динамический диапазон сейсмических каналов комплектов регистрирующей аппаратуры составлял 120–140 дБ. Регистрация скорости сейсмических колебаний велась с частотой опроса 200 Гц 24-разрядными регистраторами RefTek-130 в системе мирового времени (GMT). Привязка по времени осуществляется посредством GPS; точность привязки к GMT не хуже 5 миллисекунд. Перед началом установки аппаратуры в выбранных точках была проведена суточная регистрация при установке всех задействованных сейсмоприемников на общем постаменте. Регистрация продемонстрировала отличную идентичность каналов регистрации.

В дальнейшем, непосредственно на месте установки в каждой точке группы, была проведена импульсная калибровка каналов, подтвердившая идентичность характеристик аппаратуры после её установки в рабочее положение.

На рис. 1 представлен рельеф карты изолиний конфигурации сейсмической группы «Ростов» – энергетической характеристики направленности группы, рассчитанной как:

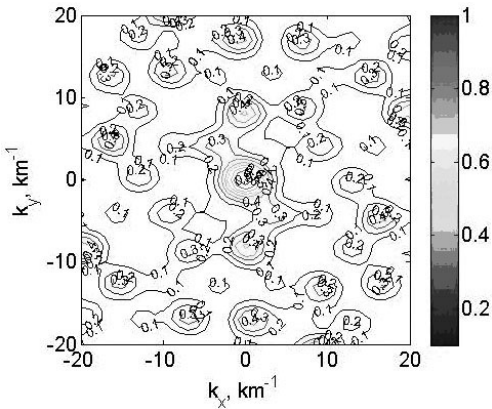


Рис. 1. Карта изолиний энергетической характеристики направленности группы «Ростов». Точка (0, 0) соответствует расположению центральной точки группы

$$A(k_x, k_y) = \left| \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \exp(-i(k_x x_n + k_y y_n)) \right|^2$$

где (k_x, k_y) — компоненты волнового вектора в плоскости установки группы, n — число датчиков группы, (x_i, y_i) — координаты установки датчиков. Ширина главного максимума характеристики показывает разрешающую способность конфигурации группы: чем уже максимум, тем точнее определяется вектор кажущейся скорости. Наличие боковых максимумов, сравнимых по величине с главным, может привести к принципиальным ошибкам определения вектора кажущейся скорости. Хорошо видно, что характеристика направленности группы в (k_x, k_y) -плоскости имеет четко выраженный центральный максимум, а

дополнительные максимумы невелики по амплитуде (< 0.3); так что реализованная конфигурация группы способна обеспечивать оптимальные условия для регистрации сейсмических сигналов по различным азимутальным направлениям.

Обработка и основные результаты

Для оценки параметров микросейсмических колебаний грунта в районе установки малоапертурной сейсмической группы выбирались фрагменты записи, не осложненные какими-либо видимыми помехами и сигналами. Длина фрагментов составляла 10 минут: при такой длине выборки зарегистрированный микросейсмический фон близок к случайному процессу с нормальным распределением. Для каждого выбранного участка записи рассчитывались основные амплитудные и спектральные характеристики колебаний, чтобы получить представление об общих характеристиках микросейсмического шума в месте установки группы [Спивак, Кишкина, 2004]. Уровень естественных микросейсмических колебаний на площадке установки малоапертурной сейсмической группы «Ростов» в ночные часы составлял

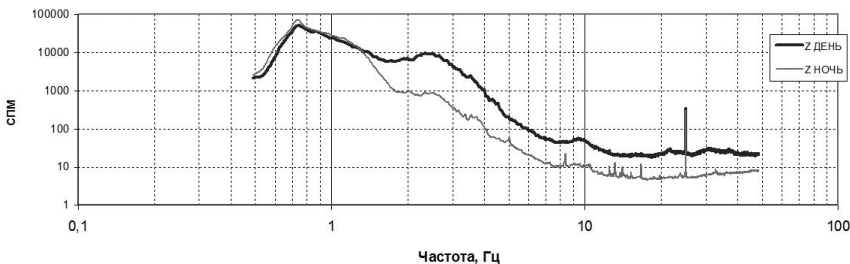


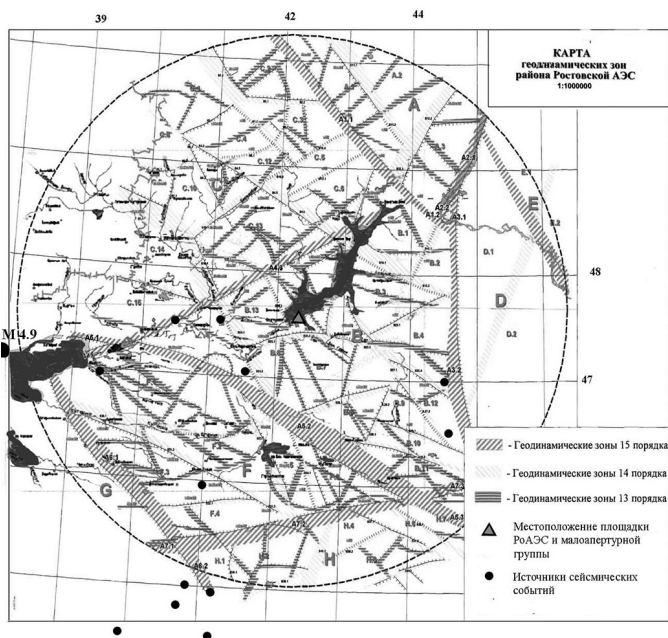
Рис. 2. Спектральная плотность мощности микросейсмического шума в ночное и дневное время (03 и 14 часов местного времени) за два месяца регистрации. Пункт регистрации В1 — осредненная характеристика. Видно существенное повышение уровня фона днем практически во всем диапазоне частот

0.2–0.5° микрон/с, днем ~0.5–1.0° микрон/с. Результаты вычисления спектральной плотности мощности для каждого блока записи (расчет проводился скользящим окном длительностью 20 секунд с перекрытием 50%) в виде осредненного спектра мощности по выборке за два месяца приведен на рис. 2.

Потоковая обработка записанных малоапертурной сейсмической группой «Ростов» цифровых данных осуществлялась при помощи программного комплекса EL_WIN [Асминг, 2004]. Обработка включала в себя обнаружение сигнала и определение его основных параметров: кажущейся скорости распространения волн, времен вступления различных фаз, амплитуд и соответствующих им периодов; координат источника зарегистрированного события. Наряду с использованием ряда автоматизированных алгоритмов для обнаружения и выделения сейсмических сигналов, все данные традиционно обрабатывались и эмпирическими методами, основанными на опыте человека-оператора. Основное внимание было направлено на выделение местных источников и, соответственно, слабых сигналов.

Среди используемых методических приемов обработки цифровых записей слабых сейсмических событий основное место занимали метод формирования луча, а также традиционный поляризационный анализ трёхкомпонентной записи с оценкой собственных векторов и чисел ковариационной матрицы, линейности колебаний, угла подхода на станцию, и азимута на источник; спектральный анализ с вычислением спектрограмм фрагментов записи вертикальных каналов; а также сравнительный анализ волновых форм компонент группы и их огибающих Гильберта для идентификации фаз сейсмического сигнала на разных каналах малоапертурной группы. Несомненно, главным фактором, осложняющим интерпретацию, является малая интенсивность колебаний. Эффективным инструментом, позволяющим выделить слабые волновые формы для последующего визуального анализа, зарекомендовал себя нуль-фазный частотный фильтр Баттерворта; для записей группы «Ростов» оптимально показал себя фильтр второго порядка в полосе частот 0,4–15 Гц. Все теоретические оценки медленности рассчитывались в рамках стандартной для ростовского региона локальной модели (CRUST 1.0).

Рис. 3. Источники сейсмических событий, зарегистрированных малоапертурной группой «Ростов» с апреля по октябрь 2016 г., на схеме геодинамических зон ближней зоны РОАЭС



Всего в результате проведенного анализа данных, полученных группой «Ростов» за полгода, помимо 340 сейсмических сигналов от далеких и удаленных землетрясений и сигналов от взрывов, было выделено 10 сейсмических источников с магнитудами от 1.2 до 3.7 в зоне до 300 км от площадки АЭС. Источники четырех сигналов находятся на расстояниях 290–350 км от площадки РОАЭС и приурочены к Северо-Кавказским сейсмолинеаментам. Источники еще 7 сигналов определены в пределах Северо-Азовского сейсмолинеамента, на расстояниях 330–380 км от площадки Ростовской АЭС (рис. 3). Среди них наиболее значимое зарегистрированное событие – Мариупольское землетрясение произошедшее 07.08.2016 в 360 км от площадки АЭС и от группы. Максимальная зарегистрированная скорость смещения грунта в районе площадки АЭС составила 193.88 мкм/с (ускорение 0.000109 g).

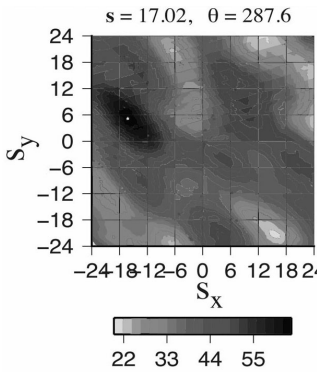


Рис. 4. Диаграмма медленности, рассчитанная по 0.3-секундным фрагментам вертикальных каналов около первого вступления продольных волн. θ – азимут на источник, s – медленность, в сек/градус. Мариупольское землетрясение 07.08.2016 г.

На рис. 4 приведена диаграмма медленности для Мариупольского землетрясения. В результате анализа были получены значения $t_p = 08:15:57.8$, $t_s = 08:16:36.7$; $S-P = 38.9$ с.; $mb = 4.8$: по данным одной только малоапертурной группы были выполнены оценки координат очага ($47.16^\circ N$, $37.55^\circ E$, глубина 15 км), которые достаточно хорошо согласуются с результатами, независимо полученными Геофизической службой РАН ($47.17^\circ N$, $37.52^\circ E$, глубина 10 км; $mb = 4.8$) на основании данных 49 станций. Отдельно стоит упомянуть близкие значения оценок глубины Мариупольского события, полученные по данным группы станций ЕГС РАН и малоапертурной группы «Ростов». В сейсмологической практике среди основных параметров очага глубина гипоцентра, как правило, определяется с наименьшей точностью, хотя представляет едва ли не наибольший интерес. Знание точного пространственного положения очага (прежде всего глубины) позволяет выявлять его связь с особенностями глубинного строения

земной коры, в первую очередь с активными разломными областями, являющимися главными зонами генерации сейсмичности. В этой связи предоставляемая малоапертурными группами возможность проведения грубой оценки глубины гипоцентра без использования фаз, отражённых от свободной поверхности, очень важна. Надёжное обнаружение таких фаз (например, pP) в высокочастотной коде слабых событий представляет собой отдельную научную задачу, требующую глубокого анализа и реализации комплексных математических и геофизических алгоритмов.

Примером такой обработки может являться использование многоканального кепстрального анализа для выделения опорного импульса с последующим суммированием логарифмических спектров по группе близко расположенных станций и количественной оценкой значимости выделяемых сигналов [Коновалов, Иващенко, 2006]. Оценка же глубины, по данным малоапертурных групп, в некоторых случаях позволяет избежать многочисленных сложностей выделения глубинных фаз и эксплуатирует идею минимизации невязки дифференциального времени пробега одной или нескольких пар фаз (например, $S-P$, $S-P_n$, и т.д.) с

базовой моделью среды за счет вариации эпицентрального расстояния и глубины очага в области измеренных медленностей используемых сейсмических фаз:

$$\text{Min}_{\Delta h s} \left\{ \sum_{i=1}^n (t_{\text{meai}} - t_{\text{modi}}) \right\}$$

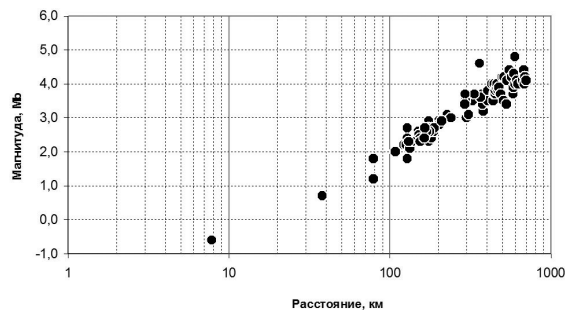
где Δ – эпицентральное расстояние, h – глубина гипоцентра, s – медленность, n – количество пар сейсмических фаз, δt_{mea} – измеренное дифференциальное время пробега, δt_{mod} – дифференциальное время пробега, рассчитанное по стандартной модели.

Таким образом, после вычисления частотно-волновых диаграмм по вертикальным каналам малоапертурной группы на временных интервалах, соответствующих вступлениям сейсмических фаз, привлечённых к оценке глубины, проводится перебор значений эпицентрального расстояния и глубины источника для минимизации невязок измеренных времён пробега вблизи полученных значений медленности используемых вступлений (для центральной точки группы). Вместе с тем необходимо отметить, что получение устойчивой оценки глубины методом минимизации невязок в значительной степени обусловлено достаточно высокой точностью и взаимной согласованностью оценок медленности анализируемых сейсмических фаз обрабатываемого события, что в случае анализа слабых высокочастотных сигналов может не достигаться, особенно для вторичных вступлений коды, в силу недостаточного соотношения сигнал/шум и ряда других факторов. С другой стороны, фокальная глубина была успешно определена для нескольких событий из анализируемого набора данных, включая Мариупольское событие.

Традиционно большое внимание уделялось сигналам от карьерных и шахтных взрывов, поскольку именно путем регистрации и, главное, анализа сигналов, вызванных карьерными и шахтными взрывами, может быть оценена реальная чувствительность используемой системы мониторинга; особенно в платформенных условиях, при низкой частоте возникновения тектонических сейсмических событий (рис. 5). За шесть месяцев мониторинга района РОАЭС было зарегистрировано 42 сигнала, отнесенных к взрывным источникам с магнитудами от 2 до 3. Область, в которой сосредоточены эти источники, удалена от площадки АЭС на 120–180 км на запад и характеризуется высокой плотностью горных работ. Здесь сосредоточены как карьеры по добыче угля, щебенки и др., так и шахты, которые производят взрывы в любое время суток. Отметим также, что 09.09.2016 г. в 00:40:03,4GMT группой «Ростов» зарегистрирован подземный ядерный взрыв, произведенный КНДР.

Определение природы сигналов, вызванных взрывами на карьерах или шахтах, проводилось по совокупности признаков. По признаку «место-время» (совпадение места источника и территории карьера или шахты, совпадение времени в источнике

Рис. 5. Зависимость магнитуд сигналов от расстояния до их источников по данным группы «Ростов» за полгода. График определяет чувствительность группы в конкретных условиях установки. Учтены как природные, так и техногенные сигналы (карьерные взрывы). Не приняты во внимание далекие и удаленные события, параметры очагов которых по данным группы не оценивались



с узким интервалом проведения взрывных работ на конкретном предприятии); наличие спектральной модуляции на высоких частотах (на частотах выше 15–20 Гц); по соответствию набору типовых «портретов» волновых форм.

На подобную специфичность волновых форм, в частности, опирается разработанный [Адушкин и др., 2016] алгоритм кросскорреляции волновых форм трехкомпонентных сейсмических станций, обработка которого продолжалась и на базе данных группы «Ростов». Этот метод автоматического распознавания сейсмических сигналов продемонстрировал значительные преимущества перед станциями любых других типов при обнаружении и идентификации сейсмических событий на региональных расстояниях [Китов и др., 2017].

Как уже упоминалось, высокая чувствительность сейсмической малоапертурной группы способствует тому, что регистрируется огромное количество сигналов, требующих интерпретации. Даже после обнаружения и анализа далеких и региональных землетрясений, заведомо антропогенных сигналов от работающего оборудования или транспорта, после распознавания сигналов от взрывных источников и местных сейсмических событий, остается большое количество сигналов, природу источников которых однозначно определить не удастся. В качестве примера такой неоднозначной интерпретации приведем сейсмограмму сигнала 22.10.2016 г. (рис. 6), источник которого предположительно находится в ближней зоне площадки Ростовской АЭС. Глубина источника оценивается как 1–2 км, что не позволяет приурочить источник к разломной зоне, поскольку глубина залегания кристаллического фундамента здесь существенно больше (вопрос о природе волн первого вступления также остается дискуссионным).

Еще один пример – анализ сигнала 11.08.2016 г. в 22:00GMT (рис. 7). После применения полосовой частотной фильтрации в диапазоне 2–50 Гц по всем вертикальным каналам группы прослеживаются относительно четкие вступления продольных и поперечных волн. При этом вступление на 139-й секунде имеет слишком высокую медленность (> 27 с/град.), что не позволяет ассоциировать эту волновую форму с первым вступлением продольных волн. Вступление ~ 139.5 с имеет медленность 18.06 с/град., что немного ниже значения, ожидаемого в рамках используемой модели, и, в частности, может свидетельствовать о ненулевой глубине ис-

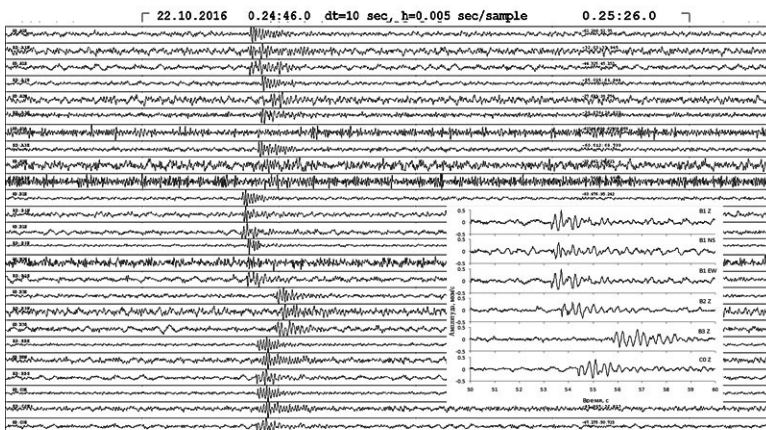


Рис. 6. Сейсмический сигнал 22.10.2016 г. Все каналы группы без фильтра (60 с) и отдельные каналы группы (10 с) после процедуры полосовой фильтрации 2–25 Гц (во врезке)

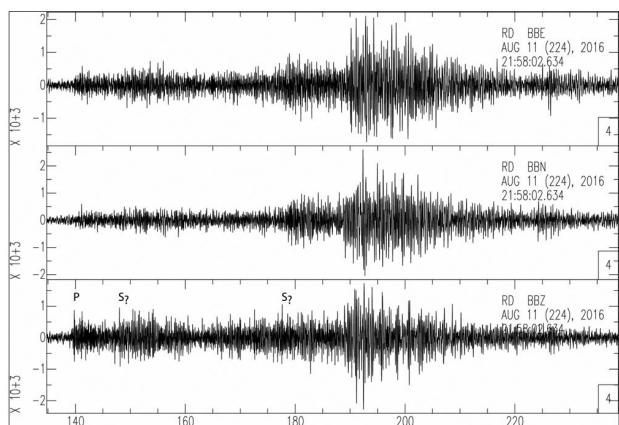
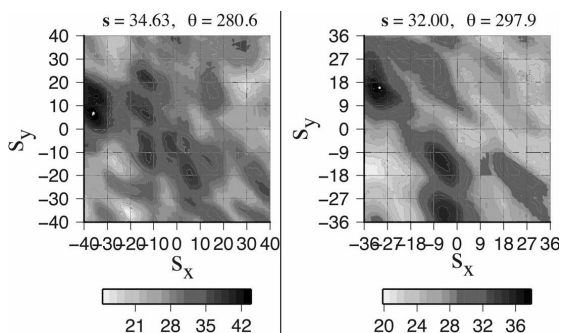


Рис. 7. Фрагмент трехкомпонентной записи 11.08 22:00 широкополосного канала центрального пункта (слева - сверху) и диаграммы медленности (справа - внизу), рассчитанные по полусекундным фрагментам вертикальных каналов около 148-й (слева) и 176-й (справа) секунд групповой записи



точника события. Если при оценке эпицентрального расстояния ориентироваться на медленность, оцененную по первым вступлениям продольных волн, то для поверхностного источника расстояние составит не более 210 км, так как на большем удалении первым вступлением является слаборефрагированная на границе Мохо волна с медленностью около 13 с/град.

Основываясь на этом предположении, поиск вступлений поперечных волн вёлся на временах не позднее 25-й секунды от первого вступления. Был проведен поляризационный анализ, согласно которому вероятные времена вступления могут располагаться как в диапазоне 148–150 с, так и существенно позже. Оценки медленности для этих двух групп вступлений дают значения близкие к ожидаемым, причем более поздняя группа даёт более близкие к модельным значения. При этом визуальный анализ трёхкомпонентной записи показывает, что одновременно с разрастанием амплитуд на вертикальной составляющей происходит усиление колебаний и на горизонтальных, особенно на компоненте С-Ю – главного направления прихода сейсмических волн, исходя из диаграммы медленности Р.

Вместе с тем, более поздние времена прихода поперечных волн будут соответствовать запаздыванию S-P около 37 с, что не согласуется с медленностью первого вступления. Азимут по поляризационным характеристикам продольных волн оказался близок к оценкам по диаграммам медленности и оставил 250–290 град. Исходя из наименее противоречивых результатов анализа, были получены параметры очага (время 21:59:38; координаты 47.19°N, 37.37°E; глубина не определена).

Одно из предположений – экзогенная природа обсуждаемых «неоднозначных» событий. Механизм экзогенных источников существенно отличается от тектонических событий и должен анализироваться по другим алгоритмам. Но, как прави-

ло, неоднозначность может быть разрешена только при регистрации нескольких подобных сигналов в ходе дальнейшего мониторинга в этом районе.

Заключение

Приведенный в статье опыт использования малоапертурной сейсмической группы для мониторинга площадки Ростовской АЭС демонстрирует не только возможность, но и необходимость организации чувствительной системы наблюдений в данном районе. Несомненно, следует учитывать существующие предположения об оживлении сейсмической обстановки северных районов Приазовья (Северо-Азовской полосы) и возможности возникновения заметного сейсмического события в районе Ростова-на-Дону [Габсатарова и др., 2017]; что требует сейсмологического контроля. Но основным мотивом организации чувствительной системы мониторинга, на наш взгляд, должна являться необходимость получить сведения о структуре существующих в районе площадки разломных зон, выявить участки локализации деформационных процессов. Такую возможность дает детальный анализ слабой сейсмичности при организации чувствительной системы сейсмического мониторинга [Кишкина и др., 2012]. При этом следует обратить внимание и на повышение точности определения координат сейсмических событий, что позволит сделать более выраженной локализацию эпицентров и, следовательно, выявить их приуроченность к разломным зонам. Достаточная длительность наблюдений позволит не только осуществить набор статистики событий, но и улучшить идентификацию их источников.

Работа выполнена в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0010).

Литература

Габсатарова И.П., Никонов А.А., Флейфель Л.Д. Бердянское (Осипенковское), 2006 г., и Мариупольское 2016 г., землетрясения в зоне Северо-Азовского разлома: макросейсмическое поле, механизм очага, миграция // Триггерные эффекты в геосистемах: материалы четвертого Всероссийского семинара-совещания / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2017. С. 76–83.

Иванченко Г.Н., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н. Геодинамические условия региона расположения ростовской АЭС // Триггерные эффекты в геосистемах: материалы четвертого Всероссийского семинара-совещания / под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2017. С.251–260.

Китов И.О., Санина И.А., Сергеев С.С., Нестеркина М.А., Константиновская Н.Л. Обнаружение, оценка магнитуды и относительная локация слабых афтершоков с помощью кросс-корреляции волновых форм: землетрясение 7 августа 2016 г в Мариуполе // Сейсмические приборы. 2017. Т. 53, № 2. С. 58–80.

Кишкина С.Б., Кочарян Г.Г., Санина И.А., Остапчук А.А., Шаумян А.В. Использование локальных сейсмических сетей для определения сейсмогенной структуры разломов // Физика Земли. 2012. № 3. С. 22–33.

Коновалов А.В., Иващенко А.И. Многоканальный анализ кепстров для определения глубины очага мелкофокусного землетрясения // Вулканология и сейсмология. 2006. № 2. С. 55–64.

Кочарян Г. Г. Масштабный эффект в сеймотектонике // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5. № 2. С. 353–385.

НП-031-01 «Нормы проектирования сейсмостойких атомных станций». Утверждены постановлением Госатомнадзора России от 19 октября 2001 г. № 9.

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.

Шерман С.И. Деформационные волны как триггерный механизм сейсмической активности в сейсмических зонах континентальной литосферы // Геодинамика и тектонофизика. 2013. № 4 (2). С. 83–117.

Antonovskaya, G.N. Kapustian, N.K., Moshkunov A.I. New seismic array solution for earthquake observations and hydropower plant health monitoring // Journal of Seismology, 09/2017, Volume 21, Issue 5.

Domański B., Gibowicz S. Comparison of source parameters estimated in the frequency and time domains for seismic events at the Rudna copper mine, Poland. Acta Geophys. 2008. Vol. 56.

Hiemer, S., D. Rössler, and F. Scherbaum (2012). Monitoring the West Bohemian Earthquake Swarm in 2008/2009 by a Temporary Small-Aperture Seismic Array // Journal of Seismology.

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

Oye V., Bungum H., Roth M. Source parameters and scaling relations for mining-related seismicity within the Pyhäsalmi ore mine, Finland. BSSA, 2005. Vol. 95 (3).

Saari J. An overview of possible applications of microearthquake monitoring at the repository site of spent nuclear fuel in Finland. HELSINKI, FINLAND. December 1999.

УДК 556.3.04+556.332+556.366

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОГО КОЛЛЕКТОРА ПО ДАННЫМ ПРЕЦИЗИОННОГО ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

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

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В статье рассматриваются скачкообразные изменения уровня безнапорного водоносного горизонта, приуроченного к карбонатному коллектору трещинно-порового типа, которые не связаны с техногенными помехами и градиентом атмосферного давления. Выделенные подъемы и снижения уровня с амплитудами до 28 мм приурочены преимущественно к границам зон интенсивной трещиноватости водовмещающих пород и подтверждают наличие магистральных микротрещин. Полученные данные использованы для анализа анизотропии фильтрационных свойств флюидонасыщенного коллектора.

Введение

При дистанционном изучении фильтрационных свойств флюидонасыщенных коллекторов, в рамках пороупругой модели, основное внимание уделяется исследованию динамических вариаций уровня подземных вод с амплитудами от первых мм до десятков мм, обусловленных влиянием естественных факторов: атмосферным давлением, земными приливами, прохождением сейсмических волн [Elkhoury et al., 2006; Doan et al., 2006; Kitagawa et al., 2011; Lai et al., 2013]. Вместе с тем изменение условий питания и разгрузки подземных вод, удаленный эпизодический и стационарный водоотбор также вызывает вариации уровня подземных вод с амплитудами от десятков мм [Xue et al., 2016; Gorbunova et al., 2017] до первых метров [Allegre et al., 2016]. В частности, в условиях распространения безнапорных водоносных горизонтов региональный тренд снижения/подъема уровня приводит к нарушению гидростатического равновесия, изменению мощности обводненных пород, и, возможно, фильтрационных свойств коллектора.

Задача данной работы заключается в поиске и выделении в прецизионных гидрогеологических данных скачкообразных изменений уровня, которые подтверждают наличие водопроводящих (магистральных) трещин. Объектом исследований является карбонатный коллектор трещинно-порового типа, характеризующийся различным динамическим соотношением между осушенной и обводненной частью пород за трехлетний период стационарных наблюдений. Измерения проводятся в скважине глубиной 60 м, расположенной на территории геофизической обсерватории «Михнево» (ГФО «Михнево») ИДГ РАН, на расстоянии 80 км южнее мегаполиса – г. Москвы.

Характеристика условий формирования и режима безнапорного водоносного горизонта на территории ГФО «Михнево»

На территории ГФО «Михнево» первые от поверхности безнапорные водоносные горизонты приурочены к лопасненской (C_{2lp}) и нарской (C_{2nr}) толщам каширского горизонта среднего карбона (C_2k_3), разделенным водоупором – хатунскими глинами (C_{2ht}) мощностью 5.5 м, которые обуславливают изолированность формирования уровней (рис. 1). Обводненная часть верхней лопасненской толщи вскрыта в интервале 25.8–27.4 м, нижней нарской толщи – в интервале 42.6–56.5 м. Водовмещающие породы представлены известняками неравномерно трещиноватыми кавернозными с подчиненными прослоями глины, мергеля. Область питания верхнего безнапорного горизонта приурочена к водораздельной части Москворецко-Окской равнины. Общее количество выпадающих атмосферных осадков определяет пополнение естественных ресурсов подземных вод следующего года за рассматриваемым периодом и амплитуду паводковой волны.

Возрастание годового количества осадков от 619 мм в 2013 г. до 1065 мм в 2015 г. обусловило увеличение максимальной амплитуды сезонного подъема уровня от 0.4–0.6 м в верхней толще до 1.6 м в нижней толще несмотря на общий тренд снижения уровня (рис. 2). Значительные вариации уровня в обводненной части нарской толщи в периоды максимальных диапазонов изменений атмосферного давления подтверждают высокую барометрическую эффективность нижнего горизонта. Режим подземных вод техногенно нарушен из-за повсеместной эксплуатации каширского горизонта, тем не менее, в вариациях уровня прослеживается годовая

Рис. 1. Схематический геолого-гидрогеологический разрез. 1 – суглинок; 2 – известняк; 3 – глина; 4 – доломит; 5 – мергель; 6 – окремнение; 7 – скважина (цифра справа – уровень подземных вод, м); косой штриховкой выделена обводненная часть верхней лопасненской толщи (C_2lp) и нижней нарской толщи (C_2nr) каширского горизонта ($C_2kš$)

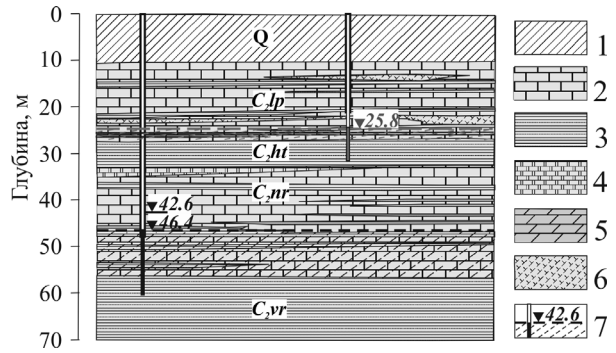
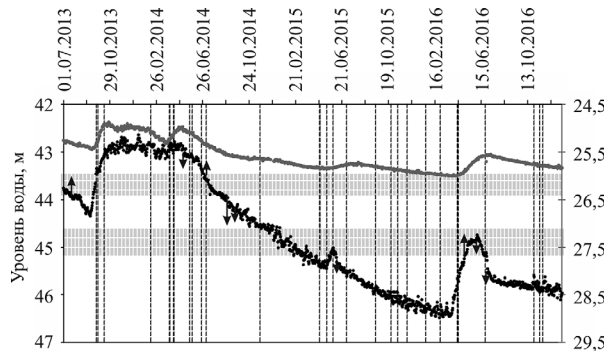


Рис. 2. Диаграммы уровня лопасненской (серая линия) и нарской толщ (черная).

Интервалы повышенной трещиноватости пород обозначены серыми полосами. Скачкообразные подъем уровня – стрелка вверх, снижение – стрелка вниз (показаны внемасштабно). Вертикальный штрих-пунктир соответствует датам удаленных землетрясений с $M_s > 6.4$



цикличность в виде интенсивного подъема уровня в паводок (весенний период). По данным мониторинга 2013–2016 гг. региональный тренд снижения уровня подземных вод составил 1.1 м в верхней обводненной толще и 3.8 м – в нижней.

Максимально низкие значения уровня в верхней части обводненной толщи устанавливаются на 10–20 суток позже по сравнению с нижней. В связи с малой мощностью обводненной части пород, не превышающей 1.6 м, лопасненская толща не информативна для постановки прецизионных измерений. Уровень обводненной части нижней нарской толщи (далее – каширский безнапорный водоносный горизонт) уменьшается от 42.6 до 46.4 м. Соотношение мощностей осушенной к обводненной части пород изменяется от 0.7 до 1.2.

В соответствии с результатами геофизических исследований, проведенных в скважине, и документации отобранного керна в зоне дренирования (осушения) пород выделено две зоны 43.5–43.9 м и 44.7–45.2 м, характеризующиеся повышенной трещиноватостью пород. В работе [Горбунова и др., 2016б] выполнена оценка проницаемости трещинно-порового коллектора при эпизодическом техногенном воздействии. В пределах этих двух интервалов за период наблюдений 2013–2016 гг. отмечена максимальная скорость снижения и восстановления уровня от 20 мм/сут.

Методика исследований

Высокоточные измерения уровня безнапорного водоносного горизонта проводятся в наблюдательной скважине глубиной 60 м, расположенной на территории ГФО «Михнево», с июля 2013 г. по настоящее время с использованием датчика

уровня LMP30i (производство Германия). Точность регистрации уровня с частотой 1 Гц составляет 1.7 мм. Ежедневно в скважине осуществляется замер уровня воды с использованием стандартного электроуровнемера ЭУ-100 с регистрацией времени замера. Погрешность ручного измерения уровня составляет ± 1 см, времени ± 1 мин.

В рамках комплексного мониторинга геофизических полей на территории ГФО «Михнево» измерения атмосферного давления выполняются цифровой метеостанцией, сейсмическая регистрация ведется малоапертурной сейсмической группой (МСГ «Михнево») [Адушкин и др., 2016]. На основе визуального просмотра прецизионных гидрогеологических рядов за период 2013–2016 гг. выделены интервалы скачкообразного изменения уровня безнапорного водоносного горизонта с амплитудами, превышающими точность измерений уровня в два и более раз. В пределах обозначенных суток для каждого из интервалов изменений уровня были построены графики исходного уровня, атмосферного давления и уровня, отфильтрованного от давления в диапазоне 1 час. Для каждого интервала установлены продолжительность, амплитуда и знак «скачка».

Для определения причин скачкообразных измерений уровня отмеченные интервалы сопоставлены с геолого-геофизическим разрезом скважины, барометрическими и сейсмическими данными, журналом регистрации техногенных помех на территории геофизической обсерватории (перебои электричества, движение большегрузного транспорта и др.). Для исключения из рассмотрения вариаций, связанных с использованием стандартного электроуровнемера, проведены контрольные измерения уровня при высоте столба воды над датчиком не более 0.5 м на протяжении 5 суток. Замер уровня слабо выделяется в виде кратковременного «всплеска» в течение 10–15 сек с амплитудой, не превышающей фоновые вариации уровня в 2 раза.

Результаты прецизионного мониторинга безнапорного водоносного горизонта

Визуальный просмотр прецизионных гидрогеологических данных за период наблюдений 2013–2016 гг., отфильтрованных от влияния атмосферного давления, позволил выделить 13 суток, в пределах которых были зарегистрированы 14 скачкообразных изменений уровня с амплитудами от 4 до 28 мм в течение 2–17 минут, которые не связаны с техногенными помехами. Распределение скачкообразных изменений уровня неравномерное в течение суток и на протяжении всего периода наблюдений, большее количество отмечено в весенне-летний периоды, единичные случаи – осенью (рис. 3, Табл.).

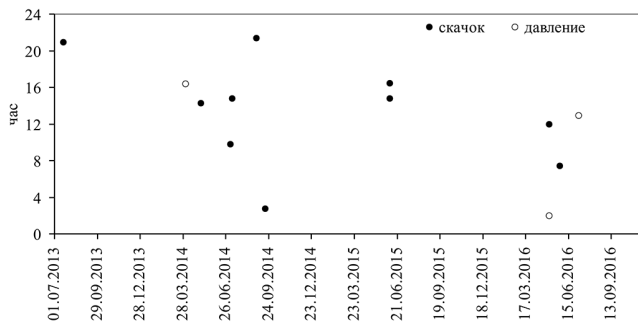


Рис. 3. Диаграмма распределения скачкообразных изменений уровня безнапорного водоносного горизонта

Таблица

№	Дата	Интервал, с (час)	Время скачка, сек			Амплитуда скачка, мм*			Изменение, мм/мин	Расход воды скачок фон см ³ /с	Уровень, м
			от	до	все-го	от	до	все-го			
Скачкообразные снижения уровня											
1	02.04.14	57600-61200 (16:00-17:00)	58980	50100	120	23	19	4	-2.0	-	42.9
2	05.05.14	50400-54000 (14:00-15:00)	51360	51480	120	-42	-49	7	-3.5	<u>2.51</u> 0.05	42.9
3	29.08.14	75600-79200 (21:00-22:00)	76980	77340	360	-57	-78	21	-3.3	<u>2.51</u> 0.04	44.0
4	17.09.14	7200-10800 (02:00-03:00)	9900	10140	240	-125	-121	4	-1.0	<u>0.72</u> 0.03	44.2
5	05.06.15	57000-60600 (15:50-16:50)	59220	59340	120	9	-1	10	-5.0	<u>3.58</u> 0.02	45.1
6	06.06.15	51200-54800 (14:10-15:10)	53520	54000	480	78	50	28	-7.0	<u>2.51</u> 0.03	45.2
7	05.05.16	54000-9000 (01:30-02:30)	7080	7320	240	6	-11	17	-4.4	-	45.15
8	28.05.16	70200-73800 (19:30-20:30)	71460	71580	120	-13	-18	5	-2.2	<u>1.79</u> 0.01	44.9
9	05.07.16	46800-50400 (13:00-14:00)	48780	49020	240	-107	-119	12	-3.0	<u>2.15</u> 0.01	45.5
10	06.07.16	45000-46500 (12:30-13:30)	46500	46800	300	-117	-121	4	-0.8	-	45.6
Скачкообразные подъемы уровня											
1	19.07.13	73800-77400 (20:30-21:30)	75300	75540	240	-88	-80	8	+2.0	<u>1.43</u> 0.03	43.9
2	05.07.14	32400-36000 (09:00-10:00)	35220	35400	180	-54	-48	6	+2.0	<u>1.43</u> 0.03	43.6
3	09.07.14	52200-55800 (14:30-15:30)	53280	53520	240	-69	-60	9	+2.5	<u>1.61</u> 0.02	43.6
4	05.05.16	41400-45000 (11:30-12:30)	43140	43260	120	-11	4	15	+7.5	<u>5.37</u> 0.04	45.15

*Значения амплитуд скачкообразных изменений уровня сняты с исходных рядов данных, так как коэффициент когерентности между атмосферным давлением и уровнем в диапазоне часа измерений не превышает 0.2–0.3, а общая компенсация давления приводит к усилению высокочастотной составляющей в колебаниях уровня воды.

Скачкообразные изменения уровня 2 апреля 2014 г., 5 мая и 6 июля 2016 г. с амплитудами от 4 до 17 мм обусловлены высоким градиентом атмосферного давления, превышающим фоновые вариации в 2 и более раз (рис. 4).

Среди остальных 11 скачкообразных изменений отмечено 7 снижений с амплитудами от 4 до 21 мм на протяжении 2–6 минут и 4 подъема уровня с ампли-

тудами от 6 до 15 мм в течение 2–4 минут. Скачкообразные изменения уровня показаны внемасштабно (в виде стрелок) на рис. 2 и по результатам сверки данных регистрации по времени не связаны с техногенными помехами, высоким градиентом атмосферного давления и удаленными сейсмическими событиями.

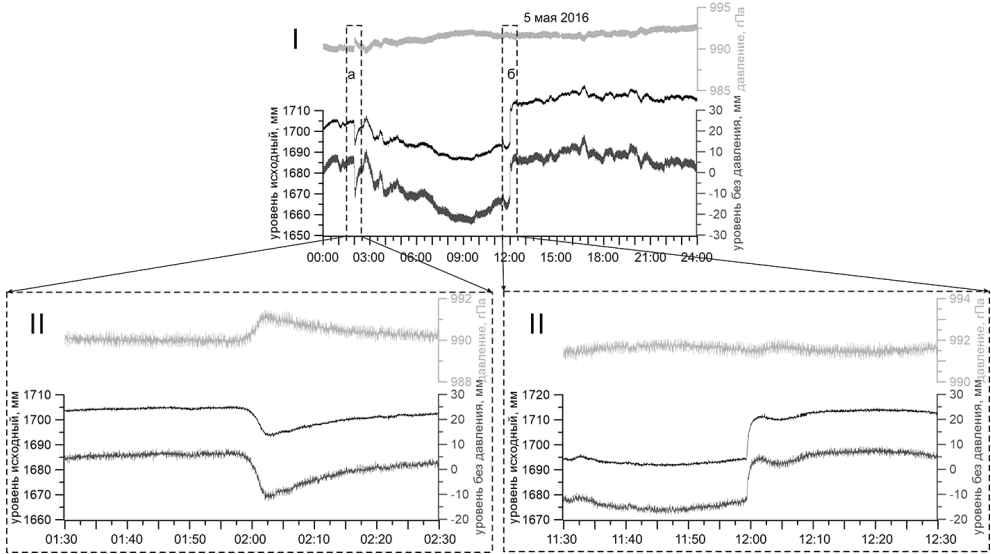


Рис. 4. Скачкообразные изменения уровня, связанные с влиянием естественных факторов в диапазоне суток (I) и 1 часа измерений (II): атмосферным давлением (а) и водопритоком по магистральной трещине (б).

Здесь и далее: исходный уровень – черная линия, отфильтрованный от давления – темно-серая линия, атмосферное давление – светло-серая линия

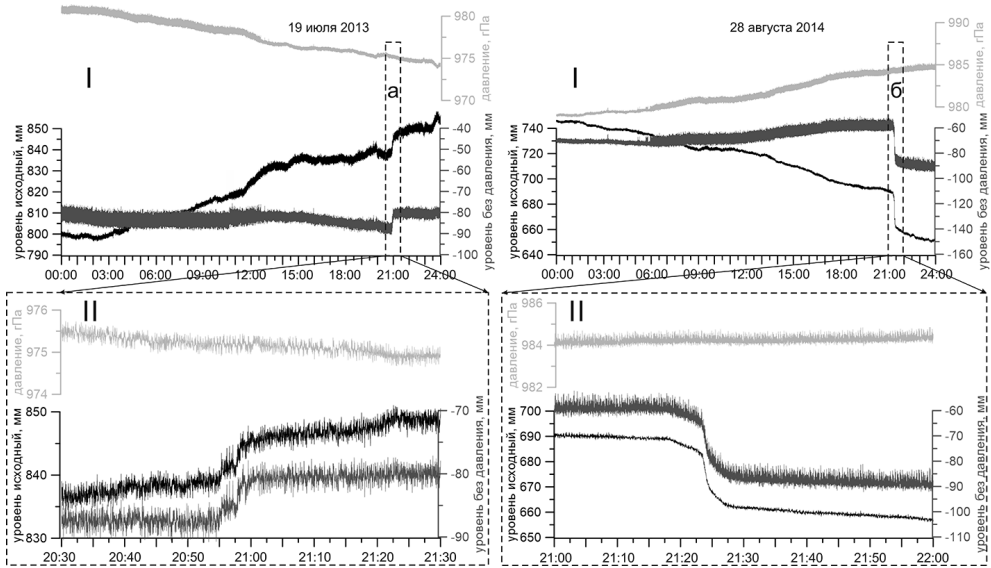


Рис. 5. Скачкообразные изменения уровня в диапазоне суток (I) и 1 часа измерений (II), связанные с обводнением (а) и дренированием (б) магистральных трещин

Сравнительный анализ выделенных интервалов скачкообразных изменений уровня с геолого-геофизическим разрезом скважины указывает на их сопоставимость. Скачкообразные снижения и подъемы уровня преимущественно зарегистрированы в зонах, сопряженных с изменениями степени трещиноватости пород и приурочены к участкам изменения скорости фильтрации в безнапорном водоносном горизонте.

В подошве 1-ой зоны повышенной трещиноватости пород, в интервале 43.9–44.0 м, выделены скачкообразный подъем 19 июля 2013 г. и снижение уровня 29 августа 2014 г. с амплитудами 8–21 мм при диапазоне вариаций атмосферного давления 0.5–0.7 гПа (рис. 5). Подобные изменения, соответствующие общему тренду изменения положения урвонной поверхности (границе раздела между обводненной и осушенной частью коллектора), прослежены в подошве 2-ой зоны. В интервале 45.1–45.2 м установлено снижение 5–6 июня 2015 г. с амплитудами 10–28 мм и подъем 5 мая 2016 г. с амплитудой 15 мм. В кровле 1-ой зоны интенсивной трещиноватости пород на глубине 43.6 м при одной и той же высоте столба воды над датчиком отмечен подъем уровня 5 и 7 июля 2014 г. с амплитудой 6–9 мм.

Скачкообразные «срывы» уровня зарегистрированы при смене квазистационарного режима фильтрации 5 мая 2014 г. с амплитудой 7 мм, изменении скорости снижения уровня 17 сентября 2014 г. с амплитудой 4 мм и в приконтактной зоне известняк-глина 5 июля 2016 г. на глубине 44.9 м с амплитудой 12 мм. В синхронных прецизионных гидрогеологических рядах мониторинга режима нижезалегающего напорного водоносного горизонта, вскрытого в интервале 92–115 м в скважине, расположенной на расстоянии ~ 25 м от проводимых наблюдений, подобные скачкообразные изменения уровня в пределах рассмотренных дат не прослеживаются.

Обсуждение результатов

Неоднородное строение карбонатного коллектора трещинно-порового типа подтверждено результатами геолого-геофизических исследований, проведенных в скважине, петрографического анализ и данными прецизионного мониторинга уровня безнапорного водоносного горизонта. В флюидонасыщенном коллекторе, сложенном тонкоагрегатным кальцитом, наряду с закрытыми порами, кавернами, реликтами микроорганизмов, развиты открытые микротрещины. Отмеченные выше скачкообразные изменения уровня и скорости снижения и подъема уровня косвенно свидетельствуют о дренировании или обводнении подобных магистральных микротрещин соответственно.

Установленные скачкообразные изменения уровня с амплитудами до 28 мм преимущественно приурочены к границам ранее выделенных зон повышенной трещиноватости в разрезе скважины, участкам изменений литологического состава водовмещающих пород и нарушения квазистационарного режима фильтрации. Наличие магистральных микротрещин в подошве обеих зон подтверждено соответствующими подъемами и снижениями уровня при сопоставимой мощности обводненных пород. Наибольшие значения скорости скачкообразных изменений уровня до 7,5 мм/мин отмечены в подошве 2-ой зоны (Табл., рис. 6).

Выделенный тип скачкообразных изменений уровня не связан с постсейсмическим эффектом. Реакция безнапорного водоносного горизонта на удаленные землетрясения обычно регистрируется в виде динамических (косейсмических) вариаций уровня, синхронных с колебаниями грунта, вызванных прохождением поперечных и поверхностных волн [Горбунова и др., 2016а].

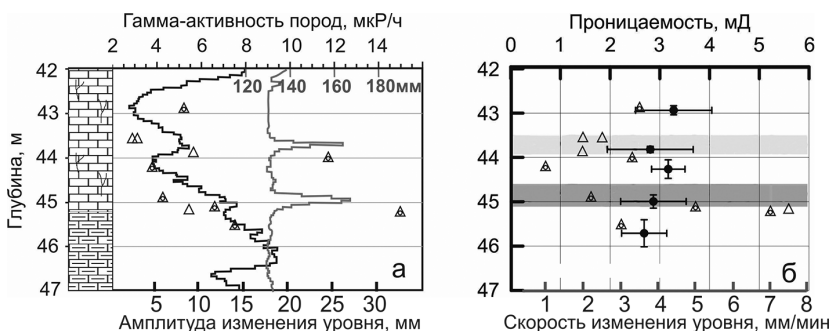


Рис. 6. Геолого-геофизический разрез с данными гаммаметрии (черная линия) и кавернометрии (серая) (а), и средние значения проницаемости, обозначенные отрезками, рассчитанные по данным восстановления уровня мини депрессионных воронок (б) [Горбунова и др., 2016б]. Дополнено значениями амплитуд (а) и скорости скачкообразных изменений уровня (б) при изменении мощности обводненных пород соответственно. Скачкообразное снижение уровня обозначено треугольником с кружком, скачкообразный подъем – белым треугольником. Серые полосы соответствуют положению интервалов повышенной трещиноватости пород, отмеченных по результатам бурения и геофизических исследований

Трещинно-поровый коллектор отличается высокой сжимаемостью и изменением апертуры микротрещин. Эффективная проницаемость микротрещин пропорциональна расходу воды [Справочное..., 1979; Кочарян, Турунтаев, 2007], но определить ее значения на данном этапе исследований сложно из-за отсутствия сведений по геометрии микротрещин и перепаду давлений. Установленные значения скорости скачкообразных изменений уровня использованы для оценки дополнительного притока (или оттока) воды, поступающего из магистральных микротрещин, который на один-два порядка превышает ежедневные вариации расхода воды (Таблица). Полученные данные по изменению водопритока в разрезе скважины сопоставлены с ранее проведенной оценкой проницаемости карбонатного коллектора при техногенном воздействии на пласт. По результатам обработки данных по формированию депрессионных мини-воронок при квазистационарных условиях, соответствующих пороупругой деформации, проницаемость коллектора составила 2.6–3.3 мД [Горбунова и др., 2016б]. Соответственно эффективная проницаемость отдельных микротрещин может достигать 330 мД.

Заключение

Данные прецизионных наблюдений за режимом безнапорного водоносного горизонта использованы для диагностики фильтрационных свойств флюидонасыщенного коллектора. По результатам визуальной обработки гидрогеологических данных, отфильтрованных от влияния атмосферного давления, за период наблюдений 2013–2016 гг. на фоне суточных колебаний уровня, составляющих 3–5 см/сут, выделены скачкообразные изменения уровня, не связанные с техногенными помехами, перепадами атмосферного давления и влиянием удаленных землетрясений.

Скачкообразные изменения уровня преимущественно зарегистрированы в весенне-летнее время, которое сопровождается изменением мощности обводнен-

ной части флюидонасыщенного коллектора. Скачкообразные подъемы и снижения уровня установлены в зоне распространения магистральных трещин и на контакте «известняк-глина», в условиях нарушения квазистационарного режима фильтрации. Изменение гидростатического давления и соотношения между сдренированной (осушенной) и обводненной частью карбонатного коллектора, характеризующегося двойной пористостью, может приводить к изменению апертуры магистральных трещин и их проницаемости.

Новые данные по выделению скачкообразных изменений уровня дополняют информацию об особенностях строения и основных параметрах изучаемого карбонатного коллектора, регистрируемых при изменении мощности его обводненной части. Полученные результаты представляют определенный интерес, так как, вероятно, приближают нас к пониманию механизма реакции флюидонасыщенного коллектора на факторы различного типа, в частности, к условиям проявления постсейсмических изменений уровня подземных вод.

Работа выполнена в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0008).

Литература

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Резниченко О.Ю. «Михнево»: от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016. № 1. С. 108–119.

Горбунова Э.М., Беседина А.Н., Виноградов Е.А., Свинцов И.С. Землетрясения трансзаитского сейсмического пояса в вариациях уровня подземных вод Московского артезианского бассейна // Геология, геодинамика и геоэкология Кавказа: Труды Института геологии Дагестанского научного центра РАН. Выпуск 66. Махачкала : Институт геологии ДНЦ РАН, «АЛЕФ». 2016а. С. 167–173.

Горбунова Э.М., Беседина А.Н., Виноградов Е.А., Свинцов И.С. Оценка проницаемости трещинно-порового коллектора при эпизодическом техногенном воздействии // Динамические процессы в геосферах. Вып. 8: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2016б. С. 42–51.

Кочарян Г.Г., Турунтаев С.Б. Введение в геофизику месторождений углеводородов. М. : МФТИ. 2007. – 348 с.

Справочное руководство гидрогеолога. Т. 1. Л. : Недра. 1979. – 512 с.

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.

Elkhoury J.E., Brodsky E.E., Agnew D.C. Seismic waves increase permeability // Letters. 2006. V. 441. P. 1135–1138. (Supplementary Material for Nature manuscript 2005-11-13339 Seismic Waves Increase Permeability), doi:10.1038/nature04798.

Gorbunova E., Vinogradov E., Besedina A. Aquifer properties distant control // 17th International Multidisciplinary Scientific GeoConference SGEM 2017, www.sgem.org, SGEM2017 Conference Proceedings, ISBN 978-619-7105-99-5 / ISSN 1314-2704 / DOI: 10.5593/sgem2017/12, 29 June–5 July, 2017, Albena, Bulgaria. Conference proceedings. Volume 17. Science and Technologies in Geology, Exploration and Mining. ISSUE 12. Hydrogeology, engineering geology and geotechnics. P. 71–78

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

Kitagawa Y., Itaba S., Matsumoto N., Koizumi N. Frequency characteristics of the response of water pressure in a closed well to volumetric strain in the high frequency domain // Journal of Geophysical research. 2011. V. 116. B08301. P. 1–12, doi:10.1029/2010JB007794.

Lai G., Ge H., Wang W. Transfer functions of the well-aquifer systems response to atmospheric loading and Earth tide from low to high-frequency band // Journal of Geophysical Research. Solid Earth. 2013. V. 118. P. 1904–1924, doi:10.1002/jgrb.50165.

Xue L., Brodsky E.E., Erskine J., Fulton P.M., Carter R. A permeability and compliance contrast measured hydrogeologically on the San Andreas Fault // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2016. DOI: 10.1002/2015GC006167.

УДК 532.546

ИЗМЕНЕНИЕ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ СВОЙСТВ МАЛОПРОНИЦАЕМЫХ ПОРИСТЫХ СРЕД ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕЙ НАГРУЗКИ

Я.Д. Архипов, Н.А. Барышников, Е.В. Зенченко, С.Б. Турунтаев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В процессе добычи углеводородов в прискважинном пространстве пласта возникают различного рода напряжения и деформации, которые оказывают значительное влияние на его фильтрационные свойства. Цель исследования состояла в изучении зависимости фильтрационных свойств низкопроницаемой пористой породы от приложенного внешнего давления. Была проведена серия опытов по измерению проницаемости модельных образцов керна при различных давлениях обжатия, результаты эксперимента сопоставлены с существующими моделями стресс-зависимой проницаемости. Показано что на основании сопоставления модели с данными опыта можно судить о структуре порового пространства и характере проницаемости.

Введение

Сланцевая революция в США спровоцировала всплеск интереса к нетрадиционным запасам углеводородов во всем мире, в том числе и в России. Особый интерес с этой точки зрения представляют отложения баженовской свиты, содержащие по оценкам Агентства энергетической информации (EIA) около 10 млрд тонн технически извлекаемой традиционной и нетрадиционной нефти, что ставит Россию на первое место в мире по этому показателю. Вместе с тем высокий ресурсный потенциал осложнен техническими проблемами, связанными, главным образом, с низкой проницаемостью коллекторов. Важным свойством плотных пород и нефтеносных сланцев, к которым относятся породы баженовской свиты, является высокая зави-

симость их проницаемости от горного давления [Dobrynin, 1962; Gangi, 1978; Lei et al., 2007]. Циклы нагрузки-разгрузки также влияют на свойства подобных пород и их чувствительность к приложенному внешнему давлению [Zhu, 2013].

Сама по себе проблема зависимости проницаемости пористых сред от внешнего давления не нова и рассматривалась, начиная с 50-х годов прошлого века. Исследования Уилсона [Wilson, 1956] относительной и абсолютной проницаемости песчаников при разном поровом и горном давлении показали, что для воды эффективная проницаемость уменьшается с ростом внешнего давления. Исследования [Ali et al., 1987] влияния внешнего гидростатического давления на проницаемость образцов Верийских песчаников показали схожие результаты. Было обнаружено падение проницаемости для жидких углеводородов с ростом эффективного давления.

Модели, описывающие стресс-зависимую проницаемость, можно разделить на две группы: 1) модели, основанные на физическом представлении о фильтрации через определенный тип пористой структуры с соответствующими допущениями [Dobrynin, 1962; Gangi, 1978; Jennings et al., 1981], и 2) эмпирические модели, базирующиеся в первую очередь на виде экспериментальных кривых для некоторых конкретных типов породы (например, [Jones, 1975; Jones, Owens, 1980]). Ниже приводится краткое описание моделей, рассмотренных в настоящем исследовании.

Модель Добрынина. Одной из первых попыток теоретического описания зависимости проницаемости от эффективного внешнего давления является работа Добрынина [Dobrynin, 1962]. Данная работа базируется на экспериментальных данных исследования образцов гомогенных кварцевых песчаников, при этом учитывается эмпирическая зависимость сжимаемости порового пространства от эффективного внешнего давления P :

$$C_p = \frac{1}{dP} \frac{dV_p}{V_p} = \frac{C_p^{\max}}{\log \frac{P_{\max}}{P_{\min}}} \log \frac{P_{\max}}{P} \quad (1)$$

где V_p – поровый объем, C_p^{\max} – максимальная величина, получаемая экстраполяцией графика сжимаемости до $P = 0$, P_{\max} и P_{\min} – верхняя и нижняя граница интервала давлений, при которых сжимаемость наиболее заметно меняется в зависимости от давления. Поровое пространство породы представляется в виде множества каналов разного радиуса. После ряда преобразований автор приходит к выражению для относительного изменения проницаемости в виде:

$$\frac{\Delta k}{k} = 2(1 + \gamma) \int_0^P C_p dP \propto a_1 + a_2 P + a_3 P \lg P, \quad (2)$$

где γ – коэффициент, определяемый распределением размеров пор.

Модель Ганги. Одна из наиболее применимых моделей стресс-зависимой проницаемости предложена Энтони Ганги [Gangi, 1978]. Она включает в себя две основных модели: деформируемых сфер для описания изменения проницаемости однородных пород и модель «Bed of nails» для трещиноватых пород.

Если представить пористую породу как структуру, составленную сферическими частицами одинакового размера, то проницаемость такой структуры будет пропорциональна отношению радиусов пор r_p и сфер R как $k \propto \frac{r_p^4}{R^2}$.

Согласно теории Герца при деформации (сжатии) сфер их линейные размеры меняются как

$$\frac{\alpha}{2R} = (P / P_0)^{2/3}, \quad P_0 = 4E / 3\pi(1 - \nu^2),$$

где α – изменение расстояния между центрами сфер, P – внешнее давление, E – модуль Юнга частиц, ν – коэффициент Пуассона. При этом размер пор между сферическими частицами меняется как

$$r_p \approx r_i \cdot \left[1 - C_0 \cdot (P / P_0)^{2/3} \right],$$

где r_i – начальный размер пор, $C_0 \approx 2$ – константа, зависящая от упаковки шаров. С учётом этого выражение для проницаемости можно записать в виде

$$k(P) = k_0 \left\{ 1 - C_0 [(P + P_i) / P_0]^{2/3} \right\}^4, \quad (3)$$

где k_0 – проницаемость ненагруженной структуры, C_0 – константа, зависящая от типа упаковки, P_i – начальное давление. Данная модель применима при значениях внешнего давления P не больше 3–5% от эффективного модуля упругости материала P_0 .

Для описания стресс-зависимой проницаемости в трещиноватых структурах Ганги предложена другая модель – «Bed of nails». В ней предполагается, что течение жидкости происходит сквозь плоскую трещину с относительно небольшими неровностями, линейные размеры которой много больше ширины зазора. Неровности краев трещины представляются как множество деформируемых стержней разной длины между плоскими поверхностями. Зависимость проницаемости от приложенного давления аналогично случаю со сферическими частицами может быть выражена в виде:

$$k = k_0 \left[1 - (P / P_1)^m \right]^3, \quad (4)$$

где k_0 – проницаемость ненагруженной трещины, m – константа, определяемая распределением стержней по длине, P_1 – предельное давление смыкания трещины. Данная модель применима в диапазоне давлений $0.001 < P/P_1 < 0.1$.

Модель Дженингса. Похожий подход при описании щелевой проницаемости использован в работе Дженингса [Jennings et al., 1981]. Представленная им модель строится на предположении о том, что течение происходит сквозь трещины прямоугольного сечения, деформируемые в соответствии с классической теорией упругости. Полученное в результате подобного подхода выражение для зависимости проницаемости от приложенного внешнего давления будет иметь вид:

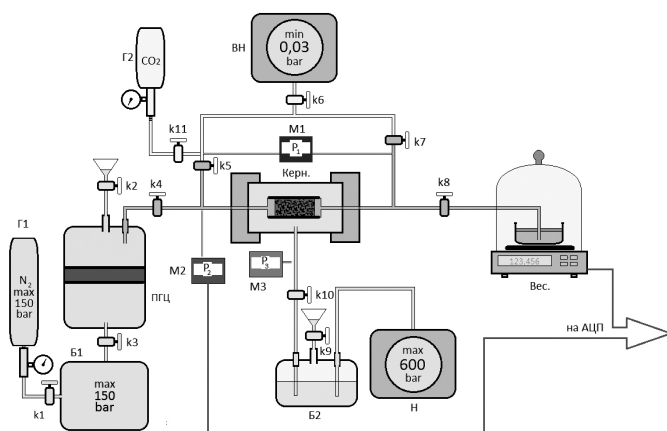
$$k = a_0 + a_1 P + a_2 P^2 + a_3 P^3 \quad (5)$$

Во всех перечисленных моделях деформация образцов рассматривается в упругом приближении. При этом до сих пор не предложено ни одной модели стресс-зависимой проницаемости, учитывающей пластические свойства породы. Цель данного исследования состояла в изучении реакции фильтрационных свойств различных пород на циклическое нагружение. Также в ходе работы исследовалась применимость существующих моделей для описания фильтрации в образцах с низкой проницаемостью.

Эксперимент по изучению фильтрационных свойств пористых образцов под воздействием внешней нагрузки

Для исследования фильтрации в образцах керна была использована лабораторная установка (рис. 1), подробно описанная в работе [Барышников и др., 2016]. Исследуемый образец в резиновой манжете помещается в кернодержатель, в корпусе которого создавалось необходимое давление обжима (горное давление). Для измерения проницаемости образца через него производилась прокачка жидкости (дистиллированная вода) при фиксированном перепаде давления. Расход жидкости измерялся путём непрерывного взвешивания ёмкости с жидкостью, собранной на выходе из кернодержателя. По измеренному массовому расходу жидкости, исходя из закона Дарси, вычислялась проницаемость образца. Эксперименты проводились последовательными циклами, в ходе которых давление обжатия сначала поднималось до некоторого максимального значения, а затем сбрасывалось до начальной величины. Были получены экспериментальные зависимости проницаемости от приложенного внешнего давления для трех образцов: цилиндрического керна 30×30 мм, вырезанного из керамического кирпича, двух образцов известняка из скважины ГФО «Михнево». Перепад порового давления в образцах составлял порядка 2 атм. Измерения проводились в интервале давлений обжатия от 25 до 300 атм.

Рис. 1. Схема установки. КERN – кернодержатель с образцом; Вес – весы с кюветой для собранной жидкости; ПЦ – пневмоцилиндр; Н – насос высокого давления; ВН – вакуумный насос; Г1-2 – газовый баллон; Б1-2 – буферные ёмкости; М1-3 – манометры (датчики давления); к1-10 – кран



На рис. 2 показан график зависимости проницаемости от давления обжатия для керамического образца для двух последовательных циклов нагружения-разгрузки. Следует отметить резкое падение проницаемости в интервале от 50 до 150 атм и более плавное в интервале от 150 до 300 атм. Также для данного образца характерно весьма значительное восстановление проницаемости при сбросе давления обжатия. Тем не менее, наблюдаются необратимые изменения проницаемости, выражающиеся в падении начальных значений проницаемости от серии к серии нагружений.

Для известняковых образцов характерна меньшая чувствительность проницаемости к изменению давления обжатия с равномерным падением во всем интервале давлений (рис. 3). Кроме того, наблюдалось практически полное отсутствие возврата проницаемости к изначальным значениям при сбросе давления обжатия.

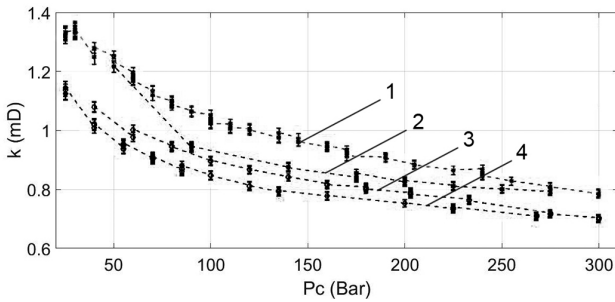


Рис. 2. Зависимость проницаемости от давления обжатия для керамического образца для двух последовательных циклов нагружения (1, 3) и разгрузки (2, 4)

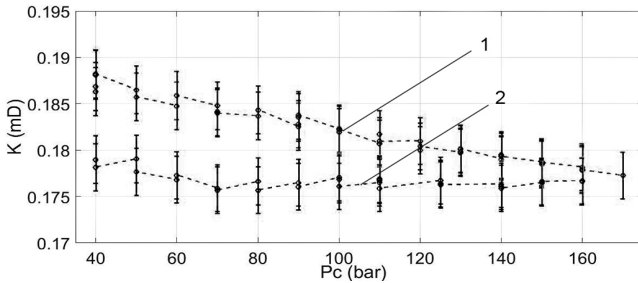


Рис. 3. Зависимость проницаемости от давления обжатия для известнякового образца: 1 – кривая нагружения, 2 – кривая разгрузки

Анализ результатов

Результаты проведённых опытов были сопоставлены с несколькими теоретическими моделями зависимости проницаемости от приложенного внешнего давления. На рис. 4 представлены результаты аппроксимации экспериментальных данных моделью Ганги для проницаемости с преимущественной фильтрацией через поры (3) и через трещины (4). Анализ графиков и оценки аппроксимационных коэффициентов (табл. 1) позволяют говорить о том, что модель Ганги для трещин лучше описывает экспериментальные точки, а также выдвинуть предположение о трещиноватом характере проницаемости керамического образца.

На рис. 5 и в табл. 2 представлены результаты аппроксимации данных опыта моделями Добрынина [Dobrynin, 1962], Дженнинга [Jennings et al., 1981], Джонса [Jones, 1975] и Джонса и Оуэнса [Jones, Owens, 1980]. Наилучшим образом экспериментальные точки аппроксимируются моделями 2 и 3. Данный результат служит еще одним доводом в пользу трещиноватого характера керамического образца: модель Jennings была построена на рассмотрении фильтрации через деформируемую трещину прямоугольного сечения; эмпирическая модель Jones & Owens – на осно-

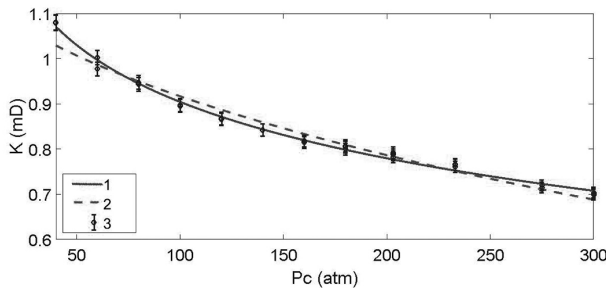


Рис. 4. Аппроксимация данных керамического образца моделями Gangui: 1 – модель для трещин, 2 – модель для пор, 3 – экспериментальные точки

Рис. 5. Аппроксимация данных керамического образца модели: 1 – Эксперимент; 2 – Jennings J. (1981); 3 – Jones F. & Owens W. (1980); 4 – Dobrynin V. (1962); 5 – Jones F. (1975)

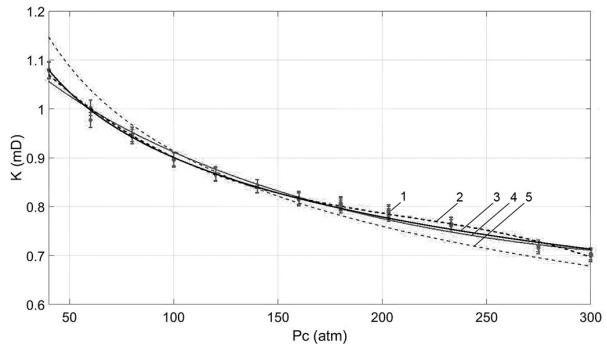


Таблица 1. Аппроксимация данных, полученных для керамического образца

Преимущественная фильтрация	1. Через трещины	2. Через поры
Вид зависимости	$k = k_0 [1 - (P/P_0)^m]^3$	$k = k_0 [1 - c_0 (P/P_0)^{2/3}]^4$
Коэффициенты	$k_0 = 3.358 \text{ мД}$ $m = 0.1217$ $P_0 = 5.059e + 0.5 \text{ атм}$	$k_0 = 1.175 \text{ мД}$ $m = 2.404$ $P_0 = 2.254e + 04 \text{ атм}$
Применимость	R-квадрат = 0.99	R-квадрат = 0.96

Таблица 2. Аппроксимация данных керамического образца

Модель	Вид зависимости	R-квадрат
1. Dobrynin V. 1962	$k = a_1 + a_2 P + a_3 P \lg P$	0.98
2. Jennings J. 1981	$k = a + a_1 P + a_2 P^2 + a_3 P^3$	0.99
3. Jones F. 1975	$k = k_0 (1 - s \lg P_0/P)^3$	0.91
4. Jones F. & Owens W. 1980	$k = k_{100} [1 - s \lg (P/100)]^3$	0.99

ве данных измерения проницаемости низкопроницаемых трещиноватых образцов формации Mesaverde и Frontier.

Проницаемость известняковых образцов в гораздо меньшей степени подвержена влиянию внешнего давления. Падение проницаемости на исследованном интервале давлений составило порядка 5%, что сопоставимо с погрешностью измерений. Кроме того, в данных образцах особенно сильно проявился эффект падения проницаемости с течением времени, связанный с пластической деформацией пористого образца. На рис. 6 показаны зависимости проницаемости от времени в процессе нагружения – сброса внешнего давления в интервале 40–200 атм, а также при постоянном давлении 50 атм. Конечное значение проницаемости в цикле нагружения – сброса хорошо согласуется со значениями, которые можно получить при экстраполяции падения проницаемости при постоянном давлении.

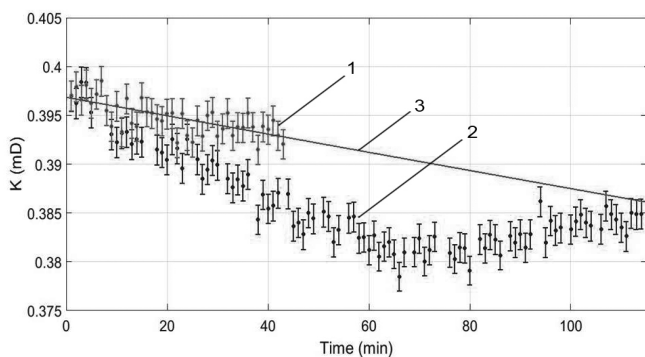


Рис. 6. Зависимость проницаемости образца М6 от времени: 1 – при постоянном внешнем давлении; 2 – при последовательном изменении внешнего давления; 3 – экстраполяция падения проницаемости при постоянном давлении

Таким образом, учет временного тренда в отдельных сериях экспериментов объясняет слабую динамику возврата значений проницаемости к исходным значениям при сбросе давления обжатия.

Выводы

Несмотря на то, что основными объектами исследования являлись модельные образцы, не имеющие непосредственного отношения к нефтеносным породам, эксперименты позволили качественно отработать методику изучения зависимости проницаемости от горного давления, и, кроме того, выявить важные эффекты, оказывающие значительное влияние на фильтрационные процессы, учет которых необходим при последующем исследовании уже реальных кернов. В частности, установлено, что на основании сопоставления модели с данными опыта можно судить о трещинном характере проницаемости. Однако значения проницаемости, получаемые в различных сериях измерений даже одних и тех же образцов, сильно отличаются, и, как следствие, отличаются коэффициенты при аппроксимации этих серий.

Это может быть объяснено значительным влиянием пластических деформаций на фильтрационные свойства образцов, что требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 16-05-00869, 16-05-00605) и в рамках программы Гос. задания (проект № -146-2014-0012).

Литература

Барышников Н.А., Елисеев С.В., Зенченко Е.В., Лагутин Ю.В., Турунтаев С.Б. Лабораторное изучение фильтрационных свойств низкопроницаемых пористых сред // Динамические процессы в геосферах. Вып. 8: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2016. С. 35–42.

Ali, H.S., Al-Marhoun, M.A., Abu-Khamsin, S.A., & Celik, M.S. (1987, January 1). The Effect of Overburden Pressure on Relative Permeability. Society of Petroleum Engineers. doi:10.2118/15730-MS.

Dobrynin, V.M. (1962, December 1). Effect of Overburden Pressure on Some Properties Of Sandstones. Society of Petroleum Engineers, doi:10.2118/461-PA.

Gangi A.F. Variation of whole and fractured porous rock permeability with confining pressure, International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, Volume 15, Issue 5, 1978, Pages 249–257, ISSN 0148-9062.

Jennings, J.B., Carroll, H.B., & Raible, C.J. (1981, January 1). The Relationship of Permeability to Confining Pressure in Low Permeability Rock. Society of Petroleum Engineers, doi:10.2118/9870-MS.

Jones, F.O. (1975, January 1). A Laboratory Study of the Effects of Confining Pressure on Fracture Flow and Storage Capacity in Carbonate Rocks. Society of Petroleum Engineers, doi:10.2118/4569-PA.

Jones, F.O., & Owens, W.W. (1980, September 1). A Laboratory Study of Low-Permeability Gas Sands. Society of Petroleum Engineers, doi:10.2118/7551-PA.

Lei, Q., Xiong, W., Yuang, J., Cui, Y., & Wu, Y.-S. (2007, January 1). Analysis of Stress Sensitivity and Its Influence on Oil Production From Tight Reservoirs. Society of Petroleum Engineers, doi:10.2118/111148-MS.

Wilson, J.W. (1956), Determination of relative permeability under simulated reservoir conditions. AICHE J., 2: 94–100, doi:10.1002/aic.690020120.

Zhu, S. (2013, September 30). Experiment Research Of Tight Sandstone Gas Reservoir Stress Sensitivity Based On The Capillary Bundle Mode. Society of Petroleum Engineers, doi:10.2118/167638-STU.

УДК 532.546

ИЗМЕРЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ЩЕЛИ ПРИ АБЛЯЦИИ ЕЕ СТЕНОК

Г.В. Беляков¹, А.А. Таурова^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки ИДГ РАН

²Московский физико-технический институт

Экспериментальной моделью сланцевого пласта выбран углеводородный материал – полиметилметакрилат (оргстекло). В экспериментальной модели разрыв сланцевого пласта имитировался щелью, организованной в оргстекле. Щель продувалась потоком газа. Скорость потока измерялась опытным путем. Зафиксированы значения скоростей потока, испарение и унос массы материала с поверхности щели.

Введение

Рассматривается задача в проблеме добычи и переработки сланцевых твердых ископаемых на больших глубинах, когда добыча открытым способом является нерентабельной. Известно, что сланцевые твердые углеводороды под действием высокой температуры (>100 °С) переходят в газовую и жидкую фазу [Schlumberger, 2011], которые могут быть извлечены скважинным способом. Одним из методов теплового воздействия на углеводородные сланцы могут быть или экзотермическая реакция горения самих сланцев, или горение подводимого к ним с дневной поверхности горючего газа [Martins, 2004]. В обоих случаях для горения необходима

доставка кислорода воздуха через входную скважину. Для осуществления продувки и нагрева материала сланца горячими продуктами горения возможно использовать применяемую на практике нефтедобычи технологию разрыва пласта. В результате разрыва пласта образуется трещина, соединяющая входную и выходную скважины. Выходная или добывающая скважина – это та, через которую выходят продукты горения и углеводородные агенты разложения нагреваемой массы сланца.

Для оптимизации технологического процесса разложения материала сланцевого пласта необходимо знать, как в предварительно организованной трещине пласта происходят процессы взаимодействия разогретых газовых потоков и углеводородных фаз пластового материала. Возникает важная в практическом плане задача: определить величину потока углеводородного материала, уносимого воздействующим на него спутным течением горячего газа.

Эксперимент

В предлагаемой экспериментальной работе исследуется воздействие теплового потока на газодинамические параметры течения в щели, моделирующей трещину в сланцевом углеводородном пласте (рис. 1).

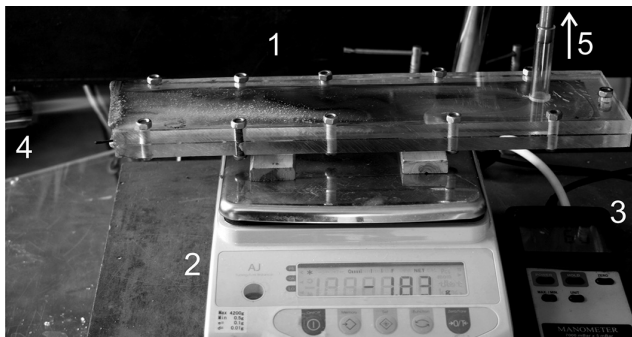


Рис. 1. Фотография экспериментальной установки: 1 – ячейка, 2 – весы, 3 – манометр, 4 – газовая горелка, 5 – турбонасос

Моделью углеводородного сланцевого пласта служило оргстекло или полиметилметакрилат толщиной 10 мм. Физические параметры оргстекла были следующие:

- плотность – 1.18 г/см^3
- температурный коэффициент расширения – $6 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
- теплоемкость – $1270 \text{ Дж/(г} \cdot \text{К)}$
- температура плавления – $160 \text{ }^\circ\text{C}$
- температура кипения – $200 \text{ }^\circ\text{C}$ (разлагается на метилметакрилат и эфиры метилакрилата)
- теплопроводность – $0.2\text{--}0.3 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$.

Плоская щель (1) с постоянным вдоль ее длины $l = 30 \text{ см}$ раскрытием $h = 0.15 \text{ см}$ имела начальный просвет площадью $S = 0.9 \text{ см}^2$. Перепад воздушного давления от работы турбонасоса (5) на длине щели l составлял величину

$$\Delta p = p_0 - p = 40 \cdot 10^3 \text{ г/(см} \cdot \text{с}^2)$$

и измерялся манометром (3).

Поток, создаваемый перепадом давления, входил в щель, затем подвергался тепловому воздействию газовой горелки, заполненной пропан-бутановой смесью (4), проходил вдоль щели и выходил в трубку независимо соединенную с турбонасосом. В процессе эксперимента изменение массы измерялось высокоточными прецизионными весами (2).

Результаты и обсуждение

Если принять, что скорость газа в щели для небольших перепадов давления $(p_0 - p) \ll p_0$ на длине щели подчиняется закону Дарси, то скорость газа в щели

$$v_1 = \frac{k}{\mu} \frac{\Delta p}{l} = 1,38 \cdot 10^{-4} \text{ см/с}$$

где $k = h^2/12$, $\mu = 1.8 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), а число Рейнольдса $R \sim 10^{-4}$. При таких больших числах Re вязкостным членом в уравнении Навье-Стокса можно пренебречь, а уравнением, описывающим течение газа, станет уравнение Эйлера для идеальной безвязкостной среды. Используя закон сохранения массы вдоль трубки тока для установившегося адиабатического течения идеального газа [Ландау, Лифшиц, 1986; Седов, 1984], получим, что

$$v_2^2 = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right], \quad (1)$$

здесь p – текущее давление в трубке, где скорость течения равна v , p , и p_0 – начальные параметры на входе в щель. Из уравнения (1) при значениях давлений на входе и выходе из ячейки $p_0 = 10^6$ г/(см²) и $p = 0.96 \cdot 10^6$ г/(см²) следует значение ламинарной скорости в ячейке $v_2 = 82 \cdot 10^2$ см/с.

По схеме эксперимента (рис. 2) ячейка горизонтально размещается на весах. Результат предварительного взвешивания ячейки принимается за начало отсчета всех сил, возникающих в направлении оси Z , от действия газового потока при включении турбонасоса. Сумма поверхностных сил, действующих на ячейку в направлении оси Z , сбалансирована, кроме силы у выходного отверстия $(p - p_0) \cdot S$, где p_0 – внешнее атмосферное давление, p – давление в выходной трубке, измеряемое манометром, S – сечение трубки. У выходной трубки в направлении оси Z действует еще одна сила, сила тяги $-pv^2S$. Реакция опоры $-mg$ от действия сборки на весы фиксируется весами как масса $-m$. Таким образом, уравнение для суммы всех сил, действующих на весы

$$-mg = -(p_0 - p)S + pv^2S. \quad (2)$$

Используя уравнение адиабаты Пуассона

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/\gamma}$$

вычисляем скорость газового потока v_3 и его плотность $j = pv_3$, $v_3 = 65 \cdot 10^2$ см/с, $j = 7.71$ г/(см²·с). Запись регистрации показаний весов и разности давлений на выходе из ячейки показана на рис. 3.

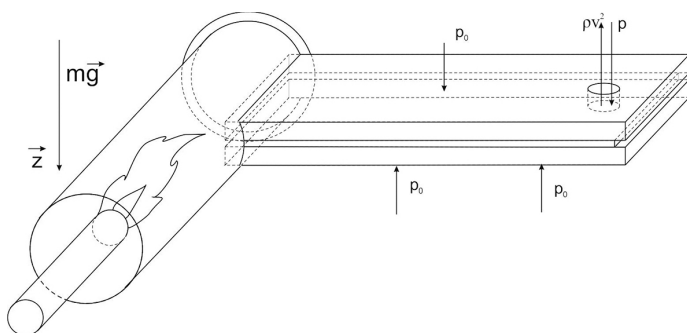


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

Уменьшение скорости потока v_3 по сравнению с расчетной ламинарной скоростью v_2 обусловлено увеличенным газодинамическим сопротивлением, возникающим из-за турбулизации течения газа в щели.

После зарегистрированного воздействия на весы основного газового потока (рис. 3, т. А) включалась газовая горелка (рис. 3, т. В), в которой сгорала пропан-бутановая смесь с удельной теплотой сгорания $Q = 4 \cdot 10^{11}$ эрг/г. Расход топлива в горелке был постоянен и составлял величину $m = 5 \cdot 10^{-2}$ г/с. Воздушно-пропановая смесь образовывалась и сгорала в специальном патрубке горелки диаметром ~ 2 . Патрубок вставлялся на небольшую глубину в кварцевый стакан диаметром ~ 4 см. Боковая поверхность стакана имела вырез под торцевой размер собранной ячейки (рис. 2). Массовому расходу газа горелки соответствовала скорость выделения тепла

$$q = \frac{Q \cdot \dot{m}}{S^*} = \frac{2 \cdot 10^{10}}{S^*}$$

где S^* – площадь эффективного выделения тепла. Приращение скорости потока в ячейке при выделении тепла в камере сгорания с эффективной площадью сечения S^* можно найти, исходя из уравнений потоков массы, импульса и энергии через контрольные поверхности [Ландау, Лифшиц, 1986; Седов, 1984]:

$$\begin{cases} j = const \\ \Delta p = -j \Delta v \\ \Delta w = v_j \Delta v + \frac{\gamma}{\gamma - 1} (p \Delta v - j v_3 \Delta v) = q \end{cases} \rightarrow \Delta v = \frac{(\gamma - 1) q}{\rho (c^2 - v^2)}$$

В результате действия тепла скорость потока

$$v = -\frac{\frac{m \cdot g}{S} + (p_0 - p)}{j} \approx 94 \cdot 10^2 \text{ см/с}$$

выросла в сравнении с невозмущенной скоростью на $29 \cdot 10^2$ см/с. После прекращения подачи горючего газа (рис. 3, т. С) нагретая поверхность щели, обдуваемая хо-

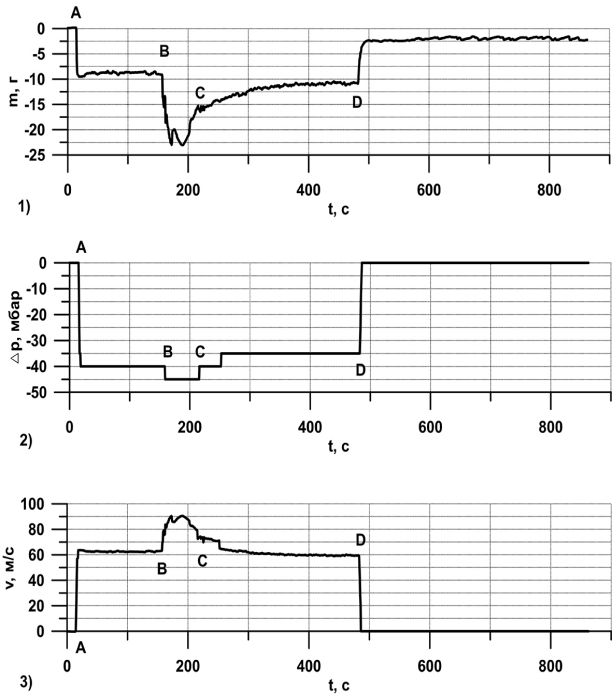


Рис. 3. Записи весов (1) и манометра (2), полученные в ходе эксперимента; скорость, вычисленная по полученным данным (3). Точкой D показан момент выключения турбонасоса

лодным воздушным потоком, постепенно остывала. Скорость потока стремилась к начальной скорости $v = 65 \cdot 10^2$ см/с. На рис. 3 точкой D показан момент выключения турбонасоса.

Выводы

В результате действия горячих газов материал поверхности щели испарялся и уносился потоком. Измеренная унесенная масса составляла величину ~ 2.3 г. В течение времени горения ($r \sim 50$ г) масса сгоревшей пропан-бутановой смеси $m = m \cdot r = 5 \cdot 10^{-2} \cdot 50 = 2.5$ г. Если принять, что материал стенок щели ячейки «соответствует» нефтяному сланцевому материалу, то эффективность «добычи» при горении его или пропан-бутановой смеси близко к 50%, то есть на каждые 100 частей сланца будет приходиться 50 частей испаренного вещества и 50 частей сгоревшего и выделившегося, необходимое для возгонки, тепло.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-05-00605).

Литература

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М. : Наука. 1986.
 Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2. М. : Наука. 1984.
 Coaxing oil from shale // Oilfield review winter 2010/11: 22, № 4, Schlumberger 2011, p. 7–8.
 Martins M.F. et al. Co-current combustion of oil shale part 1-2 // Fuel. Volume 89, Issue 1, p. 133-151. B. Jackson and T. Pitman, U.S. Patent № 6.345.224(8 July 2004).

ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ХОЛОДНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ФРОНТОВ

О.Н. Воцан, А.А. Спивак

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Приведены результаты анализа совместных вариаций электрического поля и метеопараметров атмосферы при прохождении холодных атмосферных фронтов по данным Геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево» и Центра геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН за период наблюдений с 2010 по 2016 гг. Получена эмпирическая зависимость между амплитудой вариаций напряженности электрического поля, изменением и скоростью изменения температуры в результате прохождения атмосферного фронта в отсутствие сильной облачности и грозových явлений. Разработана эмпирическая модель рядов в приземном слое атмосферы в результате интенсификации движения воздушных масс в переходной зоне атмосферного фронта.

Введение

Электрическое поле Земли E представляет собой, пожалуй, наиболее интересный объект исследований. Особую роль играет электрическое поле в приповерхностной зоне Земли (приповерхностный слой атмосферы и прилегающие к поверхности участки земной коры), где формируются условия среды обитания и осуществляется практически вся деятельность человека. Амплитуда и вариации электрического поля, не совпадающие с теми, которые можно рассматривать как естественно-природные и под влиянием которых формировался организм человека, могут существенно влиять на электрохимические процессы, протекающие на клеточном уровне [Колесник и др., 2009; Экология, 2008].

Как правило, исследования электрического поля Земли выполнялись с целью определения его глобальных характеристик, для чего было введено понятие так называемой «хорошей погоды», когда действием локальных факторов в виде местных источников и стоков электрических зарядов можно пренебречь [Семенов, 1982; Izraelsson et al, 1978]. Считается, что в этом случае регистрируется невозмущенная величина E (главное электрическое поле). Вместе с тем, следует отметить, что характеристика конкретного района определяется суперпозицией влияния глобальных и локальных факторов. Роль локальных факторов представляется весьма важной. Их действие способно при определенных условиях значительно изменить характеристики электрического поля в конкретном месте [Чалмерс, 1974; Шулейкин, 2006]. По этой причине особый интерес вызывает изучение возмущенной составляющей, амплитуда которой может на несколько порядков превосходить фоновые значения [Кузнецов, 2011; Dolezalek, 1972]. Такого рода исследования предостав-

ляют возможность устанавливать не только механизмы массо- и энергообменных процессов, связанных, в частности, с преобразованием энергии между физическими полями разной природы, но, что особенно важно, условия среды обитания живых организмов, включая человека. Помимо этого исследования локальных вариаций электрического поля в приземном слое атмосферы, в том числе и достаточно слабых, важны для обеспечения надежной радиосвязи, безопасности авиасообщений, а также при разработке поисковых признаков активных тектонических структур (в частности, разломных зон), рудных залежей и скоплений углеводородов, оценке степени неоднородности земной коры и ее обводнённости (в том числе обнаружения подземных неоднородностей и таликов), напряженного состояния, температурного режима глубокозалегающих пород, геодинамического и гидродинамического режима земной коры и т.д. [Спичак, Захарова, 2008; Шулейкин, 2006; Шулейкин и др., 2015]. Пространственное распределение потенциала электрического поля содержит информацию о строении Земли, электродинамических процессах, протекающих в ее недрах, а также в приземной атмосфере, ионосфере, магнитосфере, ближайшем к Земле космическом пространстве и даже на Солнце [Имянитов, Чубарина, 1965; Hoppel et al., 1986].

Инструментальные наблюдения показывают, что электрическое поле Земли не постоянно и испытывает вариации разной периодичности и амплитуды. Нас заинтересовал вопрос о влиянии метеорологических явлений и процессов на напряженность электрического поля в слое атмосферы, непосредственно прилегающем к земной поверхности. В настоящей работе выполнены исследования, связанные с установлением возможных связей между амплитудой вариаций электрического поля у земной поверхности и параметрами, характеризующими возмущение атмосферы в периоды прохождения холодных атмосферных фронтов.

Исходные данные

В качестве исходных данных использовались ряды синхронных инструментальных наблюдений за метеопараметрами и напряженностью электрического поля в условиях ГФО «Михнево» ИДГ РАН (54.9595°N; 37.7664°E) и Центра геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН (55,7052°N; 37,5707°E) (в дальнейшем соответственно ГФО МНВ и ЦГМ) в период с 2010 по 2016 гг. [Адушкин и др., 2016; Спивак и др., 2016].

Регистрация метеопараметров атмосферы (температура, давление, влажность воздуха, скорость ветра, мощность солнечного излучения) выполнялась с помощью автоматизированной цифровой метеостанции Davis Vantage Pro 2. Регистрация вертикальной компоненты напряженности электрического поля, $Ez(t)$, проводилась с помощью электростатического флюксметра ИНЭП, технические характеристики которого обеспечивают проведение измерений в частотном диапазоне от 0 до 20 Гц с амплитудой от 1 В/м до 5000÷10000 В/м в зависимости от конкретного исполнения и параметров настройки. На выходе прибора напряжение изменяется в пределах ± 10 В, что соответствует входным характеристикам большинства аналого-цифровых преобразователей. Прибор можно использовать для измерений практически в любых метеорологических условиях. Однако под влиянием воздействия таких явлений, как дождь, град или снег (например, из-за попадания снега между измерительными пластинами и вращающимся экраном, а также обледенения пластин) будут возникать вынужденные перерывы в работе прибора.

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

Основные характеристики холодных атмосферных фронтов

В метеорологии под атмосферным фронтом (АФ) понимается узкая переходная область, разделяющая между собой воздушные массы, характеризующиеся разными термодинамическими состояниями [Зилитинкевич, 2013]. АФ характеризуются пространственными размерами и величиной изменения температуры, давления и других характеристик атмосферы при смене воздушных масс с разной термодинамикой. В частности, когда относительно теплые воздушные массы заменяются в точке наблюдений более холодными, формируется так называемый холодный атмосферный фронт. При прохождении холодного фронта через точку наблюдения регистрируется достаточно резкое падение температуры воздуха и, как правило, увеличение атмосферного давления. Одновременно с этим такой фронт определяет повышенные градиенты температуры, изменение влажности воздуха, а также по-

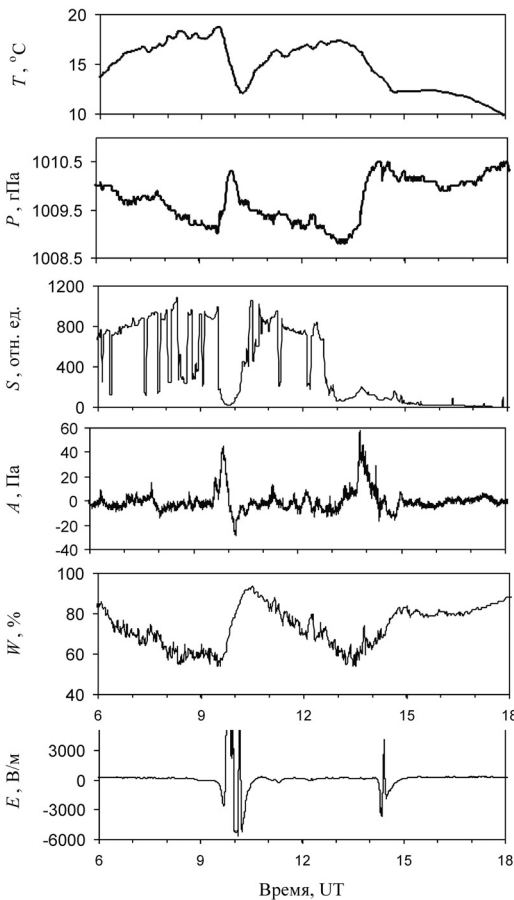


Рис. 1. Пример синхронных вариаций геофизических полей и метеорологических параметров атмосферы на ГФО МНУ 25.06.2014 г. в период прохождения двух холодных атмосферных фронтов в ~9:30 и ~13:30 UT (T и P – температура и атмосферное давление, S – интенсивность солнечного излучения, W – влажность воздуха, A – пульсации давления, E – вариация вертикальной компоненты напряженности электрического поля)

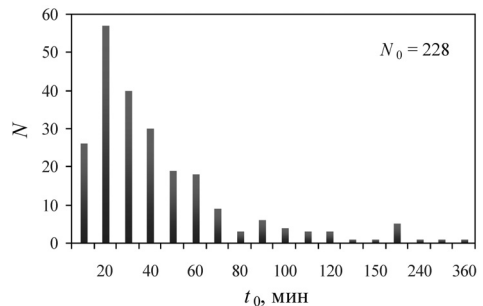


Рис. 2. Гистограмма распределения холодных атмосферных фронтов на ГФО МНУ за период 2010–2016 гг. по времени изменения температуры в переходной области

вышение скорости ветра (рис. 1). Изменение температуры воздуха при прохождении холодного атмосферного фронта может достигать 10–15 градусов, понижение атмосферного давления 200–500 Па.

Такие сильные за достаточно небольшой промежуток времени изменения в метеоусловиях (длительность прохождения переходной зоны t_0 изменяется в промежутке от нескольких минут до нескольких десятков минут (рис. 2)) и вызванные процессы перемещения воздушных масс, как правило, сказываются на вариациях электрического поля. Основной причиной таких вариаций является нарушение установившегося распределения объемных электрических зарядов в приземном слое атмосферы за счет турбулизации воздушных течений, что приводит к формированию аэроэлектрических структур, вброса электрических зарядов в приповерхностный слой атмосферы в результате подъема и перемешивания пылевых частиц и аэрозолей, нарушения вертикального распределения концентрации тяжелого радона, изменения влажности воздуха и т.д. [Анисимов, Мареев, 2000; Шулейкин, 2006].

Особо следует отметить, что холодный атмосферный фронт вызывает не только изменение термодинамических характеристик воздушных масс в пункте регистрации. Продвижение холодного атмосферного фронта вызывает также процессы, связанные с конденсацией водяных паров в зафронтной области и как следствие – формирование облачности, которое происходит с некоторой задержкой относительно переднего края фронта, что это связано с необходимостью накопления критической массы увлажненного воздуха.

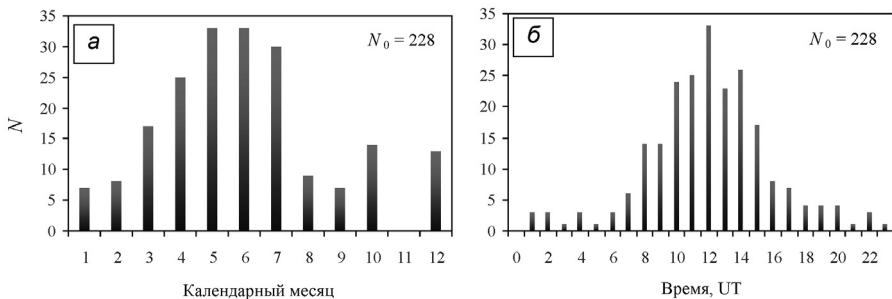


Рис. 3. Распределение холодных фронтов по месяцам (а) и по времени суток (б). Данные за период с 2010 по 2016 гг.

В течение года наблюдается достаточно большое количество холодных атмосферных фронтов и в основном в летний период. В качестве примера на рис. 3 приведена гистограмма распределения холодных фронтов по месяцам года (а) и по времени суток (б) для условий ГФО МНУ. Следует отметить, что холодные атмосферные фронты наблюдаются чаще в летний период с 10:00 до 15:00 UT.

Результаты анализа вариаций атмосферного давления

С целью получения количественных оценок влияния собственно холодного АФ на вариации электрического поля в приземном слое атмосферы в настоящей работе рассматривались АФ, не сопровождающиеся плотной кучевой облачностью и грозовыми явлениями. Выбровка указанных условий осуществлялась с учетом регистрации мощности солнечного излучения, влажности воздуха и наличия мол-

ниевых разрядов [Имянитов и др., 1971]. За период 2010–2016 гг. на ГФО МНУ и ЦГМ установлено в общей сложности 378 событий, характеризующихся очевидной синхронностью вариаций метеопараметров и электрического поля.

Анализ результатов регистрации показал, что прохождение холодного АФ всегда сопровождается вариациями электрического поля, но при этом не каждый раз наблюдаются вариации атмосферного давления. В связи с этим в качестве основного параметра, характеризующего интенсивность (мощность) холодного АФ, была выбрана амплитуда изменения температуры воздуха T_D в переходной области.

Прямое сопоставление амплитуды вариации E электрического поля и T_D не привело к ожидаемой функциональной зависимости $E(T_D)$, что демонстрирует рис. 4. Более детальное рассмотрение полученных данных показало, что помимо перепада температуры при анализе следует

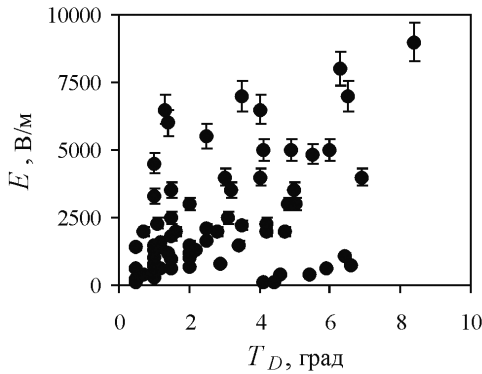


Рис. 4. Результат сопоставления E и T_D

учитывать и другие параметры, характеризующие холодный АФ. В качестве основного из таких параметров в настоящей работе выбрано время t_0 , за которое происходит перепад температуры T_D . Действительно, представляется естественным, что скорость изменения температуры также, как и параметр T_D характеризует интенсивность процессов, протекающих в переходной зоне фронта. В соответствии с данными рис. 2 основное количество событий наблюдается с t_0 в промежутке от 0 до 60 мин.

По этой причине далее анализировались по отдельности данные с $t_0 \in (0-15)$ мин, $t_0 \in (15-25)$ мин, $t_0 \in (25-35)$ мин, $t_0 \in (35-45)$ мин и $t_0 \in (45-55)$ мин. Некоторые результаты представлены на рис. 5, из которого видно, что, несмотря на значительный разброс данных, можно считать, что при разделении данных с разными значениями t_0 отчетливо наблюдается тенденция к формированию зависимости $E(T_D)$ (погрешность определения E не превышает 8%). Более того, зависимость $E(T_D)$ допустимо описывать формулой:

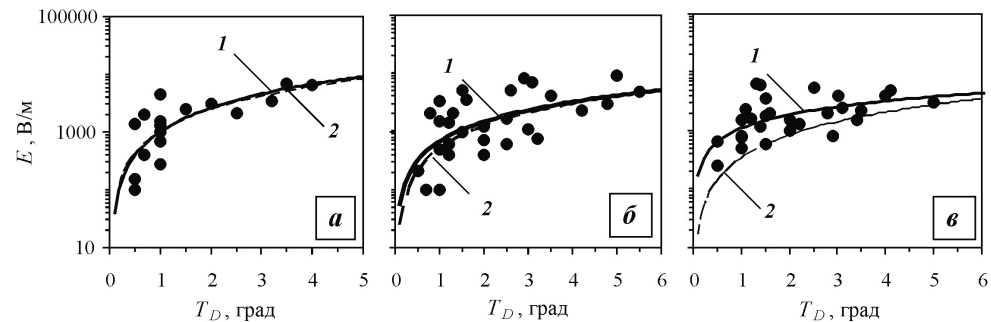


Рис. 5. Зависимость $E(T_D)$ для разных интервалов значений t_0 : а – $t_0 \in (0-15)$ мин; б – $t_0 \in (15-25)$ мин; в – $t_0 \in (25-35)$ мин. Линия тренда обозначена сплошной линией (1), пунктир – результаты расчета по модели (2)

$$E = AT_D^\alpha \quad (1)$$

где значение коэффициента A определяется величиной t_0 , а степень $\alpha \sim 1.3$.

Для определения зависимости коэффициента A в формуле (1) от t_0 следует выполнить анализ зависимости $E(t_0)$ при разных значениях T_D . Результаты такого анализа приведены на рис. 6, из которого видно, что зависимость $E(t_0)$ допустимо представить в виде степенного соотношения:

$$E = Bt_0^\alpha, \quad (2)$$

где B – коэффициент, зависящий от величины T_D .

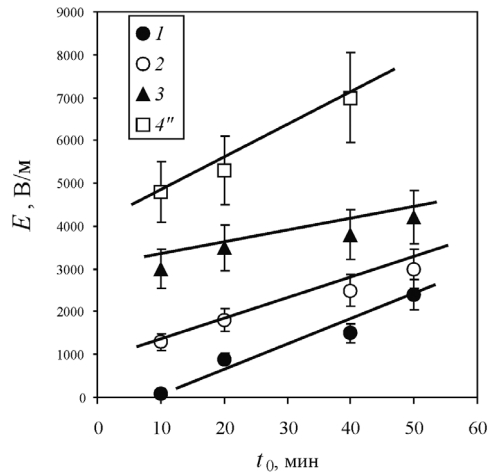


Рис. 6. Зависимость $E(t_0)$ при разных значениях T_D (град.): 1 – 0.5; 2 – 1; 3 – 2; 4 – 3

Эмпирическая модель вариаций электрического поля в приземной атмосфере при прохождении холодных атмосферных фронтов

Будем рассматривать задачу в следующих предположениях:

1. Основными параметрами, характеризующими интенсивность процессов, связанных с прохождением холодного атмосферного фронта, являются перепад температуры воздуха на фронте T_D и время t_0 , за которое этот перепад происходит.

2. Облачность в области, охваченной фронтом, отсутствует (рассматриваются короткие времена после прохождения переднего участка холодного атмосферного фронта до формирования облачности).

3. Отсутствуют сильные изменения влажности воздуха, что позволяет не учитывать процессы, связанные с конденсацией в атмосфере.

4. Основной причиной, вызывающей изменение пространственного распределения и, как следствие, характерного масштаба объемного электрического заряда у земной поверхности при прохождении холодного атмосферного фронта, является нарушение пространственного распределения объемных электрических зарядов в результате движения воздушных масс (наведенная турбулентность, в частности, термотурбулентность воздушных потоков вследствие увеличения скорости ветра).

Основываясь на данных инструментальных наблюдений, запишем выражение для прироста скорости ветра ΔV при прохождении атмосферного фронта в виде:

$$\Delta V(T_D, t_0) = \frac{T_D^{\alpha_1}}{t_0^{m_1}}, \quad (3)$$

где T_D – перепад температуры на холодном атмосферном фронте, произошедший за время t_0 ; степени α_1 и m_1 положительны.

При сделанных предположениях естественно предполагать, что степень возмущения воздушных масс с высотой определяется скоростью воздушных потоков в атмосферном пограничном слое, то есть скоростью ветра у земной поверхности [Белоцерковский и др., 2013; Зилитинкевич, 2013]. Степень возмущения очевидно определяется максимальным размером вихревой ячейки R , величину которой

в случае отсутствия турбулентных проявлений в атмосфере в начальный момент времени $t = 0$ запишем в виде:

$$R \sim \frac{\Delta V^{\alpha_2}}{t_0^{m_2}} \quad (4)$$

Примем, что изменение масштаба возмущенной области ΔM , который определяет величину вариаций электрического поля в приземном слое атмосферы, пропорционален размеру R . В этом случае

$$\Delta M \sim R^{\alpha_3}. \quad (5)$$

Таким образом, рассматривая задачу в первом приближении, можно записать с учетом (1)–(5):

$$E_Z \sim \Delta M^{\alpha_4} \sim R^{\alpha_3 \alpha_4} \sim \frac{\Delta V^{\alpha_2 \alpha_3 \alpha_4}}{t^{m_1}} \sim \frac{T_D^{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4}}{t_0^{\alpha_3 \alpha_4 (m_1 \alpha_2 + m_2)}},$$

или, объединяя степени:

$$E_Z = A \frac{T_D^\alpha}{t_0^m} \quad (6)$$

где A – некоторая константа, $\alpha = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 > 0$ и $m = \alpha_3 \alpha_4 (m_1 \alpha_2 + m_2) > 0$.

На рис. 5 приведены зависимости $E(T_D)$ для разных значений t_0 , вычисленные с использованием соотношения (6), приведены на рис. 5 в виде штриховой линии (расчеты выполнялись при следующих значениях параметров: $A \approx 10^3$, $\alpha \approx 1.3$ и $m \approx 1$). Хорошо видно, что расчеты с использованием предложенной простейшей модели процесса с учетом разброса экспериментальных данных в целом описывает ход $E(T_D)$ при временах $t_0 < 30$ мин. Заметное занижение расчетных данных относительно результатов регистрации при $t_0 = 30$ мин можно объяснить тем, что в эти времена начинает формироваться плотная облачность. Электризация облаков, которая не учитывается в предложенной феноменологической модели, существенно повышает напряженность электрического поля в слое атмосферы, расположенном между облаками и земной поверхностью.

Заключение

По результатам выполненных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Полученные данные свидетельствуют о том, что вариации напряженности электрического поля земли в приземном слое атмосферы зависят, в частности, от возмущающего воздействия холодного атмосферного фронта.

2. В зоне холодного атмосферного фронта и непосредственно за ним наблюдаются вариации электрического поля. При этом для относительно резких атмосферных фронтов с характерными значениями t_0 примерно до 25–30 мин и при отсутствии грозовой активности в качестве основного фактора при описании возмущения электрического поля допустимо рассматривать скорость переноса воздушных масс. Для менее резких атмосферных фронтов ($t_0 = 30$ мин и более), когда толщина холодных воздушных масс уже значительна и важны процессы, связанные с конденсацией (формирование облачности), задача определения связи $E(T, t_0)$ сильно усложняется.

В этом случае необходимо учитывать процессы конденсации и главное – процессы, связанные с формированием облаков и разделением в них электрических зарядов.

3. Выполненные в первом приближении оценки влияния холодного АФ на вариации электрического поля в рамках предложенной эмпирической модели в целом описывают ход зависимости $E(T_D)$, что позволяет рассматривать модель как пригодную для практических оценок.

Дальнейшее продолжение исследований должно быть связано с учетом влияния других параметров холодного атмосферного фронта (например, вариаций влажности воздуха) на вариации электрического поля. Это позволит получить более точные соотношения между параметрами, характеризующими холодный атмосферный фронт и вариациями электрического поля (разброс экспериментальных данных может быть значительно уменьшен).

Исследования выполнены при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН IV.8 (проект № 0146-2015-0011).

Литература

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

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. «Михнево»: от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016. № 1. С. 108–119.

Анисимов С.В., Мареев Е.А. Аэроэлектрические структуры в атмосфере // Доклады академии наук. 2000. Т. 371. № 1. С. 101–104.

Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.М. Динамика вихреобразных течений в атмосфере, обусловленных природными факторами. М. : Изд. центр «Полет Джанотана», 2013. – 432 с.

Зилитинкевич С.С. Атмосферная турбулентность и планетарные пограничные слои. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2013. – 252 с.

Имянитов И.М., Чубарина Е.В. Электричество свободной атмосферы. Л. : Гидрометеоздат, 1965. – 240 с.

Имянитов И.М., Чубарина Е.В., Шварц Я.И. Электричество облаков. Л. : Гидрометеоздат, 1971. – 94 с.

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

Кузнецов В.В. Физика Земли. Учебник-монография. Новосибирск : 2011. – 840 с.

Семенов К.А. Хорошая погода и элементы атмосферного электричества // Труды ГГО. Вып. 455. Л. : Гидрометеоздат, 1982. С. 112–113.

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

Стичак В.В., Захарова О.К. Косвенная оценка температуры в геотермальной зоне по электромагнитным данным // Геофизика. 2008. № 4. С. 55–62.

Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. Л. : Гидрометеоздат, 1974, – 420 с.

Шулейкин В.Н. Атмосферное электричество и физика Земли. М. : Институт проблем нефти и газа. 2006. – 159 с.

Шулейкин В.Н., Шукин Г.Г., Куповых Г.В. Развитие методов и средств прикладной геофизики – атмосферно-электрический мониторинг геологических неоднородностей и зон геодинамических процессов. СПб. : РГГМУ, 2015. – 206 с.

Экология человека в изменяющемся мире / Колл. авторов. Изд 2-е, доп. Екатеринбург : УрО РАН, 2008. – 570 с.

Dolezalek H. Discussion of fundamental problem of atmospheric electricity. PAGEOPH. 1972. Vol. 100. P. 8–43.

Izraelsson S. On the conception – fair weather condition in atmospheric electricity // Pure Appl. Geophys. 1978. Vol. 116. P. 149–158.

Hoppel W.A., Anerson R.V., Willet J.C. Atmospheric electricity in the planetary boundary layer // The Earth's electrical environment. Krider E.P. and Roble R.G., Eds. – Washington: Natl. Acad. Press. 1986. P. 149–165.

УДК 550.3+ 550.4+551.558; 614.2; 614.7

ВАРИАЦИИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПЕРИОД УРАГАНОВ И ШКВАЛОВ В МОСКВЕ

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

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Выполнен комплексный анализ микробарических пульсаций, вариаций электрического поля и микросейсмического фона в условиях г. Москвы в период сильных возмущений атмосферы. Показано, что ураганы и шквалы сопровождаются не только высокими скоростями ветра, но также высокоамплитудными микробарическими вариациями, вариациями амплитуд микросейсмического фона и вертикальной компоненты электрического поля. Установлено, что рассматриваемые сильные возмущения атмосферы за 1–4 часа предваряются повышенными амплитудами микробарических вариаций в диапазоне частот Брента-Вяйсаля, а также низкочастотными вариациями электрического поля и вариациями микросейсмического фона в диапазоне частот 0.008–20 Гц, что в совокупности с метеорологическими параметрами можно рассматривать в качестве комплексного прогностического признака приближающегося урагана (шквала). Такой подход может повысить надежность и оперативность прогноза.

Введение

На протяжении последних лет отчетливо проявляется тенденция к увеличению количества опасных природных явлений, а также катастрофических процессов, вызванных техногенной деятельностью человека [Осипов, 2001]. Особую озабоченность вызывают сильные атмосферные явления в виде ураганов (скорость ветра превышает 30 м/с) и шквалов (скорость ветра достигает величины 15–20 м/с и

выше), негативные последствия которых наблюдаются в последние года, в частности, в Московском регионе. Произошедшие в Москве в 2017 г. ураган 29 мая и шквал 30 июня привели к человеческим жертвам и нанесли значительный урон экологии мегаполиса. В связи с этим представляется важным установление статистических обоснованных прогностических признаков указанных явлений, которые могли бы составить основу для разработки мероприятий по предупреждению населения и городских коммунальных служб. Такую задачу решает, в частности, созданный при ИДГ РАН Центр геофизического мониторинга г. Москвы (ЦГМ) [Спивак и др., 2016а, 2016б]. Измерительный комплекс ЦГМ, включающий каналы регистрации метеорологических характеристик, акустических колебаний в нескольких частотных диапазонах, сейсмических колебаний и электрического поля, является в своем роде уникальным и позволяет в непрерывном режиме получать и накапливать информацию о геофизической обстановке в условиях мегаполиса. При этом следует отметить, что возможности ЦГМ значительно расширяются при использовании данных инструментальных наблюдений, выполняемых синхронно с ЦГМ на Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН (МНВ) и в районе г. Звенигород.

В настоящей работе выполнен обобщающий анализ геофизических проявлений сильных атмосферных явлений ураганного типа в г. Москве, по результатам которого сделана попытка сформулировать возможный прогностический признак сильного атмосферного возмущения.

Используемые данные

В качестве исходных данных привлекались цифровые ряды инструментальных наблюдений за напряженностью электрического поля и микропульсациями атмосферного давления, выполненных в ЦГМ, МНВ и г. Звенигород, а также результаты сейсмической регистрации в ЦГМ. Микропульсации атмосферного давления выполнялись с использованием микробарометра МБ-03 в частотном диапазоне 0.001–10 Гц и в расширенном диапазоне частот 0.05–100 Гц с использованием микрофона 4147 фирмы V&K. Напряженность электрического поля (вертикальная компонента E_z) измерялась с помощью электростатического флюксметра ИНЭП, который обеспечивает измерения E_z в интервале от 1 В/м до 6–10 кВ/м в зависимости от конкретного экземпляра (в процессе организации постоянного мониторинга экземпляры ИНЭПов периодически сменяются с целью очистки рабочих поверхностей от загрязнения) в частотном диапазоне 0–20 Гц. Сейсмическая регистрация выполнялась с использованием сейсмометра STS-2 и регистратора RefTek в диапазоне частот 0.008–20 Гц. Метеорологические параметры атмосферы (температура и влажность воздуха соответственно T и W , атмосферное давление P , скорость ветра V) регистрируются с помощью цифровой автоматической метеостанции Davis Vantage Pro2. Результаты регистрации в виде привязанных ко времени цифровых рядов накапливаются на жестких носителях и выкладываются на сайте ИДГ РАН в графическом и цифровом видах.

Для анализа привлекались данные, полученные в период 2009–2017 гг. в те дни, когда наблюдались сильные возмущения атмосферы (за указанный период в Москве произошло 7 событий ураганного и шквального типа). Оценка спектральных характеристик вариаций E_z и микропульсаций атмосферного давления выполнялась с использованием авторегрессионных моделей цифровых рядов.

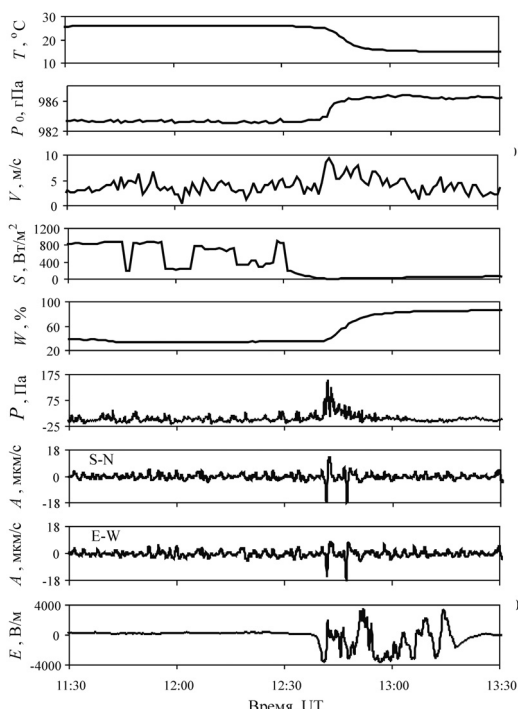


Рис. 1. Изменение метеопараметров и вариация геофизических полей в период урагана в Москве 29.05.2017 г. (компоненты сейсмических колебаний в горизонтальной плоскости обозначены в поле рисунка)

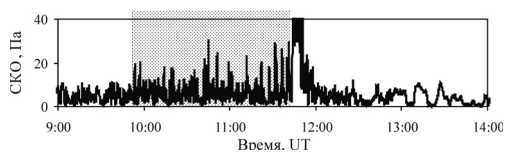


Рис. 2. Среднеквадратичное отклонение амплитуды вариаций акустических колебаний (усреднение по 15 с интервалам); фоном выделена область повышенных значений СКО перед ураганом

Геофизические эффекты сильных возмущений атмосферы

Анализ данных, полученных в результате инструментальных наблюдений, показал, что сильные возмущения атмосферы отличаются не только значимыми изменениями метеорологических характеристик (температура, атмосферное давление, скорость ветра, влажность и т.д.), но также вариациями геофизических полей, в частности, электрического поля (ЭП), микросейсмического фона (МФ) и акустических колебаний (АК) у земной поверхности. В качестве примера на рис. 1 приведены совместно вариации метеорологических параметров, амплитуды акустических колебаний P , амплитуды микросейсмических колебаний A и вертикальной компоненты электрического поля E в период урагана 29.05.2017 г. в Москве по данным ЦГМ. Особенностью указанного события, максимальная интенсивность которого наблюдалась в период 12:40–13:00 UT, является отсутствие грозовой активности при сильно возмущенном состоянии атмосферы. Из рис.1 видно, что приход холодного атмосферного фронта, который сопровождается резким падением температуры воздуха T , увеличением атмосферного давления P_0 , скорости ветра (на рис. 1 приведены по минутно усредненные значения; пиковые значения V достигали 33 м/с) V , значительным повышением влажности воздуха W и резким снижением мощности солнечного излучения S на земной поверхности, вызвал повышение амплитуд микросейсмического и акустических колебаний, а также значительные вариации напряженности электрического поля.

Анализ и обобщение событий ураганного и шквального типов в г. Москве, зарегистрированных за период 2009–2017 годы позволяет отметить следующее.

Акустические колебания. Ураганы и шквалы вызывают значительное увеличение амплитуды акустических колебаний P до 100–150 Па в частотном диапазо-

не 2–15 мин. Вместе с тем следует отметить, что заметное увеличение амплитуд АК, превышающих фоновые значения в 1.3–1.5 раза, наблюдается уже за 1–4 часа до основного события. При этом по мере приближения урагана к точке наблюдения – это соотношение возрастает. В качестве примера на рис. 2 приведены значения среднеквадратичного отклонения (СКО) амплитуды акустических колебаний для рассматриваемого события.

Сильные возмущения атмосферы ураганного типа вызывают вариации не только амплитудных, но и спектральных характеристик АК. Это хорошо видно из примера, приведенного на рис. 3. В целом следует отметить, что в период наиболее интенсивных проявлений ураганного типа наблюдаются сильные вариации амплитуды акустических колебаний в диапазоне периодов от 2–3 мин до 12–15 мин. За 2–4 часа до наиболее интенсивных проявлений ураганного типа (в большинстве случаев это совпадает с приходом холодного атмосферного фронта) отмечаются повышенные вариации амплитуды в диапазоне периодов от 2–3 мин до 5–6 мин. По мере снижения интенсивности урагана спектр возвращается к первоначальному (фоновому) виду.

Более ярко приближение урагана (шквала) проявляется в интенсивности акустических колебаний

$$I = \frac{P^2}{\rho C}$$

ρ и C – соответственно плотность воздуха и скорость звука. В качестве примера на рис. 4 приведены оценки вариаций величины I для конкретного случая (ураган в г. Москве 29.05.2017 г.). При оценках использовались зависимости [Хргиан, 1986]

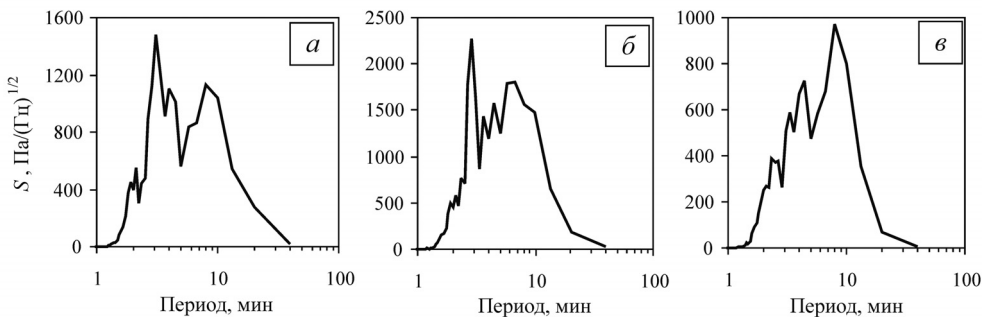
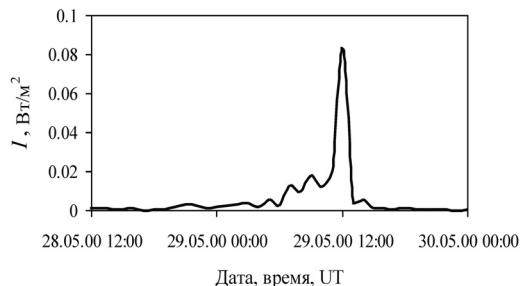


Рис. 3. Спектры вариаций амплитуды акустических колебаний до (а), в период наиболее интенсивных проявлений (б) и после (в) урагана в Москве 29.05.2017 г.

Рис. 4. Интенсивность акустических колебаний в период урагана в Москве 29.05.2017 г.



$$C \approx 20.06\sqrt{273 + T} \text{ и } \rho \approx \rho_0 \left[1 - \frac{T - T_0}{T_0} \right]$$

где C – скорость звука, T_0 – температура воздуха при нормальных условиях, ρ и ρ_0 – плотность воздуха соответственно в момент регистрации и при нормальных условиях.

Электрическое поле. Интенсивные атмосферные возмущения вызывают значительные вариации напряженности электрического поля, амплитуда которых достигает 3000–6000 В/м (рис. 1). При этом важно отметить, что за 3–4 часа до прихода события ураганного типа наблюдается увеличение амплитуды вариаций и возникновение длиннопериодных пульсаций E с периодом около 40 мин (рис. 5). При этом значительно изменяется спектр вариаций E , что хорошо видно из рис. 6. Фоновые вариации характеризуются амплитудой вариации E в диапазоне 40–80 В/м (преимущественная частота ~ 8 Гц), на участке предвестника – в диапазоне 100–150 В/м (преимущественная частота ~ 10 Гц) с амплитудой пульсаций 200–240 В/м (период 30–45 мин) и в период наиболее сильных вариаций – в диапазоне 5000–12000 В/м (преимущественная частота ~ 6 –7 Гц).

Сейсмический фон. Приближение события ураганного типа сопровождается повышением амплитуды микросейсмических колебаний до ~ 3 –4 мкм/с примерно за 2–3 часа до прихода урагана в точку регистрации (рис. 7). Более от-

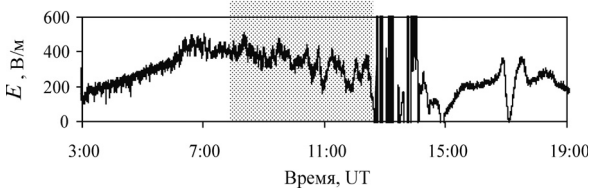


Рис. 5. Вариации вертикальной компоненты электрического поля в период, предшествующий урагану 29.05.2017 г. (8:15–12:20 UT); фоном выделена область повышенных вариаций E перед ураганом

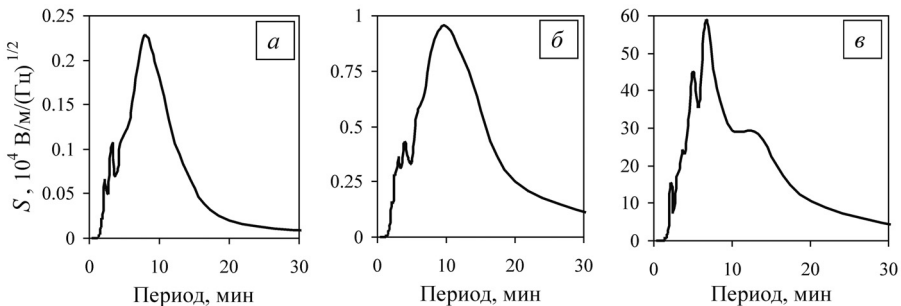


Рис. 6. Спектры вариаций электрического поля при спокойном состоянии атмосферы (а), в период, предшествующий урагану (б) и в период урагана (в)

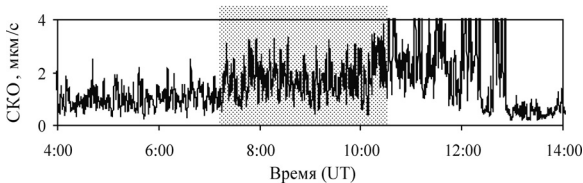


Рис. 7. Среднеквадратичное отклонение амплитуды сейсмического шума в период урагана 29.05.2017 г. (усреднение по 60 с интервалом); фоном выделена область повышенных значений СКО перед ураганом

четливо это видно из графика среднеквадратичного отклонения модуля вектора колебаний в горизонтальной плоскости, пример которого для рассматриваемого в качестве примера события представлен на рис. 7. При этом наибольшие вариации микросейсмического фона с амплитудой до 20 мкм/с наблюдаются в период наиболее интенсивных атмосферных проявлений.

Заключение

Обобщая результаты наблюдений можно констатировать следующее:

1. Сильные возмущения атмосферы в виде ураганов и шквалов вызывают значительные вариации электрического и акустического полей в приземном слое атмосферы, а также существенное повышение амплитуды микросейсмических колебаний.

2. Интенсивным вариациям электрического, акустического полей и микросейсмического фона в период ураганов и шквалов за 1–4 часа предшествует период повышенных вариаций указанных геофизических полей. При этом наблюдаются существенные изменения в их спектральных характеристиках.

3. При накоплении статистики отмеченный эффект может рассматриваться в качестве прогностического критерия сильных возмущений атмосферы.

4. Направленность дальнейших исследований должны быть нацелена на изучение конкретных зависимостей между амплитудами и характерными особенностями спектров рассматриваемых геофизических полей и мощностью (интенсивностью) возмущений ураганного и шквального типа.

С целью повышения оперативности и достоверности прогнозирования приближающегося сильного возмущения атмосферы ураганного типа следует рассмотреть возможность развертывания и использования нескольких (не менее шести) стационарных пунктов комплексной регистрации аналогичных ЦГМ, расположенных по периметру вокруг г. Москвы.

Авторы выражают благодарность Д.Н. Локтеву и С.П. Соловьеву за активное участие в подготовке исходных данных.

Исследования выполнены в соответствии с государственным заданием (проект 0146-2014-0015) при поддержке Программы фундаментальных исследований ОНЗ РАН IV.8 (проект 0146-2015-0011) в части обработки геофизических данных.

Литература

Осипов В.И. Природные катастрофы на рубеже XXI века // Геоэкология. 2001. № 4. С. 293–309.

Спивак 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.

Спивак 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.

РАДИОГЕННОЕ ТЕПЛО ЗЕМЛИ В ПЕРИОД ЕЕ РОСТА

В.Н. Сергеев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Приведены оценки количества тепла Земли, выделяемого в период ее роста (первые 100 млн лет существования) при радиоактивном распаде короткоживущих ^{26}Al , ^{60}Fe и долгоживущих ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{40}K . Оценки проведены для двух наиболее правдоподобных групп моделей состава Земли: геохимической (за основу взят состав углистых хондритов) и космохимической (основа – состав энстатитовых хондритов).

Введение

Энергия распада радиоактивных изотопов является важным источником разогрева земных недр, необходимого для их плавления и дифференциации на железо-никелевое ядро и силикатную мантию. В отличие от ударов планетезималей при формировании Земли, привносящих энергию в ее наружные слои [Печерникова, Витязев, 2005], радиоактивный распад нагревает земные недра во всем объеме Земли.

Для оценки радиогенного тепла Земли в период ее формирования помимо данных, относящихся к распаду радиоактивных изотопов, необходимо знать состав растущей Земли и распространенность радиоактивных изотопов на этот период, а также зависимость массы Земли от времени в период ее роста.

Данные по составу Земли и распространенности радиоактивных изотопов указывают на то, что основной вклад в радиогенное тепло Земли в процессе ее формирования давал радиоактивный распад короткоживущих ^{26}Al и ^{60}Fe (в начале роста Земли) и долгоживущих ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K (во время всего периода роста Земли). Массовые доли Al, Fe и K в составе растущей Земли можно считать близкими к современным. Распространенность радиоактивных изотопов во время роста Земли вычисляется на основании закона радиоактивного распада. Данные по распространенности короткоживущих изотопов ^{26}Al и ^{60}Fe относят ко времени образования Солнечной системы, которым считается время образования CAI (кальций-алюминиевых включений) [Печерникова, Сергеев, 2017], присутствующих в образцах некоторых метеоритов (хондритах). Распространенность долгоживущих радиоактивных изотопов ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K вычисляется по данным современной распри.

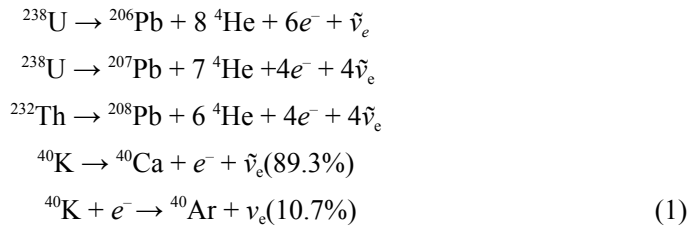
Наиболее правдоподобными из существующих моделей состава Земли представляются геохимическая (за основу взят состав углистых хондритов) и космохимическая (основа – состав энстатитовых хондритов) группы моделей. Данные геохимической и космохимической групп моделей состава современной Земли по содержанию U и Th не противоречат данным регистрации геонейтрино (электронных антинейтрино, рождающихся при распаде радиоактивных изотопов в недрах

Земли) от распадов ^{238}U и ^{232}Th [Сергеев, 2014, 2015]. К сожалению, в настоящее время еще не хватает данных регистрации геонейтрино, позволяющих выбрать из двух групп моделей одну наиболее достоверную.

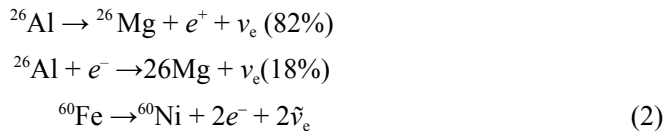
Время формирования Земли по разным моделям [Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990; Печерникова, 2005] оценивается в величину порядка 100 млн лет. Однако, зависимости массы Земли от времени в период ее роста различны для разных моделей [Печерникова, 2005; Печерникова, Витязев, 2005]. В настоящей работе используется модель, представленная в [Печерникова, 2005], учитывающая роль крупных тел в формировании Земли.

Тепло, выделяемое при распаде радиоактивных изотопов в земных недрах

Распад радиоактивных изотопов, дающих основной вклад в радиогенное тепло Земли в период ее роста, до конечных стабильных состояний происходит по следующим схемам для долгоживущих изотопов ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K [Dye, 2012]:



и для короткоживущих изотопов ^{26}Al и ^{60}Fe [Castillo-Rogez et al., 2009]



Процессы (1) и (2) сопровождаются выделением энергии и рождением электронных нейтрино ν_e или антинейтрино $\tilde{\nu}_e$. В тепло преобразуется не вся выделяемая энергия, некоторая ее часть, равная средней энергии ν_e или $\tilde{\nu}_e$ для процесса, уносится электронными нейтрино или антинейтрино. В [Castillo-Rogez et al., 2009] отмечено, что это обстоятельство не всегда учитывается в расчетах, и приводятся ссылки на работы, где допускались эти неточности. Данные по временам полураспада [Audi et al., 2017] и тепловому эффекту процессов (1) [Dye, 2012] и (2) [Castillo-Rogez et al., 2009] представлены в табл. 1.

Таблица 1. Времена полураспада и тепловой эффект на один акт распада Q радиоактивных изотопов, дающих основной вклад в радиогенное тепло в период роста Земли

	^{238}U	^{235}U	^{232}Th	^{40}K	^{26}Al	^{60}Fe
$t_{1/2}$, лет	$4.468 \cdot 10^9$	$7.04 \cdot 10^8$	$1.4 \cdot 10^{10}$	$1.248 \cdot 10^9$	$7.17 \cdot 10^5$	$2.62 \cdot 10^6$
Q , 10^{-12} Дж	7.648	7.108	6.475	0.110	0.506	0.434

Оценка радиогенного тепла Земли в период ее роста

Скорость выделения радиогенного тепла в земных недрах на единицу массы каждого изотопа \bar{h} определяется формулой [Dye, 2012]:

$$\bar{h} = \frac{N_A \lambda}{\mu} Q, \quad (3)$$

где $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро, μ – молярная масса изотопа, $\lambda = \ln 2/t_{1/2}$ – постоянная распада.

Для скорости выделения радиогенного тепла на единицу массы вещества растущей Земли $h(t)$ имеем:

$$h(t) = \bar{h} A_{iz}(t), \quad (4)$$

где $A_{iz}(t)$ – содержание (массовая доля) изотопа в единице массы растущей Земли.

За точку отсчета времени t_0 берется время образования САИ. Времена образования САИ, полученные по изотопным данным разными группами исследователей из образцов различных метеоритов разнятся на величину ~ 1 млн лет [MacPherson, 2014]. Имея ввиду, что наименьший период полураспада рассматриваемых изотопов у ²⁶Al и, следовательно, выбор t_0 наиболее чувствителен для этого изотопа, за время образования САИ берем величину 4567 млн лет, которой соответствует начальная распространенность ²⁶Al [Jacobsen et al., 2008], используемая в настоящей работе. Данные по распространенности ⁶⁰Fe также относят ко времени близкому к величине t_0 .

Содержание изотопа $A_{iz}(t)$ вычисляется согласно закону радиоактивного распада. Для долгоживущих изотопов ²³⁸U, ²³⁵U, ²³²Th и ⁴⁰K имеем

$$A_{iz}(t) = a A e^{(t_0 - t)\lambda}, \quad (5)$$

и для короткоживущих изотопов ²⁶Al и ⁶⁰Fe

$$A_{iz}(t) = a A e^{-t\lambda}. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) A – содержание элементов U, Th, K, Al и Fe в современной Земле, a в (5) – распространенность изотопа в современной Земле, a в (6) – распространенность изотопа на время образования САИ.

В итоге количество тепла $H(t)$, генерируемое в недрах Земли распадом изотопа в единицу времени в момент времени t , равно:

$$H(t) = h(t) M(t), \quad (7)$$

где $M(t)$ – масса растущей Земли.

В таблице 2 представлены данные по распространенности долгоживущих изотопов ²³⁸U, ²³⁵U, ²³²Th и ⁴⁰K в современной Земле [Dye, 2012] и короткоживущих ²⁶Al и ⁶⁰Fe в Солнечной системе на время образования САИ [Jacobsen et al., 2008; Tang, Dauphas, 2012]. В настоящей работе используется величина распространенности ⁶⁰Fe, гораздо меньшая, чем величины, ранее использовавшиеся во многих работах. Использование такого значения распространенности ⁶⁰Fe из [Tang, Dauphas, 2012] вполне оправдано по мнению авторов работы [Davis, McKeegan, 2014].

Таблица 2. Распространенность α в долях от общего количества элементов для долгоживущих изотопов ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K в современной Земле и короткоживущих ^{26}Al и ^{60}Fe в Солнечной системе на время образования САИ

	^{238}U	^{235}U	^{232}Th	^{40}K	^{26}Al	^{60}Fe
α	0.992796	0.007204	1.000000	0.000117	$5.23 \cdot 10^{-5}$	$1.15 \cdot 10^{-8}$

Данные по содержанию U, Th, K, Al и Fe в современной Земле согласно геохимическим [McDonough, 2014; Sramek et al., 2013] и космохимическим [Javoy et al., 2010; Sramek et al., 2013] группам моделей представлены в таблице 3.

Таблица 3. Содержание U, Th, K, Al и Fe в современной Земле согласно геохимическим (A_g) и космохимическим (A_c) группам моделей в процентах от общей массы Земли

	U	Th	K	Al	Fe
$A_g, \%$	$1.35 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-6}$	$1.9 \cdot 10^{-2}$	1.59	32.0
$A_c, \%$	$8.1 \cdot 10^{-7}$	$2.9 \cdot 10^{-6}$	$9.9 \cdot 10^{-3}$	0.86	32.8

Время t , за которое Земля достигала массы $M(t) = z^3 M_{\oplus}$, определяется из соотношения [Печерникова, 2005]:

$$t = \frac{b\delta r_{\max}}{\sigma_0} \left(\ln \frac{1+z}{1-z} - 0.43z - 0.04z^3 \right), \text{ лет} \quad (8)$$

где безразмерный параметр $b = 0.07$, δ – средняя за время роста плотность Земли, σ_0 – начальная поверхностная плотность твердого вещества в зоне питания Земли,

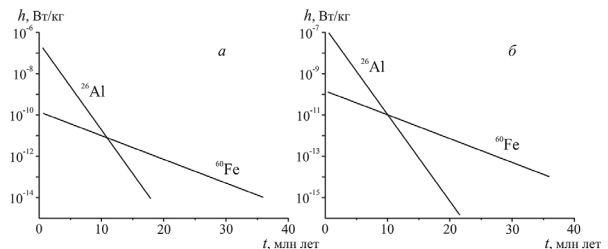
$$r_{\max} = \sqrt[3]{\frac{3M_{\oplus}}{4\pi\delta}}$$

Масса современной Земли $M_{\oplus} = 5.97219 \cdot 10^{24}$ кг. В расчетах использовались значения $\delta = 4.5 \text{ г/см}^3$ и $\sigma_0 = 10 \text{ г/см}^2$ [Печерникова, 2005].

Вычисляя $H(t)$ по (7) с использованием (3), (4), (5), (8) для ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K и (3), (4), (6), (8) для ^{26}Al и ^{60}Fe и суммируя $H(t)$ по всем изотопам, получаем оценку скорости выделения радиогенного тепла Земли в период ее роста.

На рис. 1 представлена зависимость скорости выделения радиогенного тепла на единицу массы вещества растущей Земли от времени для короткоживущих изотопов ^{26}Al и ^{60}Fe .

Рис. 1. Зависимость скорости выделения радиогенного тепла на единицу массы вещества растущей Земли h от времени t для короткоживущих изотопов ^{26}Al и ^{60}Fe : a – геохимическая группа моделей состава Земли, b – космохимическая группа моделей состава Земли



На рис. 2 представлена зависимость скорости выделения радиогенного тепла на единицу массы вещества растущей Земли от времени для долгоживущих изотопов ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K .

На рис. 3 представлена зависимость суммарной скорости выделения радиогенного тепла в растущей Земле от времени. На рис. 3 обращает на себя внимание, преобладающий вклад распада короткоживущих изотопов ^{26}Al и ^{60}Fe в радиогенное тепло Земли в первые 10 млн лет ее роста.

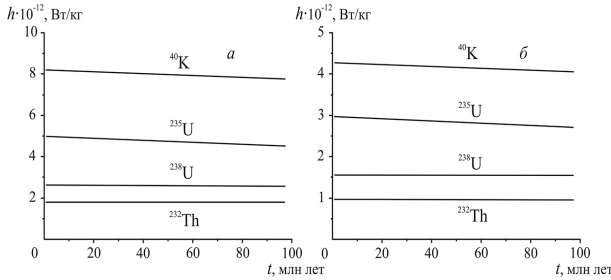


Рис. 2. Зависимость скорости выделения радиогенного тепла на единицу массы вещества растущей Земли h от времени t для долгоживущих изотопов ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K : a – геохимическая группа моделей состава Земли, b – космохимическая группа моделей состава Земли

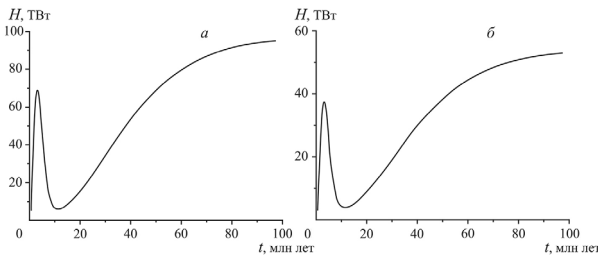


Рис. 3. Зависимость суммарной скорости выделения радиогенного тепла в растущей Земле H от времени t : a – геохимическая группа моделей состава Земли, b – космохимическая группа моделей состава Земли

Заключение

В настоящей работе оценки проводились исходя из усредненного состава Земли. Хотя ядро Земли формировалось в процессе ее роста [Печерникова, Сергеев, 2017] и важную роль играло распределение радиоактивных изотопов в недрах Земли, полученные оценки отражают величину вклада радиогенного тепла Земли в тепловые процессы на стадии роста Земли.

Работа выполнена в рамках Программы 22(1) Президиума РАН «Эволюция органического мира и планетарных процессов».

Литература

- Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. М. : Наука. 1990, – 296 с.
- Печерникова Г.В. Время роста Земли // ДАН. 2005. Т. 401. № 3. С. 391–394.
- Печерникова Г.В., Витязев А.В. Импаkты и эволюция ранней Земли / Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В.В. Адушкина и И.В. Немчинова. Инсти-тут динамики геосфер РАН. М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. С. 251–265.

Печерникова Г.В., Сергеев В.Н. Ранняя стадия возникновения Земли (интервал после возникновения Солнца, формирование жидкого ядра, формирование твердого ядра) / Жизнь и Вселенная. Коллективная монография под ред. В.Н. Обридко и М.В. Рагульской. Москва. 2017. С. 91–98.

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

Сергеев В.Н. Внутреннее тепло Земли и геонейтрино // Динамические процессы в геосферах. Вып. 6: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. 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 научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2015. С. 193–199.

Audi G. et al. The NUBASE2016 evaluation of nuclear properties // Chinese Physics C. 2017. V. 41. No. 3. 030001.

Castillo-Rogez J. et al. ^{26}Al decay: Heat production and a revised age for Iapetus // Icarus. 2009. V. 204. P. 658–662.

Davis A.M., McKeegan K.D. Short-Lived Radionuclides and Early Solar System Chronology / Treatise on Geochemistry 2nd Edition, Editors-in-Chief: Heinrich Holland and Karl Turekian. Elsevier. 2014. V. 1: Meteorites and Cosmochemical Processes. P. 361–395.

Dye S.T. Geo-neutrinos and the Radioactive Power of the Earth // Reviews of Geophysics. 2012. 50. RG3007; arXiv: 1111.6099v3 [nucl-ex].

Javoy M. et al. The chemical composition of the Earth: Enstatite chondrite models // Earth and Planetary Science Letters. 2010. V. 293. P. 259–268.

Jacobsen B. et al. ^{26}Al – ^{26}Mg and ^{207}Pb – ^{206}Pb systematics of Allende CAIs: Canonical solar initial $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ reinstated // Earth and Planetary Science Letters. 2008. V. 272: P. 353–364.

McDonough W.F. Compositional Model for the Earth's Core / Treatise on Geochemistry (Second Edition). Editors-in-Chief: H. Holland and K. Turekian. Elsevier. 2014. V. 3: The Mantle and Core. P. 559–577.

MacPherson G.J. Calcium-Aluminum-Rich Inclusions in Chondritic Meteorites / Treatise on Geochemistry 2nd Edition, Editors-in-Chief: H. Holland and K. Turekian. Elsevier, 2014, V. 1: Meteorites and Cosmochemical Processes. P. 139–179.

Sramek O. et al. Geophysical and geochemical constraints on geo-neutrino fluxes from Earth's mantle // Earth and Planetary Science Letters. 2013. V. 361. P. 356–366; arXiv: 1207.0853v2 [physics.geo-ph].

Tang H., Dauphas N. Abundance, distribution, and origin of ^{60}Fe in the solar protoplanetary disk // Earth and Planetary Science Letters. 2012. V. 359–360. P. 248–263.

ГЛАВА 2

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В АКТИВНЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

*Т.В. Лосева^{1,2,3}, А.П. Голубь⁴, И.Б. Косарев¹, А.Н. Ляхов^{1,3},
Ю.В. Поклад¹, Б.Г. Гаврилов^{1,4}, Ю.И. Зецер^{1,3}, А.В. Черменин^{2,3}*

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук
²ВНИИА им. Духова,

³Московский физико-технический институт,

⁴Институт космических исследований РАН

Представлены результаты численного моделирования начальной стадии разлета плазменной струи с параметрами, аналогичными активным экспериментам КУМУЛЮС и ФЛАКСУС. Рабочее вещество плазмы и кинематические характеристики плазменной струи определяются конструкцией и параметрами генератора ВГПС-1 ИДГ РАН. Параметры среды соответствуют земной атмосфере на высотах 80 и 140 км. Впервые выполнена оценка влияния процессов переноса излучения на параметры расширяющегося плазменного образования на стадии инжекции. Показано, что перенос излучения значительно изменяет характеристики воздушной плазмы и его необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

Введение

В 90-х годах ИДГ РАН провел ряд активных геофизических ракетных экспериментов (АГРЭ) с инжекцией плазменных струй в ионосферу Земли. Целью этих экспериментов являлось исследование процессов взаимодействия плазменных потоков с геомагнитным полем; процессов генерации ионосферных возмущений разных масштабов; и свечения возмущенной области. Инжекция плазменных струй с известными параметрами позволяет верифицировать теоретические модели взаимодействия потоков плазмы со средой в контролируемых условиях активного эксперимента, выгодно отличаясь от анализа данных мониторинга естественных процессов.

В экспериментах АГРЭ источником возмущения атмосферы были высокоскоростные плазменные потоки от взрывных генераторов плазменных струй (ВГПС), разработанных в ИДГ РАН. Такие струи использовались в натуральных эксперимен-

тах КУМУЛЮС по исследованию ионосферы на высоте 150 км [Белоцерковский и др., 1993; Адушкин и др., 1993], ФЛАКСУС на высоте 140 км [Адушкин и др., 1998; Гаврилов и др., 1998; Киселев и др., 1998], СЕВЕРНАЯ ЗВЕЗДА на высотах 280 и 360 км [Киселев и др., 2002a; Gavrilov et al., 2004; Lynch et al., 2004; Pfaff et al., 2004; Erlandson et al., 2004].

Анализ экспериментальных результатов показал, что динамика разлета плазмы не может быть описана только в рамках общепринятых МГД моделей [Гаврилов и др., 1998; Delamere et al., 2004; Gatsonis et al., 2004]. Численное МГД моделирование процессов взаимодействия плазменной струи с геомагнитным полем дает лишь качественное согласие с данными наблюдений возмущений магнитного поля, полученными на поздней стадии эволюции плазменного образования (на больших временах после окончания инъекции).

Задача интерпретации экспериментальных результатов требует определения параметров плазмы на начальной стадии. Решение этой задачи возможно только в радиационно-газодинамической постановке, так как тепловое излучение, испускаемое высокотемпературной плазмой струи и распространяющееся на большие расстояния, может быть одной из основных причин ионизации, возбуждения и генерации интенсивного свечения воздуха. Ранее [Gatsonis et al., 2004; Гаврилов и др., 1998] в газодинамических расчетах процессы переноса теплового излучения не учитывались. В настоящей работе представлена количественная оценка роли переноса излучения на начальной стадии инъекции плазменной струи на различных высотах.

Постановка эксперимента

Для моделирования начальной стадии динамики струи плазмы и ее взаимодействия с ионосферой использовались данные лабораторных экспериментов по инъекции алюминиевой струи ВГПС в разреженный воздух различной плотности в специальной взрывной вакуумной камере [Киселев и др., 2002б]. Было обнаружено, что распространение высокоскоростной плазменной струи в разреженном воздухе сопровождается появлением перед струей ионизированного излучающего предвестника, распространяющегося со скоростями, значительно превышающими скорость струи. В широком диапазоне плотностей окружающего воздуха в этом предвестнике достигалась полная однократная ионизация. Схема экспериментальной установки и данные измерений приведены в работе [Киселев и др., 2002б]. Характерный размер установки ~ 50 см.

Остановимся на одном из вариантов экспериментов. Алюминиевая плазменная струя с массой 30 г и с кинетической энергией ~ 5 МДж, создаваемая взрывным генератором, имела узкую угловую направленность – внутри угла $\sim 20^\circ$ (что соответствует конусу с телесным углом 0.095 стерадиан) было сосредоточено свыше 90% от полной энергии и массы струи. На рис. 1 приведена зависимость массы струи от

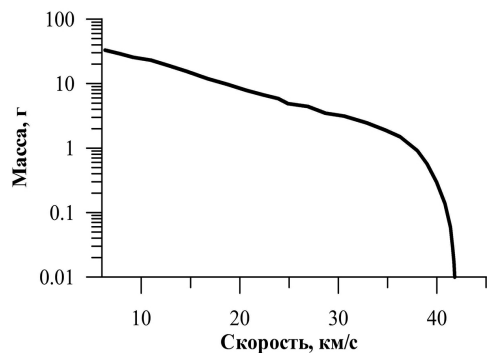


Рис. 1

ее скорости на срезе сопла с радиусом ~ 1 см. Время инъекции составляло ~ 7 мкс, полное время наблюдения – 20 мкс, давление в камере 1.5 Па, что при температуре ~ 200 К соответствует плотности окружающего воздуха $\sim 2.7 \cdot 10^{-8}$ г/см³ (высота 78 км).

Физико-математическая модель

Анализ лабораторных экспериментальных данных позволил создать достаточно простую физико-математическую модель для оценки роли переноса излучения на начальной стадии разлета высокоскоростной алюминиевой струи, созданной с помощью ВГПС-1. Взаимодействие высокоскоростной струи с окружающим воздухом приводит к ее торможению и образованию ударной волны в воздухе. Для приведенных выше параметров длина свободного пробега частиц в невозмущенном воздухе составляет величину ~ 0.25 см. Отношение характерных размеров задачи (размер камеры в лабораторных экспериментах или размер возмущенной области воздуха в атмосфере на высоте 78 км) к длине свободного пробега частиц много больше 1, то есть в первом приближении можно рассматривать газодинамический режим распространения ударной волны и движения газа за ней. Расстояние торможения оценивается из равенства массы струи и массы вытесненного воздуха.

Как показывают оценки, толщина ударной волны в нашем случае примерно на порядок меньше радиуса поперечного сечения ударно-сжатого слоя воздуха на длине торможения. В этом случае правомерно применение секторного приближения и использование сферически-симметричных уравнений радиационной газодинамики для описания процесса торможения струи в воздухе.

Система уравнений, описывающая движение газа в лагранжевых координатах имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + r^2 \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial(ur^2)}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial(ur^2)}{\partial m} + \frac{\partial(Wr^2)}{\partial m} = 0, \quad (1)$$

где m – лагранжева массовая координата ($dm = r^2 \rho dr$, где r – радиус), u – скорость, p – газокINETическое давление, v – удельный объем ($v = 1/\rho$, где ρ – плотность газа), e – удельная внутренняя энергия, W – плотность потока теплового излучения в направлении оси r . Предполагается, что газ находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Система уравнений (1) дополняется табличными уравнениями состояния паров алюминия и воздуха $e = e_{A,a}(\rho, T)$, $p = p_{A,a}(\rho, T)$.

Дифференциальное уравнение переноса, описывающее поле излучения, формулируется для групповой интенсивности излучения

$$I_i = \int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} I_\varepsilon d\varepsilon,$$

где I_ε – спектральная интенсивность излучения, зависящая от пространственных координат, времени, энергии фотонов ε и направления их распространения, $\varepsilon_{i,1}$ и $\varepsilon_{i,2}$ – границы i -ой группы по энергиям фотонов. Уравнение распространения из-

лучения вдоль луча s , проинтегрированное по диапазону энергий фотонов $\varepsilon_{i1} \div \varepsilon_{i2}$ имеет вид:

$$\frac{\partial I_i}{\partial s} + k_{pi} I_i = k_{pi} B_i, \quad k_{pi} = \frac{\int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} k_\varepsilon B_\varepsilon d\varepsilon}{\int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} B_\varepsilon d\varepsilon}, \quad B_i = \int_{\varepsilon_{i,1}}^{\varepsilon_{i,2}} B_\varepsilon d\varepsilon, \quad B_\varepsilon = \frac{15}{\pi^5} \frac{\sigma \varepsilon^3}{\exp(\varepsilon/T) - 1}. \quad (2)$$

Здесь k_ε – спектральный коэффициент поглощения излучения, исправленный на вынужденное испускание, B_ε – равновесная интенсивность излучения, $\sigma = 0.1029$ МВт/(см²эВ⁴) – постоянная Стефана-Больцмана. Для получения газодинамических параметров при решении системы уравнений (1) с учетом лучистого теплообмена, необходимо знать

$$W = \sum_{i_{\max}} W_i,$$

где W_i – модуль вектора групповой плотности потока излучения ($\vec{W}_i = \int I_i \vec{\Omega} d\Omega$, $d\Omega$ – элемент телесного угла около единичного вектора $\vec{\Omega}$). При сравнительно слабой анизотропии поля излучения удобно применять диффузионное приближение уравнения переноса излучения, которое является первым $P1$ – приближением метода сферических гармоник [Четверушкин, 1985].

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 W_i)}{\partial r} + k_{pi} c U_i = 4\pi k_{pi} B_i, \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial r} + k_{pi} W_i = 0. \quad (3)$$

где c – скорость света, U_i – групповая плотность энергии излучения

$$(U_i = \frac{1}{c} \int I_i d\Omega).$$

Для решения системы уравнений (1) использовалась неявная абсолютно устойчивая полностью консервативная схема [Самарский и Попов, 1992]. Граничные условия на срезе сопла задавались в виде инъекции алюминиевых паров с параметрами, соответствующими данным экспериментов. Система разностных уравнений, аппроксимирующих дифференциальные уравнения (3), решалась в каждый момент времени t методом прогонки. Построенная разностная схема [Лосева и др., 2016] основана на принципе консервативности разностных схем. Суть ее состоит в том, что внутри каждого расчетного слоя по радиусу, в предположении постоянства газодинамических параметров, находится аналитическое решение системы уравнений (3) как для групповой плотности энергии U_i , так и для групповой плотности потока излучения W_i . Пользуясь непрерывностью W_i и U_i в целых и полуцелых узлах разностной сетки, строится трехточечная разностная схема для значений U_i , определяемых в полуцелых узлах сетки (W_i относится к целым узлам). Использование такой схемы позволяет правильно описать теплообмен излучением между оптически толстыми и оптически тонкими слоями газа.

Зависимости $k_\varepsilon(T, \rho, \varepsilon)$, характеризующие оптические свойства газов, задаются в виде таблиц. Были использованы термодинамические и оптические ха-

рактеристики паров алюминия [Косарев, 2017], а также термодинамические и оптические характеристики воздуха [Авилова и др., 1970]. В расчетах введены следующие группы по длинам волн (энергиям фотонов): инфракрасное излучение $41 \div 1.13$ мкм ($0.03 \div 1.1$ эВ), $i = 1$; видимый свет $1.13 \div 0.41$ мкм ($1.1 \div 3.1$ эВ), $i = 2$; ультрафиолетовый диапазон $0.4 \div 0.26$ мкм ($3.1 \div 6$ эВ), $i = 3$; $0.26 \div 0.14$ мкм ($6 \div 9$ эВ), $i = 4$; $0.14 \div 0.06$ мкм ($9 \div 20$ эВ), $i = 5$ и рентгеновское излучение $0.06 \div 0.01$ мкм ($20 \div 75$ эВ), $i = 6$. Расчеты проводились для высоты 78 км, соответствующей параметрам лабораторного эксперимента, и высоты 140 км, соответствующей экспериментам КУМУЛЮС и ФЛАКСУС. В обоих случаях среда считалась неограниченной.

Результаты расчетов для высоты 78 км

На рис. 2 представлены зависимости плотности (сплошная кривая) и температуры (пунктир) алюминиевой плазмы от ее скорости на срезе сопла. Использовалась также зависимость инжектируемой массы от скорости, представленная на рис. 1.

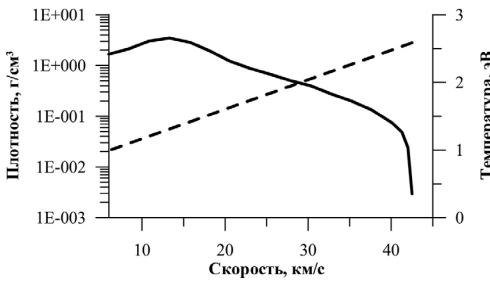


Рис. 2

На рис. 3, а, б приведены температурные профили в различные моменты времени t , полученные в результате численного моделирования процесса инжекции плазмы алюминия в воздух с параметрами, соответствующими высоте 78 км. Жирные кривые – расчет с переносом излучения, тонкие – без учета. Как видно, учет переноса излучения существенно меняет газодинамические параметры.

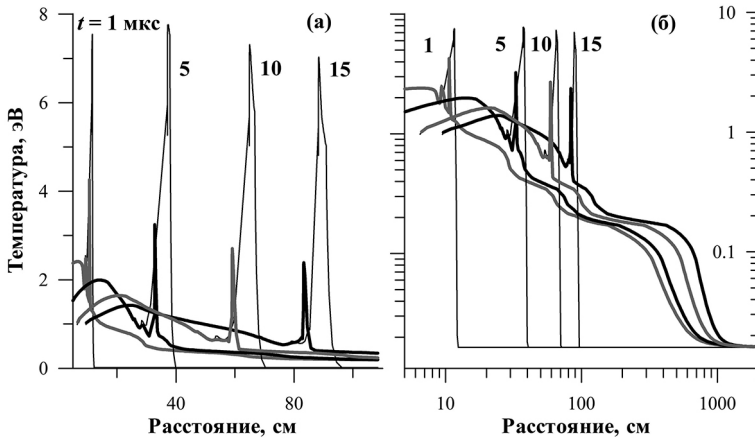


Рис. 3

Прогревные слои воздуха перед фронтом ударной волны, которые хорошо видны на рис. 3, б, образуются за счет поглощения в воздухе УФ и рентгеновского излучения, испущенного алюминиевой плазмой. Полученные газодинамические

параметры использовались для расчета интенсивностей излучения (уравнение (2)) вдоль радиуса в каждый момент времени. На рис. 4 приведены зависимости групповых интенсивностей излучения I_i от времени на расстоянии 1 м от среза сопла (цифрами обозначены номера групп). На большие расстояния (~1 км) излучение четвертой, пятой и шестой групп не проходит, практически полностью поглощаясь в воздухе перед фронтом ударной волны.

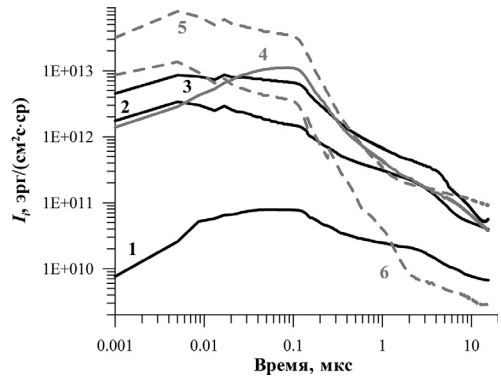


Рис. 4

Результаты расчетов для высоты 140 км

На высоте 140 км (высоты КУМУЛЮС и ФЛАКСУС) картина существенно отличается от вышеприведенной. При параметрах окружающего воздуха на этих высотах (плотность – $3 \cdot 10^{-12}$ г/см³, давление – 0.0722 Па, температура – 799 К) длина свободного пробега частиц воздуха ~ 26 м. Для рассматриваемой начальной стадии движения плазменной струи характерные размеры возмущенной области в воздухе много меньше этой величины, поэтому ударная волна в воздухе не образуется. В то же время для описания движения горячей и плотной алюминиевой плазмы газодинамическое приближение применимо. Численное моделирование в этом случае проводилось с граничным условием разлета алюминиевой плазмы с противодавлением, равным 0.0722 Па. Полная инжектируемая масса составляла величину 20 г [Киселев и др., 1998]. Было рассмотрено 3 варианта сценария инжекции, каждый из которых удовлетворяет рис. 1: изменяющаяся плотность и температура алюминия аналогично рис. 2 (ИПИТ), постоянная плотность и изменяющаяся температура (ПИТ) и постоянная плотность и температура (ПТ).

На рис. 5 приведены профили температуры алюминиевой плазмы в различные моменты времени t , полученные в результате численного моделирования процесса инжекции алюминия для трех сценариев инжекции. Здесь черные кривые – ИПИТ, светлые кривые – ПИТ, пунктир – ПТ. Как видно из рисунка, параметры алюминиевой плазмы зависят от сценария ее инжекции. Выбор оптимального сценария разумно производить сравнением полученной плотности потока излучения с измеренной. Для варианта инжекции ИПИТ на рис. 6 приведены временные зависимости плотностей потоков излучения, испущенного из переднего края струи на площадку, расположенную на расстоянии 130 м от сопла ВГСП. Сплошная кривая соответствует диапазону длин волн излучения $0.4 \div 0.52$ мкм (синий фильтр в наблюдениях ФЛАКСУСА), пунктир – $1.3 \div 1.65$ мкм (красный фильтр). Сравнение с рисунком 4 работы [Киселев и др., 1998] показывает, что результаты численного моделирования близки к экспериментальным по порядку величины и отражают характер этих зависимостей.

В заключение на рис. 7 приведем распределения электронных концентраций в различные моменты времени для высоты 78 км (а) и для высоты 140 км для трех сценариев инжекции). Фоновые концентрации электронов в ночных условиях на этих высотах равны 10 см⁻³ и 10^5 см⁻³, соответственно.

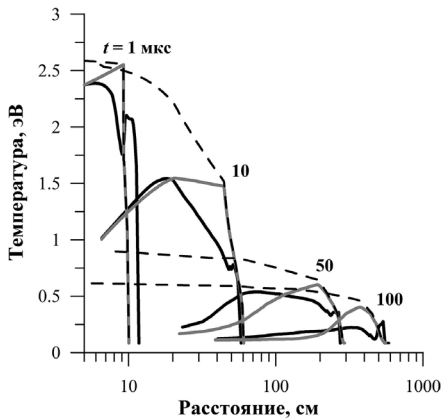


Рис. 5

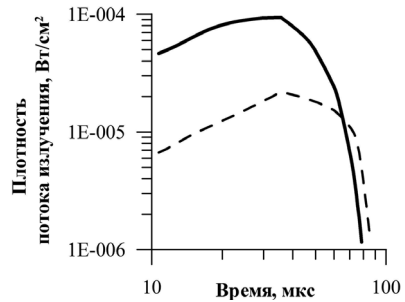


Рис. 6

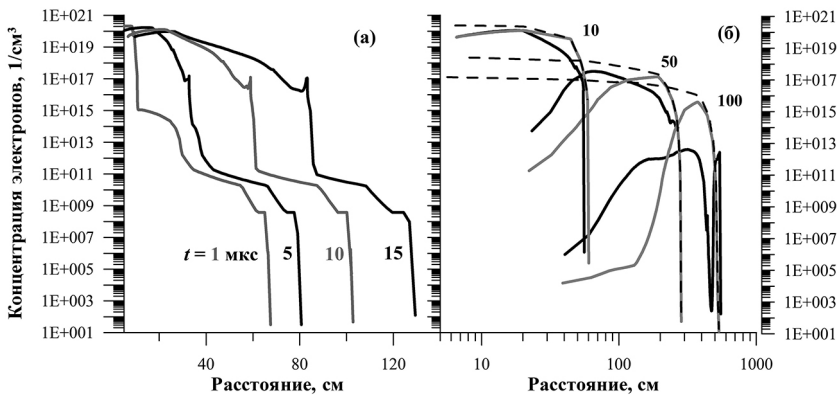


Рис. 7

Для расчета ионизации и возбуждения фоновой ионосферы под действием теплового излучения необходимы расчеты динамики плазменного образования до полного торможения струи.

Выводы

Из результатов численного моделирования следует, что на начальной стадии инжекции алюминиевой струи в воздух необходимо учитывать процесс переноса селективного излучения, влияющий на газодинамику струи и возбуждение и ионизацию окружающей воздуха. Анализ полученных результатов показывает, что для адекватного описания процессов взаимодействия высокоскоростных плазменных потоков с фоновым газом и интерпретации результатов активных плазменных экспериментов в ионосфере необходима разработка численных моделей, учитывающих процессы формирования ударной волны в разреженном воздухе, отрыв электронной температуры от ионной, боковое растекание плазменного потока (с переходом к трехмерной геометрии) и увеличение числа групп по энергиям фотонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН (проект № 0146-2015-0018).

Литература

Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С., Замалин В.М., Кобзев Г.А., Лагарьков А.И., Мнацаканян А.Х., Норман Г.Э. Оптические свойства горячего воздуха: Справочник / под ред. Л.М. Бибермана. М. : Наука, 1970. – 320 с.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н., Немчинов И.В., Христофоров Б.Д. Активные геофизические ракетные эксперименты с инъекцией плазменной струи в ионосфере // ДАН АН СССР. 1993. Т. 31. С. 486–489.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Грыцькив И.В., Киселев Ю.Н., Романовский Ю.А., Рыбаков В.А., Менг Ч.-И., Эрландсон Р., Стоянов Б. Активные эксперименты «Флаккус 1,2»: исследование взаимодействия плазменной струи с геофизической средой на высоте 140 км // ДАН РФ. 1998. Т. 361. № 6. С. 818–821.

Белоцерковский М.Б., Гурвич А.В., Евтушевский А.М., Киселев Ю.Н., Милиневский Г.П., Романовский Ю.А., Христофоров Б.Д., Фейгин В.М. Ионосферные эффекты при инъекции высокоскоростной кумулятивной воздушно-плазменной струи // Космические исследования. 1993. Т. 31, № 2. С. 32–42.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Подгорный А.И., Подгорный И.М., Собянин Д.Б. Взаимодействие потоков плазмы с геомагнитным полем в экспериментах «Флаккус» // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 1998. С. 168–180.

Киселев Ю.Н., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А. Радиационные характеристики и динамика области взаимодействия высокоскоростной струи с ионосферой в геофизических ракетных экспериментах «FLUXUS» // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 1998. С. 181–190.

Киселев Ю.Н., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А., Эрландсон Р.Е., Менг Ч., Стейбек-Нильсен Х. Динамика высокоскоростной плазмы и излучения в ионосферном ракетном эксперименте «Северная звезда» // Нестационарные процессы в верхних и нижних оболочках Земли (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 2002а. С. 313–322.

Киселев Ю.Н., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А. Возникновение сильно ионизированного предвестника перед движущейся в разреженном воздухе высокоскоростной плазменной струей // Нестационарные процессы в верхних и нижних оболочках Земли (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : 2002б. С. 323–331.

Косарев И.Б. Радиационные свойства алюминиевой плазмы // Настоящий сборник.

Лосева, Т.В., А.П. Голубь, А.Н. Ляхов, И.Б. Косарев. Радиационный эффект Челябинского болида // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 11–12. С. 773–779.

Самарский, А.А., и Ю.П. Попов. Разностные методы решения задач газовой динамики. М. : Наука. 1992.

Четверушкин, Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М. : Наука. 1985.

Delamere P.A., Stenbaek-Nielsen H.C., Pfaff R.F., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Kiselev Y.N., Gavrilov B.G. Dynamics of the Active Plasma Experiment North Star Artificial Plasma Jet // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41 No. 4. P. 503–508.

Erlandson R.E., Meng C.I., Swaminathan P.K., Kumar C.K., Dogra V.K., Stoyanov B.J., Gavrilov B.G., Kiselev Y.N., Zetzer J.I., Stenbaek-Nielsen H.C., Lynch K.A., Pfaff R.F., Delamere P.A., Bounds S., Gatsonis N.A. North Star Plasma-Jet Space Experiment // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. No. 4. P. 483–489.

Gavrilov B.G., Podgorny I.M., Sobyenin D.B., Zetzer J.I., Erlandson R. E., Meng C.I., Pfaff R. F., Lynch K. A. North Star Plasma-Jet Experiment Particles and Electric and Magnetic Field Measurements // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 490–495.

Gatsonis N.A., DeMagistris M., Erlandson R.E. Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Modeling of Plasma Jets in North Star Space Experiment // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 509–520.

Lynch K.A., Torbert R. B., Chutter M., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Gavrilov B.G., Kiselev Y.N. Active Plasma Experiment: North Star Particle Data // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 496–502.

Pfaff R.F., Freudenreich H.T., Bounds S., Peter A. Delamere P.A., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Gavrilov B.G. Electric Field, Magnetic Field, and Density Measurements on the Active Plasma Experiment Sounding Rocket // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 521–532.

УДК 523.682.4

РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

И.Б. Косарев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

На основе данных из современных литературных источников и собственных квантовомеханических расчетов составлен банк данных по спектроскопическим характеристикам компонент алюминиевой плазмы в широком диапазоне величин газодинамических параметров. Рассчитаны таблицы коэффициентов поглощения, групповые и полные росселандовы и планковские пробеги излучения в диапазоне плотностей от 10^{-5} до 100 кг/м^3 и температур от 0.3 до 50 кК. Составленные таблицы радиационных свойств алюминиевой плазмы использовались при численном моделировании активных геофизических экспериментов с выбросом горячей алюминиевой струи в ионосфере.

Введение

При численном моделировании ряда активных геофизических экспериментов [Адушкин и др., 1998; Гаврилов и др., 2003] появляется необходимость оценить роль излучения, испускаемого горячей алюминиевой струей, в создании ионизации в объёме воздуха, через который движется струя. В связи с этим возникает потребность в таблицах радиационных свойств алюминиевой плазмы в широком диапазоне газодинамических параметров при достаточно широкой шкале по энергии квантов.

Вычисление состава алюминиевой плазмы

Состав диссоциирующей и ионизирующейся среды вычислялся в предположении локального термодинамического равновесия. Конкретный химический состав для

каждой пары значений плотности и температуры был определён из решения системы уравнений диссоциации и ионизационного равновесия (уравнения Саха) с учетом электронейтральности и сохранения числа ядер. В качестве компонентов газовой фазы рассматривались молекулы, атомы, положительные и отрицательные атомарные и молекулярные ионы и электроны.

Состав плазмы вычислялся с учетом поправок на неидеальность плазмы, при этом для расчета поправок к потенциалам ионизации, обусловленных подсистемой заряженных частиц, используется кольцевое дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле [Грязнов и др., 1980]. Населенности энергетических уровней рассчитывались по Больцмановскому распределению.

Расчеты сечений и вероятностей радиационных переходов

При определении величины спектральных коэффициентов поглощения суммировались вклады различных типов радиационных переходов – свободно-свободных, связанно-свободных и связанно-связанных. Типы доминирующих процессов значительно изменяются с температурой и зависят от спектрального интервала.

Основными механизмами, определяющими поглощение излучения в рассмотренном диапазоне температур, являются переходы в электронно-колебательных полосах молекулы Al_2 , фотодиссоциация и фотоионизация молекулы и молекулярного иона Al_2^+ , фотопоглощение отрицательного молекулярного и атомарных ионов, тормозное поглощение при электронном рассеянии на нейтральных и заряженных частицах, фотоионизация атомов и ионов алюминия различной кратности ионизации, находящихся в основном и возбужденных состояниях, поглощение в спектральных линиях. Для вычисления сечений рассматриваемых радиационных процессов использовался комплекс квантовомеханических программ [Косарев, 2009, 2015], рассчитывающих волновые функции частиц по методу самосогласованного поля Хартри–Фока.

Сечения фотопоглощения атомов и атомарных ионов различной кратности ионизации рассчитывались с помощью волновых функций дискретного и непрерывного спектра, вычисленных по методу самосогласованного поля Хартри–Фока [Косарев, 2009]. Расчет всех дипольных матричных элементов проводился с использованием волновых функций, вычисленных по методу самосогласованного поля. Все расчеты сечений проводились по точным квантово-механическим формулам. База спектроскопических данных была дополнена результатами экспериментальных исследований, проведенных в последние десятилетия.

Сечения фотоионизации оболочки $nc^N 2S^{+1}L$ вычислялись согласно [Собельман, 1977] через сумму квадратов дипольных моментов соответствующих переходов в состояния с различными орбитальными моментами, подчиняющихся правилам отбора.

Для учета корреляций в расчетах фотоионизации многоэлектронных оболочек применялось приближение случайных фаз с обменом [Амусья, 1987], в котором эффективный дипольный момент $D_{\text{эф}}$ получается из решения интегрального уравнения, использующего хартри–фоковский $D_{\text{нл, эл}}$ в качестве первого приближения.

Помимо этого, вычисление сечений фотоионизации основных состояний атомов Al и ионов Al^+ , Al_2^+ и их возбужденных состояний (с конфигурацией внешних электронов, соответствующей основному состоянию) в расчетах фотопоглощения учитывался процесс автоионизации, дающий ряд резонансов в околороговой области. Поскольку учитываемые в программе переходы в некоторых случаях имеют разные пороги ионизации, то дискретные возбуждения одного из переходов попа-

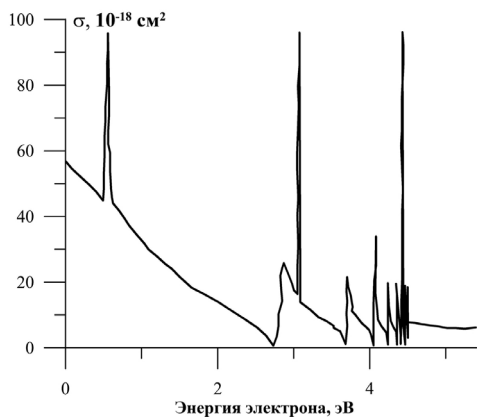


Рис. 1

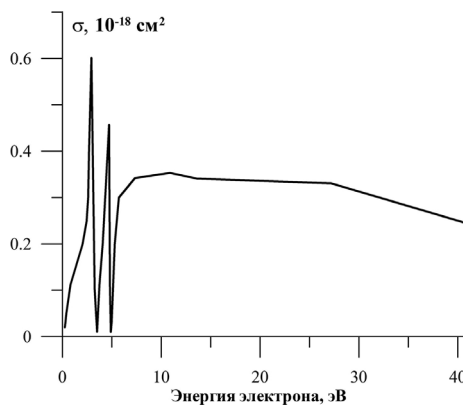


Рис. 2

дают в область непрерывного спектра другого перехода. Взаимодействие двух переходов приводит к образованию в спектре фотопоглощения асимметричных максимумов и более сложных контуров поглощения называемых контурами Фано. В проведенных расчетах для учета этого явления использовалась программа [Чернышева и др., 1993], позволившая учесть часть автоионизационных резонансов в сечениях фотоионизации Al и Al^+ [Le Dourneuf et al., 1975; Butler et al., 1993]. Результаты расчетов сечений фотоионизации Al и Al^+ приведены на рис. 1, 2, соответственно.

Методом Хартри-Фока рассчитывалось также сечение фотоотрыва отрицательного иона Al^- . Поглощение этими ионами вносит заметный вклад в коэффициент поглощения в непрерывном спектре в диапазоне 0.4–3 эВ при температурах несколько кК.

Расчет коэффициентов поглощения

Коэффициент поглощения в каждой спектральной точке определяется как сумма произведений сечений поглощения, соответствующих различным радиационным переходам, на населенности уровней, с которых производится тот или иной переход. К этой сумме добавляются поглощение в непрерывном спектре при переходах в полях атомов и ионов. Величины коэффициентов поглощения, соответствующие свободно-свободным переходам при рассеянии электронов на молекулярных частицах, вычисляются через сечение упругого рассеяния электрона на этих частицах.

Для вычисления сечения тормозного поглощения при рассеянии электрона на атоме используется метод прямого расчета этого сечения путем суммирования матричных элементов по парциальным волнам начального и конечного состояния рассеиваемого электрона [Geltman, 1973]. Параметры, определяющие форму поляризационного потенциала, подбираются из условия наилучшего соответствия вычисленных сечений упругого рассеяния экспериментальным данным. Величина атомной поляризуемости также берется из экспериментальных данных.

Силы осцилляторов спектральных линий атома и ионов алюминия брались из [Wiese, 1969; Kelleher, Podobedova, 2008; Sansonetti, Martin, 2005] или в случае необходимости рассчитывались с помощью волновых функций. При этом в вычислениях использовались модернизированные варианты программ [Косарев, 2009] расче-

та волновых функций. Уровни энергий брались из таблиц [Moore, 1971; Sansonetti, Martin, 2005] или при их отсутствии – из квантово-механических расчетов.

Сечение поглощения в спектральной линии определяется как величиной соответствующей силы осциллятора, так и ее контуром, зависящим от механизма уширения, связанного с взаимодействием излучающего атома с окружающими его частицами плазмы. Для случая больших плотностей плазмы к контуру добавляются нормированные добавки, связанные с вкладом запрещенных компонент [Грим, 1978]. При еще больших плотностях контур линии становится близким к контуру линии водородоподобного атома или иона.

Главным механизмом уширения спектральных линий в низкотемпературной плазме, связанных с взаимодействием с окружающими частицами, является штарковское расщепление энергетических уровней поглощающих частиц под действием электрических полей окружающих ионов и электронов. Электронные ударные ширины вычисляются согласно [Грим, 1978]. При вычислении ударной ширины линии атома Al , возмущаемого нейтральными частицами плазмы, например, Al_2 , потенциал взаимодействия предполагается Ван-дер-Ваальсовым. К вычисленной ширине добавляется вклад резонансного уширения линий, связанного с взаимодействием атомов Al , находящихся в основном и возбужденном состояниях [Вайнштейн и др., 1979].

При вычислении сечений поглощения молекулы Al_2 используется ряд упрощающих предположений, позволяющих с учетом правила сумм для вращательных линий, выражения для центров линий, их ширин и расстояния между ними, усреднить величину сечения поглощения электронно-колебательной полосы по вращательной структуре [Суржиков, Кузнецова, 1998]. Величины электронного момента электронно-колебательных переходов в Al_2 , их зависимость от длины волны, факторы Франка-Кондона и другие спектроскопические характеристики были взяты из литературных данных [Кузьменко и др., 1984] или из спектроскопических измерений, или рассчитаны методами квантовой механики [Langhoff and Bauschlicher, 1990; Greeff et al. 1996].

Колебательные волновые функции определяются из решения радиального уравнения Шредингера по потенциальным кривым верхних и нижних состояний. Область газодинамических параметров плазмы алюминиевых паров соответствует приближениям слабой и умеренной неидеальности, в которых соблюдается принцип спектроскопической устойчивости [Фортов, Якубов, 1994].

Основное влияние плазменного окружения на оптические характеристики в случае слабонеидеальной плазмы при этом сводится к деформации контура, связанной с появлением запрещенных компонент, сдвигу спектральных линий, смещению порога фотоионизации в сторону низких энергий.

В случае высоких плотностей плазмы вводился формфактор для каждого уровня, учитывающий вероятность его реализации в плазме и определяемый по микрополевой модели плазмы [Кобзев, Куриленков, 1978; Дьячков, 1997]. При этом дискретный уровень реализуется с некоторой вероятностью W , зависящей от плазменных микрополей, и пропорционально W ослабевают спектральные линии, излучаемые с этого уровня. Для каждого члена спектральной серии, сходящейся к данному порогу, вводится вероятность $1-W$ появления состояния непрерывного спектра вместо верхнего состояния перехода и соответственно вероятность появления сплошного спектра вместо линии. При вычислении ширин линий для многозарядных ионов использовались результаты [Грим, 1978; Кобзев, 1983]. Для расчета термодинамических свойств алюминиевой плазмы использовалось широкодиапазонное уравнение состояния алюминия с учетом испарения и ионизации [Сапожников, Миронова, 2005].

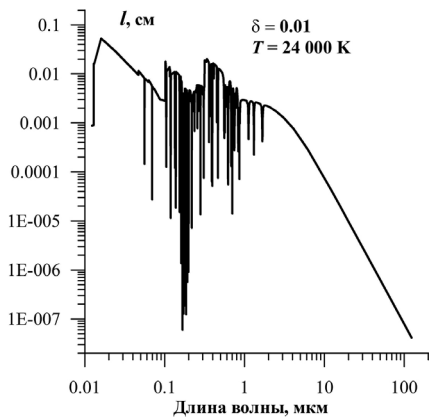


Рис. 3

По описанной выше методике были рассчитаны таблицы оптических и термодинамических свойств плазмы алюминия в диапазоне изменения газодинамических параметров: по температуре $T = 300 \text{ К} \div 50 \text{ кК}$, по относительной плотности $\sigma = 10^{-5} \div 100$ ($\sigma = \rho/\rho_L$, где ρ_L – плотность, соответствующая числу Лошмидта). Для алюминия $\rho_L = 1.22 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$. На рис. 3 в качестве примера приведен график пробегов излучения в алюминиевой плазме, рассчитанных по описанной методике. Шкала энергий квантов в расчетах включала в себя около 12000 точек для указанных значений

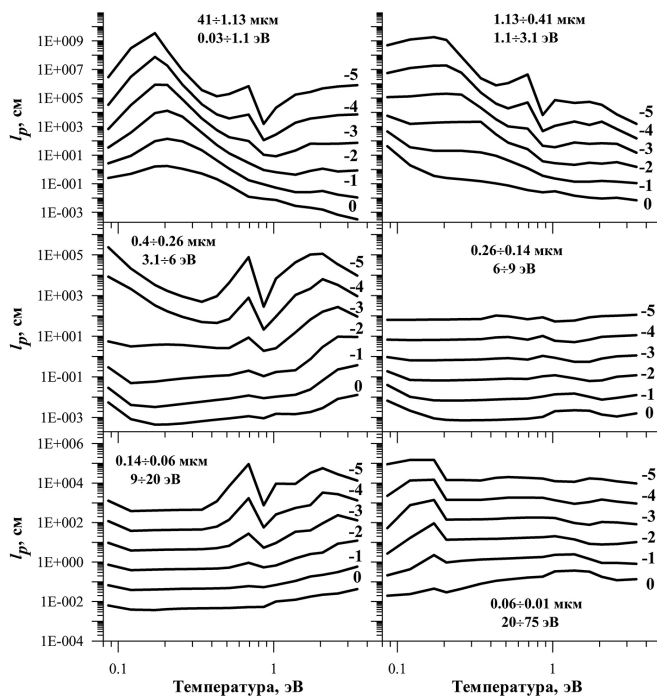


Рис. 4

плотности и температуры. На рис. 4 приведены групповые планковские пробеги для отдельных спектральных участков диапазона 0.03–75 эВ, в котором рассчитывался перенос излучения, испускаемого алюминиевой струей в окружающую воздушную среду [Лосева и др., 2017].

Заключение

На основе данных из современных литературных источников и собственных квантовомеханических расчетов составлен банк данных по спектроскопическим

характеристикам компонент алюминиевой плазмы в широком диапазоне величин газодинамических параметров. В расчетах радиационных переходов в дискретном и сплошном спектрах применялись методы самосогласованного поля Хартри-Фока, метод случайных фаз с обменом и др. Рассчитаны таблицы коэффициентов поглощения, групповые и полные росселандовы и планковские пробеги излучения в диапазоне плотностей от 10^{-5} до 100 кг/м^3 и температур от 0.3 до 50 кК. Составленные таблицы радиационных свойств алюминиевой плазмы использовались при численном моделировании активных геофизических экспериментов с выбросом горячей алюминиевой струи в ионосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН (проект № 0146-2015-0018).

Литература

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Грыцкив И.В., Киселев Ю.Н., Романовский Ю.Ф., Рыбаков В.А., Менг Ч.-И., Эрландсон Р., Стоянов Б. Активные эксперименты «Флаккус 1,2»: исследование взаимодействия плазменной струи с геофизической средой на высоте 140 км // ДАН РФ. 1998. Т. 361. № 6. С. 818.

Амусья М.Я. Атомный фотоэффект. М.: Наука. 1987. – 282 с.

Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука. 1979. – 320 с.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Подгорный И.М., Собынин Д.Б., Менг Ч.-И., Эрландсон Р.Э., Стенбек-Нилсен Х.К., Пфафф Р.Ф., Линч К.А. Движение плазменной струи поперек геомагнитного поля в активном геофизическом эксперименте «NORTH STAR» // Космические исследования. 2003. Т. 41. № 1. С. 33.

Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир. 1978. – 492 с.

Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Красников Ю.Г. и др. Теплофизические свойства рабочих сред ядерной энергетической установки с газофазным реактором / Под ред. В.М. Иевлевой. М.: Атомиздат. 1980. – 303 с.

Дьячков Л.Г. К расчету вероятности разрушения связанных состояний атома в плазменных микрополях // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 823.

Каменщиков В.А., Пластинин Ю.А., Николаев В.М., Новицкий Л.А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М.: Машиностроение. 1971. – 440 с.

Кобзев Г.А. Уширение спектральных линий положительных ионов азота и кислорода: Препринт. М.: ИВТАН, 1983. № 1–101. – 49 с.

Кобзев Г.А., Куриленков Ю.К. Влияние неидеальности на фоторекомбинационные спектры плазмы // ТВТ. 1978. Т. 16. № 3. С. 458.

Косарев И.Б. Оптические свойства паров вещества космических тел, вторгающихся в атмосферу Земли // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 811–821.

Косарев И.Б. Модернизация таблиц радиационных свойств горячего воздуха // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015. С. 167–174.

Кузьменко Н.Е., Кузнецова Л.А., Кузяков Ю.Я. Факторы Франка-Кондона двухатомных молекул. М.: МГУ, 1984. – 344 с.

Лосева Т.В., Голубь А.П., Косарев И.Б., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Черменин А.В. Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах // Настоящий сборник.

Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. – 320 с.

Суржиков С.Т., Кузнецова Л.А. Информационно-вычислительный комплекс «MSRT-RADEN». 1. Основная модель коэффициентов поглощения электронных спектров двухатомных молекул // Математическое моделирование. 1998. Т. 10. № 3. С. 15.

Сапожников А.Т., Миронова Е.Е. Уравнение состояния алюминия с учетом испарения и ионизации // VII Забабахинские научные чтения. Снежинск : 2003. – 14 с.

Фортов В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. М. : Энергоатомиздат, 1994. – 368 с.

Чернышева Л.В., Семенов С.К., Черепков Н.А. Программа вычисления парциальных сечений фотоионизации атомов с учетом корреляций в нескольких переходах. СПб. : Препринт ФТИ АН. № 1620. 1993.

Butler K., Mendoza C. and Zeppen M. Atomic data for opacity calculations: XIX. The magnesium isoelectronic sequence // J. Phys B: Atom. Molec. Phys. 1993. V. 26. No. 24. P. 4409.

Geltman S. Free-free radiation in electron-neutral atom collisions // JQSRT. 1973. V. 13. No. 7. P. 601–613.

Greiff C.W., Lester W.A. and Hummod B.L. Electronic states of Al and Al²⁺ using quantum Monte-Carlo with effective core potential // J. Chem. Phys. 1996. V. 104. № 5. P. 1977–1986.

Kelleher D.E. and Podobedova L.I. Atomic Transition Probabilities of Aluminum. A Critical Compilation // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2008. V. 37. No. 2.

Langhoff S.R. and Bauschlicher C.W. Theoretical study of the spectroscopy of Al²⁺ // J. Chem. Phys. 1990. V. 92. № 3. P. 1879.

Le Dourneuf M., Vo Ky Lan, Burke P.G. and Taylor K.T. The photoionization of neutral aluminium // J. Phys B: Atom. Molec. Phys. 1975. V. 8. No. 16. P. 2640.

Moore Ch. Atomic energy levels. Washington: U.S. DC Nat. Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand. 1971. V. 2. № 35. – 309 p.

Sansonetti J.E. and Martin W.C. Atomic Spectroscopic Data. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2005. V.34. No. 4. P. 1571.

Wiese W.L., Smith M.W. and Miles B.M. Atomic Transition Probabilities – Sodium Through Calcium Washington U.S. DC: Nat. Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand. 1969. V. 22. № 2. – 320 p.

УДК 533.95.

РОЛЬ МАЛЫХ ДОБАВОК И ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ В ФОРМИРОВАНИИ ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА В АКТИВНЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

А.Т. Ковалев, И.Х. Ковалева

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В работе предложена и обосновывается гипотеза, объясняющая сильное различие в степени ионизации высокоскоростной плазменной струи при инъекции в разреженную ионосферу и в искусственное воздушное облако в эксперименте

«Северная звезда». Подчеркивается роль малых примесей (молекул и кластеров воды, продуктов их диссоциации) и ультрафиолетового излучения плазменной струи в предварительной ионизации фона. Основным механизмом поддержания высокой степени ионизации струи может оказаться обмен зарядом между нейтральным алюминием струи и заряженными частицами фона. Высокая скорость струи обеспечивает близость сечения обмена зарядом к максимуму сечения нерезонансной перезарядки.

Введение

Эксперимент «Северная звезда» проводился в полярной ионосфере и состоял из двух взрывных инъекций алюминиевой плазмы в ионосферную среду на высотах около 300 км. Одна из инъекций была произведена в предварительно выпущенное воздушное облако. В эксперименте отмечался целый ряд новых эффектов. К ним относятся:

- аномальная ионизация среды до прихода плазменного облака;
- регистрация задолго до прохода фронта плазменного облака сверхтепловых электронов с асимметричным угловым распределением;
- аномально высокий уровень ионизации алюминия в плазменном облаке.

Все эти эффекты требуют корректировки теоретических представлений о динамике плазмы в эксперименте. Сильные различия в степени ионизации двух инъекций можно объяснить только взаимодействием струи с фоновой средой. Необходимо найти ключевые механизмы этого взаимодействия. Расчёты показывают, что ультрафиолетовое излучение плазменной струи практически не поглощается основными компонентами фона. Легкоионизируемые малые добавки (такие как NO на высоте E области или молекулы воды в искусственно созданном воздушном облаке) под действием ультрафиолетового излучения струи могут привести к дополнительной ионизации фона, которая наблюдается в эксперименте. В настоящей работе исследуется возможная роль малых добавок в тех аномальных явлениях, которые наблюдались при ионосферных инъекциях. Рассматриваются процессы передачи заряда между нейтральным алюминием струи и ионами малых компонент как механизм поддержания высокой степени ионизации струи. В связи с этим предлагается более детальный анализ ряда процессов, проходивших в данных экспериментах, и предлагаются новые механизмы дополнительной ионизации плазмы.

«Начальная» степень ионизации плазменной струи

Особенностями разлета струи в разреженную (в пределе – бесстолкновительную среду) являются ее быстрое охлаждение, рекомбинация и конденсация вещества в струе. В упомянутом эксперименте для создания струи применялись плазменные генераторы ВГПС с исходными параметрами: масса скоростной части алюминиевой струи 30 г, начальная температура струи 3 эВ, максимальная скорость струи порядка 40 км/с, угол расширения струи 15° . Выпуск струи производился в фоновую среду на высоте ~ 300 км, а также в предварительно созданное воздушное облако с плотностью, изменяющейся от 10^{-9} г/см³ в месте выпуска струи (что соответствует плотности на высоте приблизительно 150 км) до 10^{-12} г/см³ на выходе из облака на расстоянии 150 м. В обоих случаях эта среда является разреженной по сравнению с инжектируемой плазмой струи.

При адиабатическом расширении ионизованного газа в разреженную среду происходит остывание и уменьшение степени ионизации, в пределе, до полной рекомбинации, если не происходит нарушения условия локального термодинамического равновесия. Равновесие может быть нарушено при сильном разрежении и быстром расширении [Зельдович, Райзер, 1966], если скорость расширения больше скорости установления равновесия:

$$\tau_{jet}^{-1} > \tau_{ion,rec}^{-1} \quad (1)$$

где $\tau_{jet}^{-1} \cong \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = |div\mathbf{V}|$ – характерное время расширения струи (\mathbf{V} – локальная скорость газа в струе), τ_{jet} , τ_{rec} – характерные времена ионизации и рекомбинации.

Скорость установления ионизационного равновесия в плотной плазме в начале разлета струи можно оценить из скорости рекомбинации $\tau_{rec}^{-1} = C N_e^2$, где $C \cong 10^{-26} T^{-4.5}$ – коэффициент тройной рекомбинации [Смирнов, 1986]; N_e – концентрация электронов в см^{-3} , T – температура в эВ. Для сохранения остаточной ионизации на некотором уровне N_e скорость расширения $div\mathbf{V}$ должна быть больше скорости рекомбинации

$$div\mathbf{V} > 10^{-26} T^{-4.5} N_e^2$$

Изменение равновесной степени ионизации можно увидеть на рис. 1, где показаны полная концентрация атомов, концентрация электронов и температура вдоль оси струи в моменты 12 и 60 мкс. Расчет проводился в аксиально-симметричной геометрии, параметры струи соответствуют эксперименту «Северная звезда», плотность окружающей среды соответствует ионосфере на высоте 150 км. Процессы переноса излучения не учитывались. Для момента 12 мкс степень ионизации близка к 1. При этом

$$\tau_{rec}^{-1} \cong 10^8 \div 10^{12} \text{ с}^{-1},$$

характерное значение $div\mathbf{V}$ равно $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, следовательно, условие (1) не выполняется. В момент 60 мкс характерная концентрация атомов Al – порядка $10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_e < 10^{16} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации близка к 1 только на фронте струи, температура меньше 0.5 эВ. Для этих величин $\tau_{rec}^{-1} \cong 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что также больше скорости расширения $div\mathbf{V} 6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Поэтому при дальнейшем расширении струя продолжит остывать и терять ионизацию.

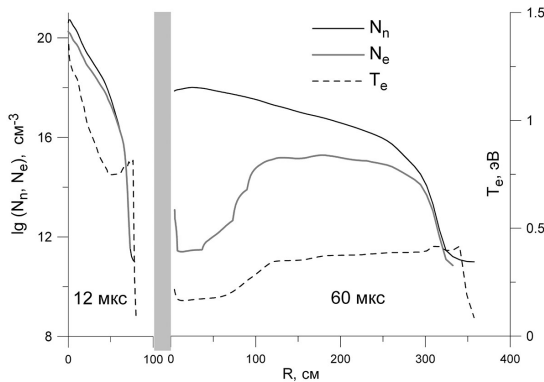


Рис. 1. Концентрация атомов, электронов и температура вдоль оси струи в моменты 12 мкс (слева) и 60 мкс (справа). Во втором случае степень ионизации, близкая к единице, сохраняется только на фронте струи

Таким образом, при выпуске в бесстолкновительную среду плазма струи рекомбинирует после прохождения нескольких метров. Этот эффект должен усиливаться дополнительными потерями энергии на излучение. Поэтому наблюдавшаяся в эксперименте высокая концентрация электронов в струе не связана с ее исходной высокой степенью ионизации. Степень ионизации струи при выпуске в искусственное воздушное облако в этом эксперименте оценивается порядка 10%, что, по-видимому, является следствием взаимодействия струи с этим облаком. Для создания такой степени ионизации сечение ионизирующих столкновений нейтральный алюминий – воздушная среда в условиях эксперимента «Северная звезда» должно быть не менее 10^{-16} см². Эксперимент показывает, что различия в степени ионизации двух инъекций обусловлены взаимодействием с фоном, однако, оценки по механизму ударной ионизации при столкновении нейтральных атомов алюминия с основными компонентами окружающей среды не дают наблюдаемых величин степени ионизации. Это заставляет искать более сложные механизмы ионизации.

Малые воздушные примеси

При рассмотрении процессов ионизации необходимо учесть те малые примеси, которые могут сыграть ключевую роль в динамике плазмы перед и на фронте расширяющегося плазменного облака. Хорошо известно, что ракетная техника при полёте сопровождается облаком быстрых ионов, возникающих в процессе дегазации космического аппарата и реакции обмена зарядом молекул воды с ионами O^+ . Это возмущение инициирует и возникновение электростатических флуктуаций. Эти процессы подробно освещены в книге [Адушкин и др., 2016] и цитируемой там литературе. При инъекции в предварительно выпущенное воздушное облако фактически все эти эффекты должны быть многократно усилены.

Первоначальное расширение воздушного облака (имеющего ненулевую влажность) должно сопровождаться быстрым охлаждением, конденсацией и замерзанием воды. Этот процесс можно описать как процесс кластерообразования (считается, что водные кластеры с количеством молекул более 200 имеют кристаллическую структуру, подобную льду). Таким образом, фактически плазменное облако инжектируется с большой скоростью в данную среду. Перед фронтом плазменной струи под действием ультрафиолетового излучения происходит ионизация как молекул воды, так и водных кластеров, имеющих потенциал ионизации от 10.86 эВ для некоторых кластеров до 12.6 эВ для молекулы воды. Процесс ионизации водного кластера сопровождается испусканием сверхтеплого электрона, уносящего большую часть энергии [Barnet, 1997; Belau et al., 2007; Barth et al., 2009].

С процессом фотоионизации конкурирует процесс фотодиссоциации, особенно выраженный для больших кластеров. Одновременно с этим идёт спонтанное испарение молекул воды из заряженных и нейтральных кластеров. Следовательно, наличие малой добавки воды в воздушную смесь меняет её свойства. Значительно снижается порог ионизации. Увеличенное сечение поглощения ультрафиолетового излучения локализует поглощение энергии в окрестности точки инъекции, трансформируя её в ионизацию перед фронтом плазмы, генерацию сверхтеплых электронов, изменение состава среды. Дополнительные ионы воды, заряженные и нейтральные продукты диссоциации воды O^+ , H^+ взаимодействуют с быстрыми ионами алюминия с большим сечением перезарядки, что трансформирует динамику разлёта плазменной струи. Подробно процессы перезарядки рассмотрены в следу-

ющем разделе. Необходимо только обратить внимание на то, что в рамках данной гипотезы находит объяснение целый ряд перечисленных во введении вопросов, а именно возникновение дополнительной ионизации и сверхтепловых электронов перед фронтом расширяющейся плазмы задолго до её прихода, что можно объяснить только фотопроцессами.

Процессы потери электрона нейтральными атомами струи

Процессы обмена зарядом (нерезонансной перезарядки) характерны для относительных скоростей сталкивающихся частиц 10^7-10^9 см/с. Максимальное значение сечения нерезонансной перезарядки определяется в основном соотношениями между потенциалами ионизации сталкивающихся атомов или молекул. Этим определяется вид полуэмпирических соотношений, получаемых для оценок сечений перезарядки тех веществ, для которых не существует экспериментальных данных [Ильин, Соловьев, 1972; Друкарёв, 1978; Friedman, DuCharme, 2017]. Так как в нашем распоряжении нет экспериментальных данных по перезарядке алюминия, то для получения соответствующих сечений используются полуэмпирические соотношения (имеющие точность около 30% там, где возможно сопоставление с экспериментальными данными). Ионы, заряженные молекулы и кластеры воды, заряженные продукты диссоциации воды способны внести вклад в процессы перезарядки атомарного алюминия в головной части плазменной струи.

В отличие от резонансной перезарядки сечение этого процесса сильно зависит от относительной скорости частиц, обменивающихся зарядом, Максимум сечения перезарядки реализуется при скорости относительного движения V_m , близкой к орбитальной скорости захватываемого электрона. Для атомов с большими значениями разности потенциалов ионизации скорость V_m имеет порядок величины 10^8 см/с. Автор работы [Друкарёв, 1967] в борновском приближении получил для этой скорости

$$V_m = K \left| \sqrt{I_T} - \sqrt{I_p} \right| = K \frac{|\Delta E|}{\sqrt{I_T} + \sqrt{I_p}},$$

где L_T, L_p – энергия связи электрона (в электронвольтах) в атоме мишени и снаряда, соответственно. Величина $L_T - L_p = \Delta E$ имеет смысл разности энергий этих состояний. Коэффициент K зависит от конкретной пары ион-атом. Если электрон захватывается из основного состояния в основное состояние, эти величины равны соответствующим потенциалам ионизации, а максимальное значение сечения перезарядки – от долей до нескольких единиц 10^{-16} см². В работе [Опарин и др., 1972] для V_m получено аналогичное выражение

$$V_m = 0.3 \cdot 10^8 \sqrt{I_T + I_p} \left(1 + 3.5 \frac{|\Delta E|}{I_T + I_p} \right) \text{ см/с}$$

и выражение для максимального сечения

$$\sigma_m = 10^{-16} \left(\frac{10^8}{V_m} \right)^2 \frac{(v/V_m)^8}{\left[0.035(v/V_m)^4 + 0.74(v/V_m)^2 + 0.233 \right]^5}$$

Эта формула справедлива для атомов с высокими потенциалами ионизации и большими значениями ΔE при захвате электрона из основного в основное состояние. Для захвата электрона в возбужденное состояние атома-мишени значение σ_m может быть значительно больше. В частности, для захвата в высоковозбужденные состояния водорода при столкновении протонов с атомами металлов σ_m перестает зависеть от энергии этого состояния и зависит только от потенциала ионизации атома мишени L_T . В работе [Опарин и др., 1967] предложена эмпирическая оценка для сечения захвата в n -е состояние σ_m^n :

$$n^3 \sigma_m^n = \frac{5.4 \cdot 10^{-13}}{I_T^{5/2}} \text{ см}^2$$

где n – главное квантовое число.

Для $n = 3$ $L_T \approx 5$ эВ максимальное сечение $\sigma_m \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Рассмотрим сечение перезарядки для атомов, близких по электронной структуре к атому алюминия. Максимальное значение сечения $\sigma_m \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ захвата электрона протоном на атомах магния, полученное в экспериментах [Morgan, Eriksen, 1979], достигается при захвате в возбужденное состояние. При этом для скорости 440 км/с сечение достигает 10^{-15} см^2 . В работе [Martinez, Ataya-Tapia, 2003] показано, что для перезарядки протона на кальции наибольшего значения достигает сечение захвата на уровень $n = 2$.

Для оценки сечений перезарядки алюминия мы использовали полуэмпирическую модель [Friedman, DuCharme, 2017], построенную с учетом большого числа накопленных к настоящему времени экспериментальных данных для различных пар мишень–снаряд широком диапазоне параметров L_T , L_p и ΔE и скоростей относительного движения. Правило оценки сечения перезарядки включает зафиксированный экспериментаторами эффект, что перезарядка реализуется на возбужденный электронный уровень, с минимальной разницей L_T и L_p и, следовательно, ΔE , отвечающий определенным критериям.

В этой модели для связи приведенных величин максимального значения сечения и соответствующей ему скорости

$$\tilde{v}_m = V_m I_T^{-0.23} \text{ и } \tilde{\sigma}_m = \sigma_m I_T^{1.94}$$

предложена универсальная формула

$$\tilde{\sigma}_m = 6.13 \exp(-2.33 \tilde{v}_m)$$

Связь между относительными сечением и скоростью $\tilde{\sigma} = \sigma / \sigma_m$, $\tilde{v} = v / V_m$ предложена в виде

$$\tilde{\sigma}(v) = \exp \left[-\frac{|\tilde{v} - 1|^a}{\tilde{v}^b} \right]$$

где $a = 1.89 V_m^{0.57}$, $b = 0.33 L_T^{1.09} V_m^{0.44} Z_T^{0.23} Z_p^{0.33}$, Z_T и Z_p – зарядовые числа атомов мишени и снаряда. При этом даже при рассмотрении перезарядки на молекуле предполагается, что перезарядка осуществляется на одном из её атомов, чьи электронные уровни деформированы молекулярными связями.

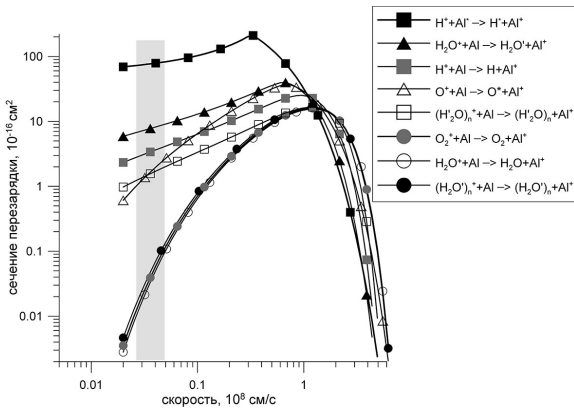


Рис. 2. Сечение перезарядки нейтрального алюминия на ионах окружающего фона: водорода, кислорода, молекулы и кластеров воды. Звездочками у обозначений участников реакций перезарядки помечены возбужденные состояния

Для атомов с высокими потенциалами ионизации и большими значениями ΔE скорость $V_m = 10^8$ см/с, а максимальное значение сечения ионизации – от долей до нескольких единиц 10^{-16} см². За пределами достаточно узкой области вблизи V_m сечение быстро уменьшается. Поэтому в интересующей нас области скоростей в десятки км/с сечение перезарядки очень мало. В случае малых значений L_T , L_p и ΔE , максимум сечения смещается в сторону малых энергий, а его величина возрастает. На рис. 2 приведены зависимости от скорости сечений перезарядки нейтральных атомов Al на компонентах воздушной среды.

Интересующий нас интервал скоростей на этом рисунке затенен вертикальной полосой, в этом интервале будут сравниваться сечения перезарядки. Для алюминия, молекулярного кислорода, молекулы воды потенциал ионизации равен, соответственно, 5.98, 12.07, 12.3, для кластеров воды – 11.8 эВ (и ниже). Сечение перезарядки на ионах O_2^+ и заряженных кластерах воды в интересующем нас интервале скоростей – не более 10^{-17} см², если захват электрона идет из основного уровня алюминия в основной уровень кислорода (см. три нижние кривые на графике, эти кривые немного отличаются друг от друга вследствие небольших отличий в потенциале ионизации). Если захват электрона происходит атомом водорода в молекуле воды или водного кластера с малым числом молекул воды (пустые квадратики на рисунке), сечение возрастает до 10^{-16} см². Примерно такой же величины, до $2 \cdot 10^{-16}$ см², достигает сечение при захвате электрона ионом O^+ на возбужденный уровень 3s атома кислорода с потенциалом ионизации 4.47 эВ (график с пустыми треугольниками на рисунке). Захват электрона ионом водорода на первый возбужденный уровень, с энергией связи 3.4 эВ имеет сечение до $5 \cdot 10^{-16}$ см² (серые квадратики на рисунке). При захвате электрона на возбужденный уровень воды с энергией связи 7.49 эВ сечение близко к 10^{-15} см² (черные треугольники на рисунке). При захвате электрона с возбужденного уровня алюминия (3.13 эВ) на возбужденный уровень водорода перезарядка становится почти резонансной и сечение возрастает до 10^{-14} см² и более (черные квадратики на рисунке).

Таким образом, при наличии в фоновой среде достаточного количества ионов кислорода и особенно водорода воды и водных кластеров, сечения перезарядки на которых больше обычных газодинамических сечений, процессы обмена зарядом могут стать преобладающими в столкновениях частиц. Наибольшими из рассмотренных являются сечения перезарядки на водороде, молекулах и кластерах воды. Еще на порядок величины большим оказывается сечение перезарядки возбужденных атомов алюминия.

Из приведённых данных можно сделать несколько выводов. Во-первых, при разлёте плазменной алюминиевой струи возбуждённые нейтральные атомы алюминия в рассматриваемых условиях должны перезарядаться на ионах фона практически полностью. Количество ионов, создаваемых по этому каналу ионизации, определяется только концентрацией возбуждённого алюминия. Однако качественная оценка количества возбуждённых атомов Al^+ в приближении термодинамического равновесия [D'Ammando et al., 2010] составляет 2–3% от общей концентрации. Увеличить роль перезарядки по данному каналу может только дополнительный механизм накопления возбуждения в нейтральном алюминии. Во-вторых, реакции перезарядки с созданием Al^+ и возбуждённых нейтральных атомов водорода или возбуждённых молекул воды имеют также большие сечения при скоростях разлёта струи, поэтому, даже небольшие концентрации воды, обусловленные собственной атмосферой ракеты или искусственно созданным газовым облаком, могут привести к возникновению дополнительной ионизации фона и передачи ее алюминию струи. Этот канал ионизации алюминия является, по-видимому, основным. Количество ионизованных ионов для этих реакций определяется концентрацией воды в фоновой среде и уровнем жёсткого ультрафиолетового излучения, способного ионизовать молекулы воды.

Выводы

Проведённый в работе подробный анализ сечений перезарядки алюминия при взаимодействии с различными компонентами фоновой среды показал, что взаимодействие с ионами воды или водорода может быть определяющим для концентрации алюминиевых ионов в плазменной струе. Этим определяется наблюдавшееся различие в степени ионизации струи при инъекции в ионосферную плазму на высоте ~ 300 км и в воздушное облако приблизительно на этой же высоте. При реализации данного механизма перезарядки получают объяснения целый ряд эффектов, регистрировавшихся в эксперименте. Эта гипотеза может быть проверена и с помощью более детального анализа имеющихся оптических и электромагнитных экспериментальных данных предыдущих экспериментов. В частности, необходимо проследить динамику тех линий высвечивания, которыми сопровождается создание возбуждённых продуктов реакции перезарядки. Гипотеза о ведущей роли воды в процессе начальной ионизации фона и перезарядки алюминия требует дальнейшей экспериментальной верификации. Наиболее выигрышной высотой будущего активного ионосферного эксперимента является высота максимальной концентрации водородных ионов. Дополнительным фактором, управляющим динамикой плазменной струи, может быть выпуск водяного пара перед инъекцией.

Исследования проводились в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0002).

Литература

Воздействие ракетно-космической техники на окружающую среду / под ред. В.В. Адушкин, С.И. Козлов, М.В. Сильников. М. : ГЕОС. 2016.

Друкарев Г.Ф. Положение максимума сечения неупругих столкновений ионов с атомами // ЖЭТФ. 1967. Т. 25. С. 498.

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М. : Наука. 1966. – 688 с.

Опарин В.А., Ильин Р.Н., Серенков И.Т., Соловьев Е.С. Методы расчета сечений потерь и захвата электронов атомами и ионами // Отчет ЛФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР. Л. : 1972. – 16 с.

Опарин В.А., Ильин Р.Н., Соловьев Е.С. Образование высоковозбужденных атомов водорода при перезарядке на парах металлов // ЖЭТФ. 1967. Т. 25. С. 240–246.

Смирнов Б.М. Ступенчатая ионизация атомов в плазме щелочного металла // Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 24. С. 239–242.

Belau L., Wilson K.R., Leone S.R., Ahmed M. Vacuum ultraviolet (VUV) Photoionization of small water clusters // J. Phys. Chem. 2007A. Vol. 111. P. 10075–10083.

Barth S., Oncak M., Ulrich V., Mucke M., Lischke T., Slavicek P., Hergenbahn U. Valence ionization of water clusters: From isolated molecules to bulk // J. Phys. Chem. 2009A. Vol. 113. P. 13519–13527.

D'Ammando, Colonna G., Pietanza L.D., Capitelli M. Computation of thermodynamic plasma properties: A simplified approach // Spectrochim. Acta Pt. B. 2010. Vol. 65. P. 603–615.

Friedman B., DuCharme G. Semi-empirical scaling for ion-atom single charge exchange cross sections in the intermediate velocity regime // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2017. Vol. 50. P. 115202.

Morgan T.J., F.J. Eriksen. Single- and double-electron capture by 1-100 keV protons in collisions with magnesium and barium atoms // Phys. Rev. A. 1979. Vol. 19. P. 1448–1456.

Martinez H.A. Amaya-Tapia. Charge transfer of the positive hydrogen ions and Cavapor at keV energies // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2003. Vol. 36. P. 3509–3512.

УДК 551.510.535

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЕРИФИКАЦИИ МОДЕЛЕЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Е.С. Гончаров^{1,2}, А.Н. Ляхов¹, Т.В. Лосева¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт динамики геосфер Российской академии наук

²ВНИИА им. Духова, Москва

В статье предложен метод верификации прогностических моделей нижней ионосферы по данным регистрации собственных частот Шумановских резонансов и их сопоставлению с расчетными данными. Расчеты собственных частот выполняются в трехмерной геометрии с неоднородным заполнением волновода земля-ионосфера слабоионизованной столкновительной плазмой. Представлены результаты для двух различных моделей нижней ионосферы для спокойных геофизических условий.

Введение

Актуальность исследований средней атмосферы Земли (40–100 км) резко возросла в последние годы. В первую очередь это связано с развитием глобальных прогностических моделей климата, метеорологических процессов и состояния всей ионосферы. В моделях предыдущего поколения этот интервал высот не рассматривался, что приводило к искусственному заданию граничных условий и снижало качество результатов. Исследуемый диапазон высот практически недоступен для измерений *in situ*. Основным источником данных служат либо результаты решения обратных задач оптических наблюдений ИСЗ (в лимбовом варианте), либо решение обратной задачи распространения радиоволн СДВ-ДВ диапазона. Первый вариант дает данные в асиноптическом варианте, что затрудняет их статистический анализ и картирование. Второй вариант позволяет получать стабильные результаты по следующей схеме: на выбранной трассе – передатчик-приемник – ведется мониторинг амплитуды и фазы радиосигнала; с помощью модели распространения радиоволн и прогностической численной модели нижней ионосферы определяются высотные профили электронной концентрации и частоты столкновений (решается обратная задача); из анализа динамики электронной концентрации делаются выводы о динамических и химических процессах в средней атмосфере [Thomson et al., 2017; Silber, 2017; Thomson, 2010].

Эффективность данного подхода ограничена двумя факторами. Первый – это неопределенность параметров СДВ-ДВ передатчика. Существующие зарубежные станции используются ВМФ и их мощность, режимы излучения, реализуемая диаграмма направленности при активации разных элементов антенных полей неизвестны. Гражданские станции точного времени [Бюллетень..., 2015] работают ограниченное время и не позволяют получать непрерывные данные мониторинга. Второй фактор – это адекватность используемой модели нижней ионосферы. В настоящее время общепринято использовать двухпараметрическую модель [Wait and Spies, 1964]. Данная модель является строго эмпирической, разработанной по данным регистрации СДВ-ДВ сигналов, и вопрос о том, дает ли данная модель физически достоверные профили электронной концентрации или эквивалентную радиоионосферу (эквивалентная радиоионосфера задает среду, при распространении в которой мы получаем амплитуду и фазу радиосигнала, совпадающие с измерениями. Таких эквивалентных радиоионосфер может быть бесконечно много) остается открытым.

Мы предлагаем для решения первой проблемы (неопределенность передатчика) использовать измерения в КНЧ диапазоне частот. В этой части электромагнитного спектра наблюдаются глобальные резонансы, называемые Шумановскими [Shlegel, 2002]. При возбуждении сферического резонатора, образованного землей и ионосферой, природными источниками (электромагнитным излучением разрядов молний) наблюдаются стоячие КНЧ колебания, частота, амплитуда и добротность которых зависят от заполнения резонатора диэлектрической средой, а, следовательно, от параметров нижней ионосферы и средней атмосферы в целом. Технически регистрация таких сигналов значительно проще, чем мониторинг СДВ-ДВ передатчиков. Теоретический спектр собственных частот задается формулой Шумана:

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} \approx \frac{c}{2\pi R_E} \sqrt{n(n+1)} = 10.6 \sqrt{\frac{n(n+1)}{2}} \quad (1)$$

Радиус R_E Земли в (1) принят равным 6370 км, c – скорость света. Подставляя $n = 1.5$, для первых пяти мод находим значения: $f_1 = 10.6$, $f_2 = 18.3$, $f_3 = 25.9$, $f_4 = 33.5$, $f_5 = 41.1$ Гц. Экспериментально спектр резонансных частот был впервые определен М. Бальсером и Ч. Вагнером в 1960 г. [Balser, 1960]. Оказалось, что экспериментальные значения лежат значительно ниже теоретических. Это расхождение связано с тем, что в отличие от Шумановской постановки, реальные границы резонатора земля-ионосфера имеют сложную конфигурацию: ионосфера представляется собой многокомпонентную плазму неоднородную как в вертикальном, так и в поперечном направлении.

В рамках анализа экспериментальных данных и аналитических моделей изучался отклик собственных частот на ионосферные возмущения [Chapman et al., 1966; Sao et al., 1973; Roldugin et al., 2004; Nickolaenko et al., 2007, 2011]. Однако ограниченные возможности аналитических моделей не позволяют верифицировать наши представления о нижней ионосфере, продолжая оперировать эквивалентными профилями проводимости. Решение этой проблемы видится в переходе к трехмерным расчетным моделям пространственно неоднородного Шумановского резонатора. Предыдущие работы [Yang et al., 2005; Toledo-Redondo et al., 2013; Toledo-Redondo et al., 2016; Pechony et al., 2004] рассматривали начально-краевую задачу, в которой первичный импульс электромагнитного поля многократно распространялся в волноводе до установления стационарного состояния (из которого и определялись параметры Шумановского резонатора). Предлагаемый нами подход основан на прямом решении внутренней задачи электродинамики волновода, заполненного неоднородной диэлектрической средой.

Математическая постановка задачи

Геометрия задачи и граничные условия. Моделируемый резонатор земля-ионосфера задается двумя концентрическими сферами радиусом $R_E = 6370$ км (Земля) и $R_{\text{ион}} = 6470$ км. Собственные частоты данного резонатора определяются из численного решения задачи на собственные значения:

$$\nabla \times \mu^{-1} (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{i\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

Здесь μ – магнитная проницаемость ионосферы (равная 1), ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ_r , σ – относительная диэлектрическая проницаемость и проводимость ионосферы, $k_0^2 = \omega^2/c^2$.

На внутренней границе задаются импедансные граничные условия с использованием значений проводимости земной поверхности по модели LWPC [Fergusson, 1998]. Выше 100 км расчетная область дополнена неотражающими граничными условиями (perfectly matched layer) 4-го порядка.

Вычислительная схема. Задача (2) решается методом конечных элементов. Дискретизация (2) выполняется линейными элементами, что сводит задачу (2) к линейной алгебраической задаче на собственные значения. Решение задачи дает комплексные значения собственных частот $f_n^* = f_n + i\delta$, из которых определяется расчетная добротность резонатора $Q = f_n/2\delta$. Такой «полевой» подход к решению задачи (2) приводит к тому, что пространственная структура собственной моды автоматически согласуется с заданными параметрами ионосферы, что реализовано впервые.

Тестирование вычислительной схемы и расчетной программы проводилось по аналитической модели идеального сферического резонатора с идеально проводящими границами. Получено практически точное согласие теоретических и вычисленных собственных частот и кратностей их вырождения.

Модели нижней ионосферы

Заполнение сферического резонатора выполняется заданием проводимости ионосферы (скалярной, в изотропном случае, тензорной при учете геомагнитного поля) как функции широты, долготы, высоты и мирового времени в приближении низких частот:

$$\sigma = \frac{e^2 N_e v_{eff}}{m_e (\omega^2 + v_{eff}^2)} \approx \frac{e^2 N_e v_{eff}}{m_e v_{eff}^2} \quad (3)$$

Учет солнечной и геомагнитной активности определяется используемой моделью ионосферы. Для расчетов нами были использованы две модели электронной концентрации N_e : эмпирическая модель [Fergusson, 1998] на основе двухпараметрического экспоненциального приближения [Wait et al., 1964] и плазмохимическая модель, разработанная в ИДГ РАН [Кудрявцев, 2008; Кудрявцев и др., 2009; Стрелков, 2012, 2014; Корсунская и др., 2013]. Распределение электронной концентрации в первой модели определяется высотным профилем:

$$\begin{aligned} N_e(h) &= 75.57 \cdot v_{eff}(h) \cdot \exp(\beta(h - H_p)) \\ v_{eff}(h) &= 1.86 \cdot 10^{11} \exp(-0.15h) \\ H_p &= 74.37 - 8.087 \cos \chi + 5.779 \cos \theta + 1.213 \cos \varphi - 0.0044W - 6.035X \\ \beta &= 0.5349 - 0.1658 \cos \chi - 0.0854 \cos \theta + 0.1296X \end{aligned} \quad (4)$$

где χ – солнечный зенитный угол (через его значение учитывается сезон, время и координаты), θ – географическая широта, $\varphi = 2\pi(m - 0.5)/12$, где m – номер месяца, W – число солнечных пятен и X – параметр, учитывающий наличие ($X = 1$) или отсутствие ($X = 0$) геомагнитных возмущений.

Во второй модели решаются уравнения химической кинетики 24-х (16 нейтральных и 8 заряженных) компонент ионосферы в диапазоне высот от 30 до 100 км. Модель включает процессы ионизации солнечным рентгеновским и ультрафиолетовым излучением и корпускулярную ионизацию в авроральных широтах.

Результаты расчетов

Рассмотрим результаты решения задачи (2) для произвольно выбранной даты 21 марта на 1200UT. Расчеты проводились на 32-ядерном компьютере с объемом ОЗУ 512 Тб. На экспериментальных данных расщепление частот не различимо – наблюдается только один частотный пик, поэтому для сравнения с экспериментом расчетные значения были адаптированы следующим образом:

$$\begin{aligned} f_n &= \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n f_n^m \\ Q_n &= \frac{f_n}{(f_n^n - f_n^1) + 0.5(f_n^1/Q_n^1 + f_n^n/Q_n^n)} \end{aligned} \quad (5)$$

Полученные значения собственных частот представлены в табл. 1, результаты для добротностей приведены в табл. 2.

Таблица 1. Собственные частоты (в Гц) Шумановского резонатора

№ частоты	1	2	3	4	5
Идеальный резонатор	7.5	15.0	22.5	30.0	37.5
Двупараметрическая модель	8.6	15.1	21.6	28.0	34.5
Модель ИДГ	7.7	13.7	19.6	25.6	31.5
Эксперимент	7.8	13.8	19.7	25.7	31.7

Таблица 2. Добротности Шумановского резонатора

№ частоты	1	2	3	4	5
Двупараметрическая модель	9.1	9.6	10.2	10.0	10.2
Модель ИДГ	6.2	6.3	6.3	6.3	6.2
Эксперимент	4.6	6.0	6.6	6.8	6.9

Из представленных результатов можно сделать следующие выводы. Во-первых, предлагаемый подход позволяет успешно решать задачу расчета собственных частот Шумановского резонатора для произвольно неоднородной трехмерной нижней ионосферы. Во-вторых, даже простейшее сравнение результатов показывает возможность дискриминации моделей электронной концентрации по точности совпадения измеренных и расчетных собственных частот. Очевидно, плазмохимическая модель дает лучшее согласие с экспериментом. Результаты расчета добротности оказались хуже, что мы объясняем худшим качеством использованной модели нейтральной атмосферы для расчета эффективной частоты соударения электронов с нейтралами.

Необходимо подчеркнуть, что предлагаемый подход верифицирует модель нижней ионосферы глобально, при всех зенитных углах солнца на всех широтах. Анализируемая модель может оказаться исключительно точной в региональном масштабе на коротких временах, и не адекватной в прочих условиях. В дальнейшем созданная вычислительная модель будет использована для верификации модели отклика нижней ионосферы на рентгеновские солнечные вспышки и геомагнитные возмущения.

Комбинация экспериментального мониторинга параметров Шумановского резонанса с численным моделированием в рамках разработанной модели может служить универсальным инструментом отбора и верификации теоретических моделей нижней ионосферы.

Исследования проводились в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0002).

Литература

Бюллетень В15/2015 эталонные сигналы частоты и времени. Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии главный метрологический центр государственной службы времени и частоты РФ. ФГУП «ВНИИФТРИ». 2015. – 24 с.

Корсунская Ю.А., Стрелков А.С. Характеристики фотодиссоционных реакций в E и D-слоях ионосферы // *Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН М. : ГЕОС. 2013. С. 234–243.*

Кудрявцев В.П. Моделирование ионизационно-рекомбинационных процессов в D области ионосферы // *Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2008. С. 203–218.*

Кудрявцев В.П., Васильев Д.А. Влияние метеорологических условий в D-области ионосферы на её аэрономические параметры // *Проблемы взаимодействующих геосфер: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2009. С. 322–332.*

Стрелков А.С. Вторичное электронообразование в E- и D-слоях ионосферы в процессе ионизации жестким ультрафиолетовым рентгеновским излучением Солнца // *Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2012. С. 130–139.*

Стрелков А.С. Электронно- и ионно-образование электронным ударом на высотах D-, и E-слоев ионосферы // *Динамические процессы в геосферах. Выпуск 6: сб. научн. Тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2014. С. 25–34.*

Balsler M., Wagner C.A. Observations of earth-ionosphere cavity resonances // *Nature. 1960. V. 188, № 4751. P. 638–641.*

Chapman, F.W., Jones D.L., Todd J.D.W. Observations on the Propagation Constant of the Earth Ionosphere Waveguide in the Frequency Band 8 c/s to 16 kc/s // *Radio Science. 1966. T. 1, № 11. С. 1273–1282.*

Ferguson J.A. Computer programs for assessment of long-wavelength radio communications, Version 2.0. 1998. Tech. Doc 3030. Space and Naval Warfare Systems Center.

Large D.B., Wait J.R. Cavity Resonator Modes in a Cylindrically Stratified Magnetoplasma // *Radio Science. 1966. V. 1, № 6. P. 655–658.*

Nickolaenko, A.P., and D.D. Sentman. Line splitting in the Schumann resonance oscillations, *Radio Sci.* 2007. 42, RS2S13, doi:10.1029/2006RS003473.

Nickolaenko A.P., Yatsevich E.I., Shvets A.V. Universal and local time variations deduced from simultaneous Schumann resonance records at three widely separated observatories // *Radio Science. 2011. T. 46, № 5.*

Pechony O., Colin P. Schumann resonance parameters calculated with a partially uniform knee model on Earth, Venus, Mars, and Titan // *Radio Science. 2004. T. 39, № 5. RS5007.*

Roldugin, V.C., Maltsev Y.P., Vasiljev A.N. Diurnal variations of Schumann resonance frequency in NS and EW magnetic components // *Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2004. T. 109, № A8*

Sao, K., Yamashita M., Tanahashi S. Experimental investigations of Schumann resonance frequencies // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. 1973. T. 35, № 11. С. 2047–2053.*

Shlegel K., Fullekrug M. 50 Years of Schumann Resonance // *Physik in unserer Zeit, 33(6), 256–26, 2002.*

Toledo-Redondo S., Salinas A., Morente-Molinera J.A. Parallel 3D-TLM algorithm for simulation of the Earth-ionosphere cavity // *Journal of Computational Physics. 2013. T. 236, № 1. С. 367–379.*

Toledo-Redondo S., Salinas A., Morente-Molinera J.A. Full 3-D TLM simulations of the Earth-ionosphere cavity: Effect of conductivity on the Schumann resonances // *Journal of Geophysical Research A: Space Physics. 2016. T. 121, № 6. С. 5579–5593.*

Thomson, N.R. (2010), Daytime tropical D region parameters from short path VLF phase and amplitude // *J. Geophys. Res., 115, A09313, doi:10.1029/2010JA015355.*

Thomson, N.R., M.A. Clilverd, and C.J. Rodger (2017), Midlatitude ionospheric D region: Height, sharpness, and solar zenith angle // J. Geophys. Res. Space Physics, 122, doi:10.1002/2017JA024455.

Yang Heng, Pasko Victor P. Three-dimensional finite difference time domain modeling of the Earth-ionosphere cavity resonances // Geophysical Research Letters. 2005. V. 32, № 3. L03114.

Wait, J.R. Electromagnetic waves in stratified media International series of monographs on electromagnetic waves Pergamon Press book. 1962. – 372 p.

Wait, J.R., and K.P. Spies (1964), Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves, NBS Tech. Note 300, Natl. Bur. of Stand., Boulder, Colo.

УДК 551.510.535

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СОЛНЕЧНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК НА ПАРАМЕТРЫ ШУМАНОВСКОГО РЕЗОНАТОРА

***Ю.В. Поклад¹, Б.Г. Гаврилов¹, В.М. Ермак¹, И.А. Ряховский¹,
Е.С. Гончаров^{1,2}, А.Н. Ляхов¹, Т.В. Лосева¹, Ю.В. Корсунская¹***

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук
²ВНИИА им. Духова, Москва

В работе представлены результаты мониторинга собственных частот Шумановского резонатора в ГФО «Михнево» во время солнечных рентгеновских вспышек X-класса в сентябре 2017 года. Две вспышки (X8.3 и X9.4) имели близкую продолжительность, различаясь по энергии в 2 раза. Сдвиг собственных частот резонатора был зарегистрирован только в одном случае. Полученные результаты и их сравнение с теоретическими моделями показали необходимость учета в прогностических моделях не только балла (мощности) вспышки, но и ее интегральной энергии.

Введение

В средней атмосфере Земли существует неоднородный волновод, образованный проводящей поверхностью Земли и нижней ионосферой. Естественным источником электромагнитной энергии для накачки волновода являются разряды молний. Теоретические оценки, выполненные В.О. Шуманом [Shumann, 1952] для случая идеально проводящих границ, предсказали существование стоячих электромагнитных колебаний на частотах 10.6, 18.4, 26.0, 35.5 и 41.1 Гц. Наличие неоднородной нижней ионосферы приводит к снижению собственных частот до величин 7.8, 14.1, 20.3, 26.3 и 32.5 Гц [Madden and Thomson, 1965]. Существование таких колебаний было быстро подтверждено экспериментально, и в последние десятилетия было опубли-

ковано большое количество экспериментальных и теоретических работ по изучению свойств Шумановского резонатора. Было установлено, что значения собственных частот зависят от характеристик источника (глобальной грозовой активности), расстояния от приемника до источника и, что представляет наибольший интерес, от пространственного распределения электронной концентрации и проводимости нижней ионосферы. В предположении постоянной мощности источника вариации Шумановских частот можно использовать для определения осредненного профиля проводимости нижней ионосферы [Tran and Polk, 1979a,b; Chand et al., 2009]. Глобальность Шумановского резонатора позволяет использовать результаты наблюдений для анализа отклика нижней ионосферы и средней атмосферы на солнечные рентгеновские вспышки [Roldugin et al., 2004], протонные солнечные события [Roldugin et al., 2001, 2003] и даже на сильные землетрясения [Hayakawa et al., 2008]

В рамках развиваемой в ИДГ РАН идеи «геофизической вертикали» измерений параметров верхних геосфер в ГФО «Михнево» в 2017 году начато определение параметров Шумановского резонатора. Экспериментальные исследования подкреплены теоретическими разработками ИДГ РАН в области численных моделей нижней ионосферы и распространения электромагнитных волн КНЧ диапазона. Из возможных механизмов возмущений нижней ионосферы мы рассматриваем в данной работе только отклик на рентгеновскую солнечную вспышку. В предыдущих работах [Roldugin et al., 2004; Chand et al., 2009] основной упор делался на связь изменения собственных частот с баллом (мощностью) вспышки, то есть исследования в КНЧ диапазоне продолжали оставаться в рамках парадигмы моделей нижней ионосферы и ее ионизации рентгеновским излучением, разработанной ранее для задач распространения СДВ-ДВ радиоволн [Palit et al., 2013; Shmitter, 2013]. В наших исследованиях [Корсунская, 2015, 2016] было показано, что такой подход слишком узок и не учитывает целый ряд важных физических процессов. Ранее теоретические модели ИДГ РАН были успешно верифицированы в задаче прогноза распространения КВ-радиоволн [Ponomarchuk et al., 2015; Пономарчук и др., 2016]. Однако в случае КВ диапазона важно только интегральное затухание в нижней ионосфере, в то время как в Шумановском диапазоне частот становится значимым высотный (и пространственный) профиль проводимости.

В данной работе представлены экспериментальные результаты регистрации собственных частот Шумановских резонансов в ГФО «Михнево» во время последовательности рентгеновских солнечных вспышек в сентябре 2017 года и результаты численных расчетов по трехмерной пространственно-неоднородной модели Шумановского резонатора [Гончаров и др., 2017], использующей плазмохимическую модель D-слоя ионосферы и ионизации рентгеновским излучением разработки ИДГ РАН [Кудрявцев, 2008; Кудрявцев и др., 2009; Стрелков, 2012, 2014; Корсунская и др., 2013].

Условия наблюдений и результаты

В ГФО «Михнево» в составе радиофизического комплекса с 2010 г. ведется мониторинг магнитного поля в диапазоне 0.001 Гц–30 кГц [Поклад и др., 2015, Гаврилов и др., 2015] с использованием магнитометров MFS-06 и MFS-07 фирмы «Metronix». Оси магнитометров ориентированы в направлениях магнитный север-юг (компонента H_x) и магнитный восток-запад (компонента H_y). Сигнал оцифровывается с частотой 256 Гц многоканальным 24-х разрядным регистратором ADU-07.

Из первичных данных, после проведения спектрального анализа быстрым Фурье-преобразованием (БПФ), определяются собственные частоты, добротности и амплитуды первых четырех мод Шумановского резонатора по стандартной методике [Rosenberg, 2004] фитирования спектральной формы полиномом высокого порядка. Данные в графической и цифровой форме доступны на сайте ГФО «Михнево» (http://idg-comp.chph.ras.ru/~mikhnevo/metronix/METRONIX_FULL/SHUMAN/).

В сентябре 2017 года произошли 2 рентгеновских вспышки X-класса. Вспышка класса X9.4 произошла 6 сентября около 12 часов UT. Вспышка класса X8.3 – 10 сентября около 1600UT. В качестве характеристики вспышки будем использовать не только ее балл (максимально наблюдаемый поток излучения в Вт/м²), но и интегральную энергию в Дж/м². Вспышка 06.09 наблюдалась с 11:56:23UT до 13:38:00UT (по уровню 10⁻⁴ Вт/м²), интегральная энергетика составила 0.45 Дж/м² в диапазоне 0.5–4 А и 1.41 Дж/м² в диапазоне 1–8 А соответственно. На уровне 2·10⁻⁴ Вт/м² вспышка продолжалась с 11:56:50UT до 12:18:51UT с энергетикой 0.28 и 0.68 Дж/м² в диапазонах 0.5–4 и 1–8 А соответственно. Вспышка 10.09 наблюдалась с 15:54:19UT до 17:26:08UT (по уровню 10⁻⁴ Вт/м²) с энергетикой 0.6 Дж/м² в диапазоне 0.5–4 А и 1.94 Дж/м² в диапазоне 1–8 А. На уровне 2·10⁻⁴ Вт/м² вспышка длилась с 15:55:49UT до 16:52:16UT, ее энергетика составляла 0.54 и 1.65 Дж/м² в диапазонах 0.5–4 и 1–8 А соответственно.

Таким образом по уровню 10⁻⁴ Вт/м² обе вспышки имели примерно одинаковую длительность – 104 и 92 минуты соответственно. Первая вспышка имела более крутой фронт и, не смотря на большую амплитуду, ее энергетика была в 1.35 раза меньше. По уровню 2·10⁻⁴ Вт/м² первая вспышка была короче второй – 22 минуты и 56.5 минут соответственно, а ее энергия была почти в 2 раза меньше в диапазоне 0.5–4 А и в 2.4 раза меньше в диапазоне 1–8 А.

Ближние баллы и продолжительность вспышек по уровню 10⁻⁴ Вт/м² (переход в X класс) проявили себя в параметрах Шумановского резонанса совершенно разным образом (рис. 1). Для первой вспышки отклонения собственных частот остались на уровне шумов, а вот вторая вспышка продемонстрировала четкое нарастание собственной частоты по каналу измерений Y-компоненты магнитного поля на 0.2 Гц для первой моды Шумана, на 0.5 Гц для второй моды и около 1 Гц для третьей моды. Глобальность резонатора позволяет исключить местные эффекты и сделать вывод именно о разнице в отклике нижней ионосферы и средней атмосферы на поток рентгеновского излучения.

Результаты численных расчетов Шумановского резонатора для условий солнечных вспышек различных классов предсказали монотонный рост собственных частот с увеличением потока рентгеновского излучения (рис. 2). Для используемых моделей ионизации и плазмохимических процессов в нижней ионосфере расчетные изменения собственных частот линейно зависят от потока рентгеновского излучения: $\Delta f_n = A + B \log_{10}(W)$, где W – поток рентгеновского излучения [Вт/м²], измеренный на спутнике GOES в диапазоне длин волн 0.5–8 А. Расчетные значения коэффициентов представлены в Таблице.

Для описанных выше двух солнечных вспышек расчетные величины Δf_n ($n = 1...3$) составляют 0.3, 0.5 и 0.7 Гц соответственно, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными во время второй вспышки. Этот результат является еще одним доказательством возможности использования измерений Шумановских резонансов для верификации моделей нижней ионосферы [Гончаров и др., 2017].

Расхождение с данными первой вспышки подтверждает необходимость включения в расчет либо реальной динамики высотного профиля ионизации, расщичи-

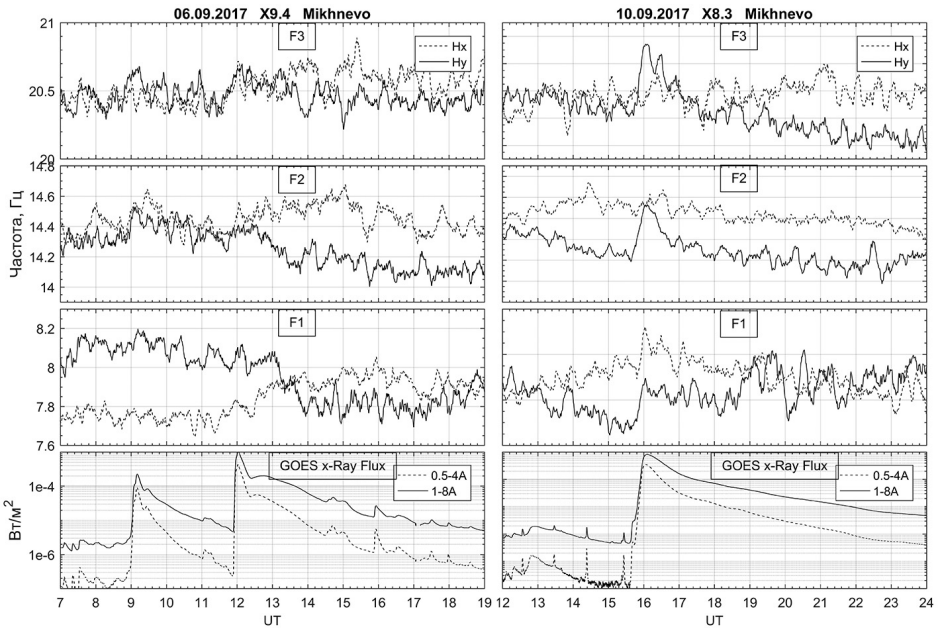
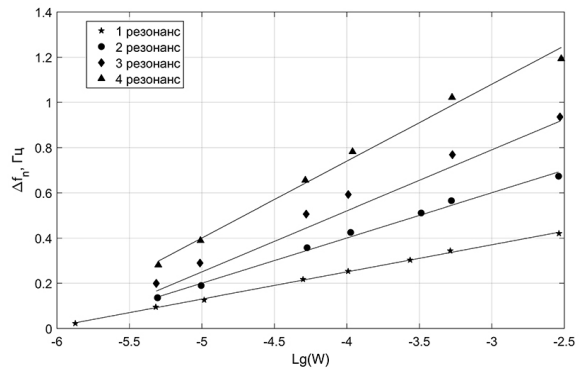


Рис. 1. Потoki рентгеновского излучения и частоты первых трех Шумановских резонансов

Рис. 2. Расчетный сдвиг первых четырех частот Шумановского резонатора в зависимости от интенсивности потока рентгеновского излучения



Таблица

№ частоты	1	2	3	4
А	0.73	1.2	1.6	2.1
Б	0.12	0.2	0.27	0.34

тываемой по измеренным потокам рентгеновского излучения на ИСЗ GOES (что является очень затратным по вычислительным ресурсам процессом), либо адаптации использованных ранее в модели отклика нижней ионосферы типовых временных паттернов солнечных вспышек для учета не только мощности, но и интегральной энергетики. Разработанные для КВ диапазона «шаблоны» рентгеновских вспышек доказали ранее свою эффективность в части расчета интегрального поглощения, но для задач, связанных с тонкой структурой нижней ионосферы зависимость только от мощности вспышки является недостаточной.

Заключение

Представленные экспериментальные данные и результаты численных расчетов позволяют сформулировать гипотезу о необходимости учета интегральной энергии солнечной рентгеновской вспышки наравне с ее мощностью в оценках воздействия на нижнюю ионосферу. Существующие модели нижней ионосферы оперируют только мощностью (баллом) вспышки. Этот вывод необходимо учесть в работах по прогнозу условий СДВ-ДВ радиосвязи и в обратных задачах определения параметров нижней ионосферы из данных радиомониторинга.

Исследования проводились в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0002).

Литература

Гаврилов Б.Г., Д.В. Егоров, В.М. Ермак, И.Э. Маркович, Ю.В. Поклад, В.А. Рыбаков, И.А. Ряховский, Яким В.В. Среднеширотные эффекты магнитной бури 17 марта 2015 г. // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 7: сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, с. 145–157. 2015.

Пономарчук С.Н., Ильин Н.В., Ляхов А.Н., Пензин М.С., Романова Е.Б., Тацилин А.В. Комплексный алгоритм расчета характеристик распространения КВ радиоволн на основе модели ионосферы и плазмосферы и метода нормальных волн // Известия высших учебных заведений, Физика. Т. 59. № 12(2). 2016. С. 70–73.

Корсунская Ю.А., Стрелков А.С. Характеристики фотодиссоционных реакций в E и D-слоях ионосферы // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : 2013. С. 234–243.

Корсунская Ю.А. Влияние рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. I. Экспериментальные данные // Динамические процессы в геосферах Сборник научных трудов ИДГ РАН М. : ГЕОС. 2015. С. 122–132.

Корсунская Ю.А., Стрелков А.С. Влияние рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. II. Перенос фотонов // Динамические процессы в геосферах. Вып. 8: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : 2016. С. 149–160.

Кудрявцев В.П. Моделирование ионизационно-рекомбинационных процессов в D области ионосферы // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2008. С. 203–218.

Кудрявцев В.П., Васильев Д.А. Влияние метеорологических условий в D-области ионосферы на её аэрномические параметры // Проблемы взаимодействующих геосфер: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2009. С. 322–332.

Поклад Ю.В., В.А. Рыбаков, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, А.В. Крашенинников, И.А. Ряховский, Соловьев С.П. Влияние солнечных рентгеновских вспышек на изменения атмосферного электрического поля и прохождение волн СДВ диапазона. // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2015, с. 161–167.

Стрелков А.С. Вторичное электронообразование в E- и D- слоях ионосферы в процессе ионизации жестким ультрафиолетовым рентгеновским излучением Солнца // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2012. С. 130–139.

Стрелков А.С. Электронно- и ионно- образование электронным ударом на высотах D-, и E-слоев ионосферы // Динамические процессы в геосферах. Вып. 6: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2014. С. 25–34.

Chand, R., M. Israil, and J. Rai. Schumann resonance frequency variations observed in magnetotelluric data recorded from Garhwal Himalayan region India // Ann. Geophys., 27, P. 3497–3507, 2009.

Hayakawa, M., Nickolaenko, A.P., Sekiguchi, M., Yamashita, K., Ida, Y., and Yano, M. Anomalous ELF phenomena in the Schumann resonance band as observed at Moshiri (Japan) in possible association with an earthquake in Taiwan, Nat. Hazards Earth Syst. Sci., 8, 1309–1316, 2008.

Madden, T. and Thompson, W. Low frequency electromagnetic oscillations of the Earth-ionosphere cavity, Rev. Geophys., 3, 211–254, 1965. Palit, S., T. Basak, S.K. Mondal, S. Pal, and S.K. Chakrabarti, Modeling of very low frequency (VLF) radio wave signal profile due to solar flares using the GEANT4 Monte Carlo simulation coupled with ionospheric chemistry // Atmos. Chem. Phys., 13, 9159–9168, 2013.

Ponomarchuk S.N., Kurkin V.I., Lyakhov A.N., Romanova E.B., Tashchilin A.V. The modeling of HF radio wave propagation characteristics during the periods of solar flares // Proc. SPIE. 2015. 96805F. DOI: 10.1117/12.2203591.

Roldugin, V.C., Maltsev, Y.P., Petrova G.A., and Vasiljev, A.N. Decrease of the first Schumann resonance frequency during solar proton events // J. Geophys. Res., 106, 18555–18562, 2001.

Roldugin, V.C., Maltsev, Y.P., Vasiljev, A.N., Shvets, A.V., and Nikolaenko, A.P. Changes of Schumann resonance parameters during the solar proton event of 14 July, 2000 // J. Geophys. Res., 108, 1103, doi:10.1029/2002JA009495, 2003.

Roldugin, V.C., Maltsev, Y.P., Vasiljev, A.N., Schokotov, A.Y., and Belyajev, G.G. Schumann resonance frequency increase during solar X-ray bursts // J. Geophys. Res., 109, A01216, doi:10.1029/2003JA010019, 2004.

Rosenberg L. 2004: Data processing methodology of the electric and magnetic components of the Schumann resonances at Modra observatory. Acta Astron. et Geophys. Univ. Comeniana, XXV, P. 1–8.

Schumann, W.O. Über die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist, Z. Naturforsch., 7a, 149–154, 1952.

Shmitter, E.D. Modeling solar flare induced lower ionosphere changes using VLF/LF transmitter amplitude and phase observations at a midlatitude site // Ann. Geophys., 31, 765–773, 2013.

Tran, A. and Polk, C. Schumann resonances and electrical conductivity of the atmosphere and lower ionosphere-I. Effects of conductivity at various altitudes on resonance frequencies and Attenuation // J. Atmos. Terr. Phys., 41, 1241–1248, 1979a.

Tran, A. and Polk, C. Schumann resonances and electrical conductivity of the atmosphere and lower ionosphere-II. Evaluation of the conductivity profiles from experimental Schumann resonance data // J. Atmos. Terr. Phys., 41, 1249–1261, 1979b.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ И АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ НА ОШИБКИ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ГНСС В ГФО «МИХНЕВО»

М.Ю. Кузьмичева, И.А. Ряховский, Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В статье представлены результаты анализа алгоритмов решения навигационной задачи в условиях регистрации сигналов глобальных навигационных спутниковых систем GPS и ГЛОНАСС в ГФО «Михнево». Показано, что в классическом алгоритме выбор спутников из наблюдаемого созвездия должен вестись не по критерию высоты над горизонтом, а по числу обусловленности матрицы навигационной задачи. Применение адаптивных итерационных алгоритмов позволяет практически полностью компенсировать геофизические возмущения при сохранении двухчастотного режима. Предложена модификация штатного алгоритма позиционирования в ГНСС.

Введение

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) GPS и ГЛОНАСС применяются для решения широкого круга прикладных и фундаментальных научных задач. Общий принцип работы состоит в измерении расстояний до 4-х и более спутников созвездия и решении математической задачи вычисления координат в рамках выбранной модели Земли [Tsui, 2000]. Для измерения расстояния используются групповые и фазовые задержки, возникающие при распространении электромагнитных волн на частотах 1.2 (L2) и 1.7 (L1) ГГц от спутника до приемника. Так как распространение сигналов идет через ионосферу Земли, возникает дополнительная задержка, связанная с рефракцией электромагнитной волны в слое неоднородной электронной концентрации. В работе [Демьянов и др., 2014] представлен обширный статистический материал о величине реально наблюдаемых ошибок определения координат и делается вывод о том, что геофизические возмущения способны значительно ухудшить точностные показатели ГНСС, по сравнению с ожидаемыми (возрастание среднеквадратичной ошибки определения координат до 300 метров в одночастотном режиме).

При работе с ГНСС необходимо строго разделять ошибки измерения и ошибки позиционирования. Разработчики системы GPS гарантируют ошибку измерения дальности до спутников менее 95 см в течение 95% времени [GPS, 2014]. Ошибка же позиционирования определяется дальнейшей обработкой первичной информации в ходе решения навигационной задачи. Разные приемники (программы) используют, вообще говоря, разные алгоритмы, и ошибка позиционирования не является характеристикой только среды распространения сигнала.

С ноября 2014 года в ГФО «Михнево» ИДГ РАН ведется непрерывная высокочастотная (1 Гц) регистрация сигналов глобальных навигационных спутниковых

систем GPS и ГЛОНАСС приемниками Javad Sigma и Javad Prego с сохранением первичной информации на сервере ИДГ РАН. Постобработка возможна с использованием алгоритмов позиционирования: без учета ионосферы, с учетом ионосферы, в одно и двухчастотном режимах. Совместный анализ данных ГНСС и радиофизической информации, получаемой в ГФО «Михнево» позволяет исследовать влияние ионосферы и, шире, геофизических возмущений на точность спутниковой навигации.

Обработка накопленной информации привела к противоречивым выводам. С одной стороны, неоднократно фиксировались значительные (в десятки метров) ошибки позиционирования [Черменин, 2015], причем в разных режимах работы (одно и двухчастотном, с ионосферной коррекцией и без нее). Одновременно, сопоставление ошибок с данными по геофизическим возмущениям, такими как магнитные бури, вспышки на Солнце, прохождение над ГФО «Михнево» перемещающихся ионосферных возмущений, не позволило обнаружить статистически достоверные корреляционные связи.

В связи с этим была выдвинута гипотеза о возможной локализации источника ошибок в алгоритмах обработки первичной информации. Так как математически (см. ниже) навигационная задача сводится к решению переопределенной системы уравнений, для которых известно явление плохой обусловленности (при решении системы уравнений вида $A(x + \Delta x) = b + \varepsilon$, возмущение решения $\|\Delta x\| \sim \text{cond}(A) \cdot \|\varepsilon\|$, где $\text{cond}(A)$ – число обусловленности матрицы A), то была поставлена задача исследовать: (а) может ли повлиять специфическая реализация расположения спутников на обусловленность системы уравнений и, следовательно, на ошибку позиционирования; (б) можно ли компенсировать эти негативные условия изменением алгоритма решения системы уравнений.

Математическая формулировка задачи спутниковой навигации

Для дальнейшего обсуждения нам требуется краткое изложение постановки навигационной задачи (Tsui, 2000; Hernandez-Pajares et al., 2008). Для определения положения приемника используются данные о псевдодальностях до спутников, определенные приемником, координаты спутников и ошибки их часов, рассчитанные для спутников по принятому навигационному сообщению, ошибки, возникшие при прохождении сигнала через ионосферу, также рассчитываемые по данным навигационного сообщения. В дальнейшем изложении используется система координат ECEF.

По определению, псевдодальность – это величина:

$$P^j = \rho_j + c(dt - dt^j) + \delta_j \quad (1)$$

$$\rho_j = \sqrt{(x - x^j)^2 + (y - y^j)^2 + (z - z^j)^2}$$

где P^j – псевдорасстояние для приемника и j -того спутника, p^j – геометрическое расстояние между приемником и j -ым спутником, dt^j – ошибка часов спутника, dt – ошибка часов приемника, δ^j – ошибка, вызванная прохождением сигнала, для j -ого спутника (назовем ее ионизационная задержка), c – скорость света, x^j, y^j, z^j – координаты j -ого спутника, x, y, z – координаты приемника. Записав выражение (1) для 4-х спутников получим систему нелинейных алгебраических уравнений относительно переменных x, y, z, cdt – координат приемника и ошибки его часов, решением которой будут координаты приемника в системе ECEF (их можно конвертировать

в обычные географические). В практике систему (1) линеаризуют в окрестности точки с координатами (x_0, y_0, z_0) .

$$\begin{aligned}\rho_j^0 &= \sqrt{(x_0 - x^j)^2 + (y_0 - y^j)^2 + (z_0 - z^j)^2} \\ \rho_j &= \rho_j^0 + \frac{x_0 - x^j}{\rho_j^0} dx + \dots \\ dx &= x - x_0, \dots\end{aligned}\quad (2)$$

В итоге получается система линейных уравнений относительно переменных dx, dy, dz, cdt

$$\begin{aligned}P^j - \rho_j^j + cdt^j - \delta^j &= \frac{x_0 - x_j}{\rho_j^j} dx + \dots + cdt, \\ j &= 1 \dots 4\end{aligned}\quad (3)$$

Для решения нужны данные, по меньшей мере, четырех спутников, но их может быть больше. В матричном виде для n спутников система (3) записывается в виде:

$$\begin{pmatrix} P^1 & \dots & -\delta^1 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ P^n & \dots & -\delta^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{x_0 - x^1}{\rho_0^1} & \dots & 1 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{x_0 - x^n}{\rho_0^n} & \dots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \\ cdt \end{pmatrix}^T \quad (4)$$

Если $n > 4$, то решение системы (4) находится разновидностями метода наименьших квадратов (прямыми или итерационными).

Влияние ионосферной задержки

Описанные выше алгоритм был реализован в виде программы, позволяющей решать навигационную задачу с контролируемыми возмущениями входных параметров. Сначала, для конкретного файла регистрации данных ГНСС за 17.03.2015 были рассчитаны величины ошибки определения координат приемника Javad Sigma в системе ECEF (нулевой вариант) без ионосферной коррекции: $\Delta x = -2.1$, $\Delta y = -6.5$, $\Delta z = -32.1$ метра. Далее в исходные данные вносились возмущения, имитирующие разные сценарии возмущений ионосферы. Рассматривались следующие варианты:

- появление в ионосфере локализованного возмущения, искажающего распространение сигнала от одного спутника (усиление рефракции и резкий рост ошибки измерения псевдодалности);
- глобальное возмущение ионосферы, искажающего распространение сигналов от всех используемых в расчетах спутников;
- появление в ионосфере локализованного возмущения, искажающего распространение сигнала от двух спутников.

Все варианты сопровождались условиями определенности или ошибочности ионосферной задержки δ^i , что соответствует корректности (применимости) используемой в ГНСС модели Клобучара [Klobuchar, 1987] для ионосферной коррекции.

Результаты расчетов, представленные в табл. 1, позволили прийти к выводам:

I – если псевдодальность испытывает «скачок» в результате прохождения через локализованную неоднородность в ионосфере, но это можно учесть за счет правильного значения ионосферной задержки, то навигационная ошибка не увеличивается;

II – если скачок испытывают псевдодальности всего созвездия (глобальное возмущение ионосферы), то навигационная ошибка не увеличивается;

III – если скачок в десятки метров испытывают псевдодальности одного или двух спутников и нет возможности определить ионосферную задержку, то навигационная ошибка увеличивается до десятков метров.

Таблица 1. Влияние возмущений исходных данных на ошибку позиционирования

Возмущение	Ионосферная задержка	Ошибка, метры
Псевдодальность для одного спутника (№1) увеличена на 30 м	$\delta = 0$, ионосферной коррекции нет	$\Delta x = -33.5$ $\Delta y = -35.1$ $\Delta z = -5.67$
Псевдодальность для одного спутника (№1) увеличена на 30 м	$\delta = 30$, ионосфера точно известна, коррекция 100%	$\Delta x = -2.1$ $\Delta y = -6.5$ $\Delta z = -32.1$
Псевдодальности для четырех спутников увеличены на 30 м	$\delta = 0$, ионосферной коррекции нет	$\Delta x = -2.1$ $\Delta y = -6.5$ $\Delta z = -32.1$
Псевдодальность для одного спутника (№2) увеличена на 30 м	$\delta = 0$ ионосферной коррекции нет	$\Delta x = -8.4$ $\Delta y = -30.6$ $\Delta z = 32.8$

Влияние геометрического положения спутников

Исследуем теперь вопрос, можно ли уменьшить ошибку позиционирования специфическим выбором рабочих спутников из доступного созвездия? Наблюдательные данные для 8 спутников комбинировались по 4 спутника сплошным перебором вариантов. Для каждой комбинации рассчитывалась навигационная ошибка и число обусловленности матрицы системы (4). Штатная ионосферная коррекция системы GPS не учитывалась.

Наихудший результат для всех вариантов дал ошибку $\Delta x = -9987.4$, $\Delta y = -12624.5$, $\Delta z = -26225.8$ метра. Число обусловленности матрицы системы (4) составило $5.7 \cdot 10^8$. Причина плохой обусловленности, возможно, состоит в том, что для трех спутников в этом варианте наблюдались совпадающие до второго знака значения псевдодальности.

Для наилучшей комбинации навигационная ошибка $\Delta x = 0.13$, $\Delta y = 1.5$, $\Delta z = -9.7$ метра, число обусловленности было 10^3 . Представляет интерес тот факт, что в этом созвездии один из выбранных спутников находился на малом возвышении, при том, что во всех руководствах по ГНСС указано на желательность отсечки спутников с углами возвышения ниже $25-30^\circ$ над горизонтом. Замена это-

го спутника на другой, под тем же азимутом, но выше над горизонтом, привела не к снижению, а к возрастанию навигационной ошибки – $\Delta x = 3.6$, $\Delta y = -10.3$, $\Delta z = 52.4$ метра.

Промежуточные выводы можно сформулировать в следующем порядке:

- большое число обусловленности матрицы системы является показателем большой навигационной ошибки, независимо от причин. Следовательно, можно усовершенствовать пользовательские алгоритмы, введя дополнительный этап оценки числа обусловленности. При превышении заданного порога сменить используемое созвездие спутников;

- нет необходимости в априорном исключении спутников, находящихся на низких углах возвышения. Если отношение сигнал/шум находится в рабочем диапазоне и приемная аппаратура не выставила cycle-slip flag, свидетельствующий о развитии режиме фазовых сцинтилляций (то есть информация со спутника прошла) данные этих спутников можно использовать в решении навигационной задачи;

- простое увеличение числа спутников не позволяет улучшить результат, в наших расчетах навигационная ошибка при учете 7 спутников (вместо 4-х) привела к возрастанию ошибки в 9 раз (от 1.35 до 11.4 метра по Y и от 1.4 до 9.9 метра по Z) по сравнению с оптимальным созвездием из 4-х спутников, характеризующимся минимальным числом обусловленности матрицы (4).

Влияние алгоритмов решения навигационной задачи на ошибку позиционирования

В штатных алгоритмах определения координат для переопределенной системы линейных уравнений $Y = A \cdot X$ (системы наблюдений) решение находится методом наименьших квадратов по формуле:

$$X = (A^1 \cdot A)^{-1} A^1 \cdot Y$$

$$\|Y - \hat{Y}\|_w^2 = \sigma_i^2 Y = (y_1, \dots, y_n)^1 \sum_1 w_i \cdot (y_i - \hat{y}_i)^2$$

Если решение минимизирует остаток с весовой функцией W , то оно записывается в виде:

$$\hat{X} = (A^1 \cdot W \cdot A)^{-1} A^1 \cdot W \cdot Y$$

Весовая матрица W обычно выражается следующим образом:

$$W = \begin{pmatrix} 1/\sigma_1^2 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 1/\sigma_n^2 \end{pmatrix}$$

где σ_i^2 – отклонение за счет шума компоненты вектора наблюдений $Y = (y_1, \dots, y_n)^1$.

Если P_Y – ковариационная матрица для вектора наблюдений Y , то $W = P_Y^{-1}$. Тогда наименьшее отклонение для решения \hat{X} записывается в виде: $P_{\hat{X}} = (A^1 \cdot W \cdot A)^{-1}$.

Использование фильтра Калмана для решения задачи спутниковой навигации предполагает использование итерационной процедуры, записанной в виде:

$$\hat{X}^-(n) = \Phi(n-1) \cdot \hat{X}^-(n-1)$$

$$P_{\hat{X}^-} = \Phi(n-1) \cdot P_{\hat{X}^-(n-1)} \cdot \Phi(n-1)^T + Q(n-1)$$

где $\hat{X}^-(n)$ – предполагаемое значение вектора \hat{X} на следующем шаге (предиктор), Q – матрица шума.

Систему уравнений для наблюдений $Y(n) = A(n) \cdot X(n)$ можно расширить, добавив предиктор в качестве наблюдения

$$\begin{bmatrix} Y(n) \\ \hat{X}^-(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A(n) \\ I \end{bmatrix} \cdot X(n) \quad W = \begin{bmatrix} P_{Y(n)} & 0 \\ 0 & P_{\hat{X}^-(n)} \end{bmatrix}^{-1} \quad (5)$$

Значения $\hat{X}^-(n)$ на n -том шаге можно получить, решив систему уравнений (5) методом наименьших квадратов с использованием матрицы весов W . Соответственно, значение $P_{\hat{X}^-(n-1)}$ находится по формуле:

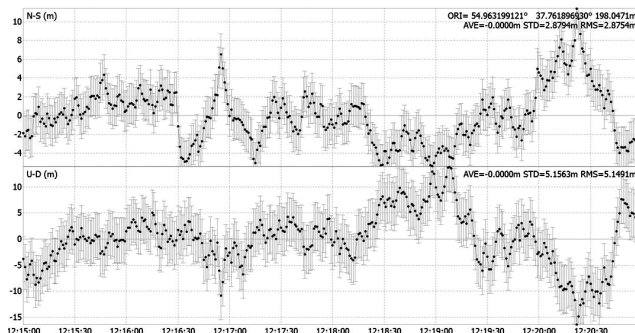
$$P_{\hat{X}^-(n-1)} = (A^T \cdot P_{Y(n)}^{-1} \cdot A + P_{\hat{X}^-(n)}^{-1})^{-1}$$

Далее находятся предиктор $\hat{X}^-(n+1)$ и $P_{\hat{X}^-(n)}$ для следующего шага итерационной процедуры.

Применение фильтра Калмана возможно как в кинематическом, так и в статическом вариантах. В последнем случае на решение накладываются дополнительные условия связи: скорость равна нулю, вариация координат минимизируется.

Рассмотрим последовательно, как меняется точность позиционирования при смене алгоритмов расчета координат. Для демонстрации выбраны данные регистрации системы GPS приемником Javad Prego 06/09/2017 в условиях рентгеновской вспышки на Солнце класса X9, начавшейся в 12:00 UT. На рисунках 1–3 представлена ошибка (в метрах) в направлении север-юг (N-S) и по вертикали (U-D) в стандартном двухчастотном режиме, с использованием фильтра Калмана в кинематическом и статическом режимах. Стандартный двухчастотный алгоритм, теоретически исключая влияние ионосферы [Демьянов и др., 2014], дал ошибку в 10–20 метров в направлении север-юг и по вертикали. В кинематическом режиме ошибка упала в 3–5 раз, а в статическом – на два порядка. На рис. 4 представлены результаты обработки данных приемника Javad Sigma по регистрации сигналов ГНСС ГЛОНАСС 17.03.2015 во время магнитной бури с $Kp = 9$. Видно, что современные адаптивные алгоритмы обработки позволяют решать навигационную задачу в условиях ГФО «Михнево» даже в условиях сильных гелиогеомагнитных

Рис. 1. Ошибка позиционирования приемника Javad Prego во время солнечной рентгеновской вспышки 06.09.2017 класса X9 (двухчастотный режим, штатный алгоритм определения координат)



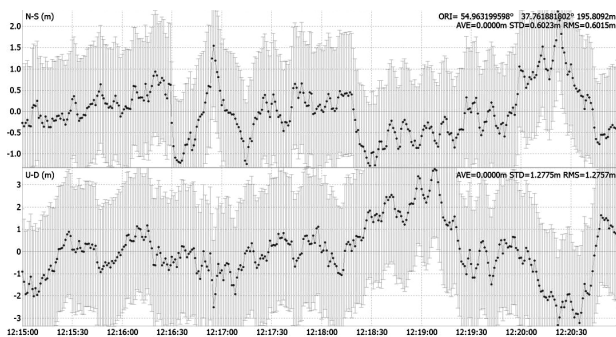


Рис. 2. Результаты расчетов по фильтру Калмана в кинематическом режиме

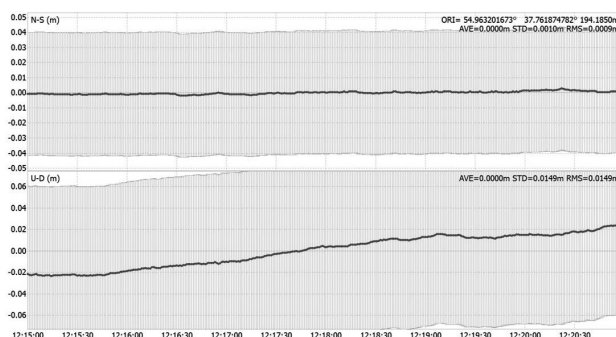


Рис. 3. Результаты расчетов по фильтру Калмана в статическом режиме

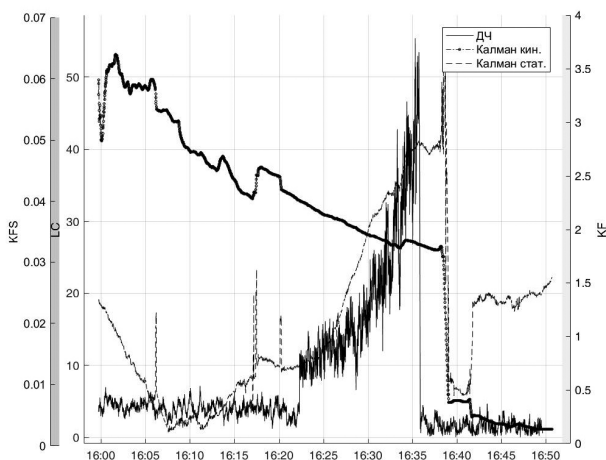


Рис. 4. Ошибка позиционирования двухчастотного приемника ГЛОНАСС по время геомагнитной бури 17 марта 2015 г. (ДЧ) и результаты коррекции ошибки с использованием динамического (Калман кин.) и статического (Калман стат.) фильтров Калмана

возмущений. Еще раз подчеркиваем, что следует различать точность измерения расстояния до спутника (0.95 метра не менее, чем в 95% времени) и точность решения навигационной задачи.

Даже в статическом режиме оценка ошибки составляет не менее 12 см (рис. 3). В отличие от алгоритма, рассмотренного в предыдущих двух разделах, для адаптивного фильтра Калмана критичным оказывается двухчастотный прием. Анализ данных наблюдений в ГФО «Михнево» показал, что пропуски измерений на частоте L2 в первичных RINEX файлах, интерпретируемые как неполучение ин-

формации со спутника, вызванные, вероятнее всего, сильными фазовыми сцинтилляциями на мелкомасштабных возмущениях в ионосфере, приводят к лагунам в определении координат.

Выводы

Текущая реализация наблюдаемого созвездия спутников ГНСС и неоднородной ионосферы определяют величину навигационной ошибки в равной степени. Использование только зенитного угла спутника в качестве критерия отбора может ухудшить точность определения координат. Введение в алгоритмы позиционирования этапа контроля числа обусловленности матрицы системы навигационных уравнений позволяет на порядок уменьшать ошибку позиционирования при использовании штатных алгоритмов.

Адаптивные итерационные алгоритмы позволяют компенсировать ошибки позиционирования при получении информации со спутника в двухчастотном режиме даже при сильных гелиогеомагнитных возмущениях (вспышки X-класса и бури с $K_p = 9$). При срыве сопровождения спутника на частоте L2 работа этих алгоритмов становится невозможной. Во время магнитных возмущений плотность наблюдений на частоте L2 падает в 2–4 раза по сравнению с L1 [Демьянов и др., 2014]. Поэтому, несмотря на несомненные достоинства фильтра Калмана, считаем потенциал классических алгоритмов одночастотного позиционирования не использованным до конца. В дальнейшем необходимо определить критерии выбора рабочего созвездия по числу обусловленности и провести реанализ данных ГФО «Михнево» в разных геофизических условиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН (проект № 0146-2015-0019).

Литература

Демьянов В.В., Ясюкевич Ю.В. Механизмы воздействия нерегулярных геофизических факторов на функционирование спутниковых радионавигационных систем // Солнечно-земная физика. Иркутск : Изд-во ИГУ, 2014. – 349 с.

Черменин А.В. Анализ ошибок навигационной спутниковой системы в ГФО «Михнево» // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 7: сборник научных трудов. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2015. С. 175–180.

James Bao-Yen Tsui, Fundamentals of Global Positioning System Receivers: A Software Approach. John Wiley & Sons, Inc. 2000. – 255 p.

Hernandez-Pajares M., Juan Zornoza J.M., Sanz Subirana J. GPS data processing: code and phase Algorithms, Techniques and Recipes. 2008.

Klobuchar, J., 1987. Ionospheric Time-Delay Algorithms for Single-Frequency GPS Users. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems (3), pp. 325–331.

Global Positioning System (GPS) Standard Positioning Service (SPS) Performance. Analysis Report Submitted To Federal Aviation Administration GPS Product Team 1284 Maryland Avenue SW Washington, DC 20024 Report #86 July 31, 2014 Reporting Period: 1 pril – 30 June 2014, p. 22.

ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СРЕДНЕШИРОТНЫХ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПО ДАННЫМ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ GPS В ГФО «МИХНЕВО»

И.Х. Ковалева, А.Н. Ляхов, И.А. Ряховский

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В работе анализируются разбросы (ошибки) в оценке на основе экспериментальных данных по трём частотам показателей степени флуктуационного спектра. Расхождения в оценках по парам частот объясняются различными путями прохождения ионосферы сигналами на разных частотах. Временные зависимости этих разбросов отражают пространственно-временные неоднородности флуктуаций, не описываемые степенными спектрами турбулентности. Проведённый фрактальный анализ данных ошибок позволяет выявить характерные масштабы и ориентацию тех структур, которые формируют ионосферный спектр флуктуаций, генерирующих ошибки GPS связи.

Введение

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) GPS и ГЛОНАСС [Tsui, 2000]. используются не только для решения навигационных задач, но и как достаточно мощный инструмент исследования свойств ионосферы Земли [Демьянов и др., 2014]. Наиболее широко распространено использование данных по полному электронному содержанию в ионосфере (интеграл электронной концентрации по направлению на спутник), позволяющее вести мониторинг крупномасштабных процессов в ионосфере и верификацию теоретических и экспериментальных моделей. В последние годы возникло новое направление анализа данных ГНСС, ориентированное на изучение мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере [Демьянов и др., 2014]. Принципиальная схема такого подхода заключается в применении математического аппарата статистической радиофизики [Wheelon, 2003], в рамках которого, реальная ионосфера заменяется бесконечно тонким слоем («фазовым экраном»), что позволяет получить аналитические выражения, связывающие параметры неоднородностей электронной концентрации с измеряемыми параметрами сигнала. Принимается, что в этом слое ионосфера содержит неоднородности электронной концентрации (и соответственно диэлектрической проницаемости) вызывающие возмущения амплитуды и фазы радиосигнала ГНСС.

Для практических приложений такие возмущения, называемые амплитудными и фазовыми сцинтилляциями, соответственно, могут, при превышении некоторого критического порога, прервать прием информации со спутника, при формально удовлетворительном отношении сигнал/шум. Такие геофизические ситуации мо-

гут привести к невозможности использования ГНСС даже при наличии в зоне видимости требуемого числа спутников (более 4-х).

С другой стороны, анализ скинтилляций позволяет исследовать как морфологические характеристики мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, так и верифицировать теоретические модели турбулентных процессов в ионосфере. Общепринятый на сегодня подход содержит следующие шаги. Принимается гипотеза о степенном характере пространственного спектра неоднородностей электронной концентрации; экспериментальные данные по амплитудным или фазовым скинтилляциям сравниваются с аналитическими выражениями, полученными в рамках статистической радиофизики; производится подбор параметров спектра неоднородностей. В некоторых случаях выполняется прямое численное моделирование временной эволюции скинтилляций, возникающих в ионосфере с неоднородностями заданного спектра.

Традиционно спутники ГНСС GPS работали на двух частотах ($L1 = 1575.41$ и $L2 = 1227.60$ МГц). Из данных наблюдений на двух частотах можно определить показатель спектра ионосферной турбулентности [Wheelon, 2003]. Новое поколение спутников GPS излучает сигнал на частоте $L5 = 1176.45$ МГц. Появление третьей частоты (прием на частотах $L3 = 1381.05$ и $L4 = 1379.913$ МГц гражданской аппаратурой невозможен) позволил сформулировать новую задачу – восстановить параметры спектра ионосферных неоднородностей, используя разные пары частот $L1-L2$, $L1-L5$ и $L2-L5$. Если существующие представления об ионосферной турбулентности и распространении радиосигналов GPS верны, то мы должны получить совпадающие значения.

Источником экспериментальных данных являются записи сигналов GPS, полученные в среднеширотной геофизической обсерватории (ГФО) «Михнево» ИДГ РАН приемником Javad Sigma в январе 2016 года. Анализ экспериментальных результатов выполнен по классической схеме частотных корреляций [Wheelon, 2003]. Результат использования трех частот, вместо двух, привел, как показано ниже, к расхождениям в показателях спектра ионосферных неоднородностей, полученных по каждой паре частот. Поскольку пути распространения сигналов на частотах $L1$, $L2$, $L5$ различаются из-за частотной зависимости показателя преломления ионосферы, обнаруженные различия можно использовать для описания изменения флуктуаций электронной концентрации в пространстве. В данной статье предпринята первая попытка рассмотреть временные ряды спектров неоднородностей как фрактальные множества, получая на выходе диапазоны пространственных масштабов, для которых справедливо рассмотрение сигнала как множества самоподобных волновых флуктуаций. Поскольку для спутниковых данных понятие пространства и времени жестко связано и определяется параметрами орбитального движения, изменение этих масштабов при наблюдении созвездия GPS под различными азимутами и углами возвышения позволяет оценить ориентацию неоднородных структур в ионосфере и их размеры.

Метод анализа и предварительные результаты

Предполагается, что ионосферные неоднородности (флуктуации электронной концентрации) представляют собой набор ориентированных, относительно геомагнитного поля, волновых пакетов (длина волны порядка метра), связанных со сгустками или разрежениями плотности плазмы (размерами от километра до 10 км)

[Kovaleva, 2012; Ковалева, 2013]. Используемая в ГФО «Михнево» частота получения данных GPS в 1 Гц, и выбранный нами размер временного окна для метода частотной корреляции (5 минут) позволяют анализировать неоднородности с размером более 500 метров.

Использовалась классическая модель степенного спектра флуктуаций электронной концентрации [Wheelon, 2003]:

$$\Phi(\mathbf{k}) \sim \frac{\langle \delta N_e^2 \rangle \kappa_0^{\nu-3}}{\kappa^\nu [1 + (A^2 - 1) \cos^2 \Theta]^{\nu/2}}$$

где A – степень вытянутости неоднородностей вдоль геомагнитного поля, Θ – угол между направлением распространения электромагнитной волны и геомагнитным полем (нормировочные константы опущены), $\langle \delta N_e^2 \rangle$ – среднеквадратичная вариация электронной концентрации, \mathbf{k} , κ – волновой вектор, волновое число для Фурье-представления неоднородной электронной концентрации. Нормированный коэффициент корреляции амплитуд двух сигналов на разных частотах дается выражением [Wheelon, 2003]:

$$R(k_1, k_2) = \frac{1}{r^{(\nu-2)/4}} \left[\left(\frac{r+1}{2} \right)^{\nu/2-1} - \left(\frac{r-1}{2} \right)^{\nu/2-1} \right]$$

где $r = k_2/k_1$, k_1, k_2 – волновые числа, ν – спектральный индекс.

При этом данные отражают флуктуации, связанные со сгустками и разрежениями километрового размера. Пример временной зависимости полученных по трём частотам показателей степени спектра приведён на рис. 1. Показатели степени по каждой паре частот постоянно флуктуируют и эти флуктуации для каждой пары частот различны, так как являются результатом анализа сигнала прошедшего по различным траекториям.

Для дальнейшего анализа перейдем от временных рядов к зависимостям от пути, пройденного лучом через тонкий фазовый экран на высоте 300 км. Такой подход позволяет исключить угол, под которым виден спутник. Выдвинем гипотезу, что расхождения в оценках ν по разным парам частот явились результатом того, что сигнал на одной частоте проходит через ионосферную неоднородную структуру, в то время как сигнал на другой частоте проходит в промежутке между структурами. Этот процесс повторяется в процессе движения спутника – происходит «переключение» между сигналами разных частот в части их прохождения через неоднородную ионосферу.

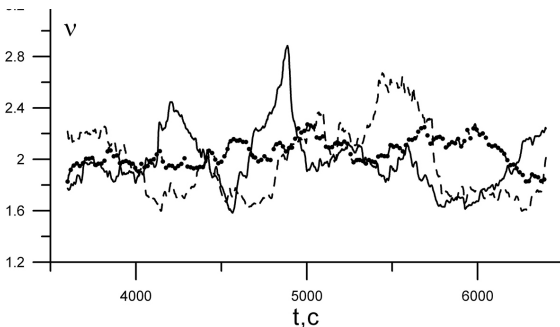


Рис. 1. Временная зависимость показателя степенного спектра при оценке по сигналу на двух из трёх частот

Далее оценим параметры ионосферы по методу [Higuchi, 1988; Higuchi, 1990], впервые использованному для оценки параметров электромагнитной турбулентности магнитосферной плазмы. Электромагнитный сигнал рассматривается как фрактальное множество. Имея конечный набор данных $X(1), X(2), X(3)...X(N)$ конструируем наборы данных:

$$X(m), X(m+k), X(m+2k)...X\left(m+\left[\frac{N-m}{k}\right] \cdot k\right)$$

где $m = 1, 2, \dots, k$; m – начальное время, k – интервал времени.

Так называемая фрактальная длина кривой каждого множества рассчитывается по формуле:

$$L_m(k) = \frac{\sum_{i=1}^{N-1} |x(m+ik) - x(m+(i-1)k)|}{k} \cdot \frac{N-1}{\left(\left[\frac{N-m}{k}\right] k\right)}$$

Для временного интервала k

$$\langle L(k) \rangle = \frac{1}{k} \sum_{m=1}^k L_m(k)$$

Типичная зависимость $\langle L(k) \rangle \sim k^{-D}$, где D – фрактальная размерность.

Применение вышеописанного метода к показателям спектра ионосферных неоднородностей приводит к зависимости, представленной на рис. 2. Согласно современным теоретическим моделям, изменение наклона кривой в логарифмическом масштабе говорит о мультифрактальном характере сигнала. Точка перегиба кривой даёт оценку граничного размера самоподобных структур [Higuchi, 1990]. Положение этой точки пересчитывается в максимальный линейный размер неоднородности в ионосфере.

Анализируя максимальные пространственные размеры структур, полученные при разных азимутах и углах возвышения, можно определить видимый размер ионосферной неоднородности в зависимости от угла возвышения α (рис. 3). Представленная на рис. 3 зависимость подтверждает уже высказывавшееся в ряде работ утверждение [Афраймович и др., 2010а,б; Afraimovich et al., 2011a,b], что волновые структуры ориентированы (вытянуты) вдоль геомагнитного поля. В нашем случае при прохождении луча примерно вдоль поля (угол с вертикалью 60 градусов) наблюдаются наименьшие размеры структур. Можно также предположить, что в используемых условиях наблюдений ионосферные неоднородности ориентированы под небольшим углом (порядка 7 градусов) к геомагнитному полю. На рис. 4 приведены распределения по видимым размерам ионосферных неоднородностей при разделении условий наблюдений на две группы: а) – угол возвышения менее 40 градусов, б) – угол возвышения более 40 градусов.

Данное распределение получено для утренних часов по UT, что соответствует местным дневным условиям в ГФО «Михнево». Хорошо видно, что для $\alpha > 40^\circ$ видимые размеры структур гораздо меньше. Это позволяет выдвинуть гипотезу о форме структур – вытянутые почти вдоль геомагнитного поля слои (листы). В этом случае при пересечении тонких граней видимый размер структур будет малым, а при прохождении протяжённого бокового размера скользящим лучом размер будет значительно больше.

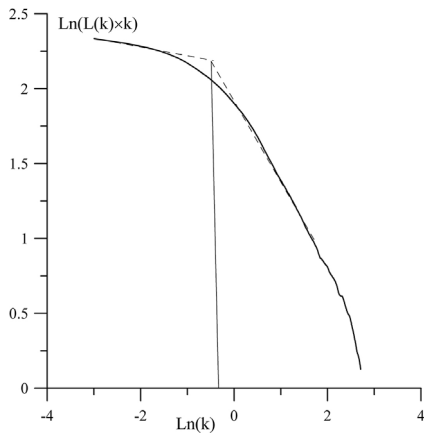


Рис. 2. Зависимость фрактальной длины от k в мультифрактальном процессе

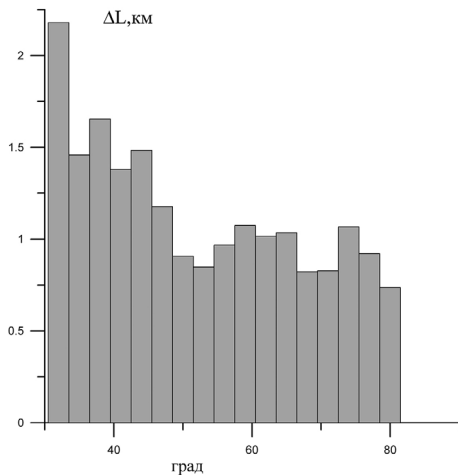


Рис. 3. Зависимость видимого пространственного размера ионосферной неоднородности от угла возвышения

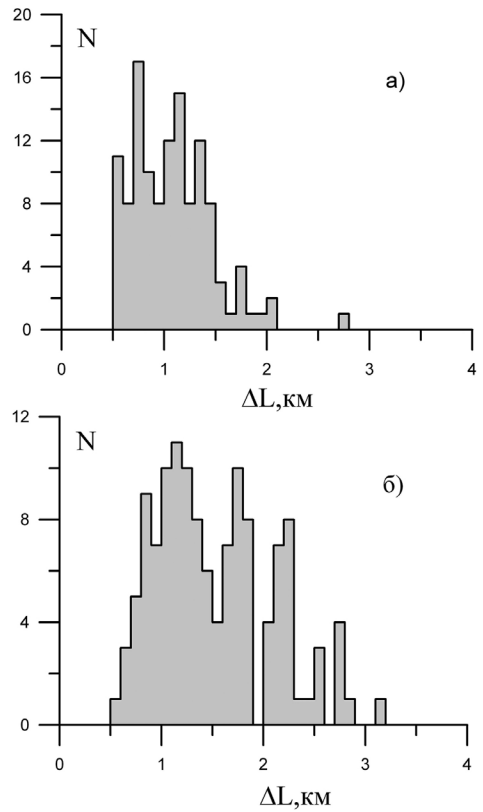


Рис. 4. Распределения по размерам ионосферных неоднородностей: а – $>40^\circ$; б – $<40^\circ$

Выводы

Предложенная в работе методика анализа данных регистрации сигналов трех-частотных ГНСС GPS методом частотной корреляции позволяет выявить асимметрию ионосферных неоднородностей, особенности их ориентации в пространстве в зависимости от сезона, времени суток, геофизической обстановки и оценить максимальные размеры множества самоподобных структур электронной концентрации, формирующих в ионосфере турбулентный слой, ответственный за амплитудные сцинтилляции радиосигнала ГНСС. В дальнейшем необходимо проанализировать зависимость параметров ионосферных неоднородностей от геофизических условий наблюдений. Также целесообразно выполнить аналогичный анализ данных на трех частотах с использованием методов фазовой и амплитудно-фазовой корреля-

ции. Дополнительная информация может быть получена с использованием данных второго приемника GPS Javad Prego, расположенного в ГФО «Михнево» на расстоянии 200 метров от Javad Sigma.

Исследования проводились в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0014).

Литература

Афраймович Э.Л., Астафьева Э.И., Косогоров Е.А., Ясюкевич Ю.В. Проявление магнито-ориентированных ионосферных плазменных возмущений на средних широтах // Солнечно-земные связи и физика предвестников землетрясений: V Междунар. конф., с. Паратунка, Камчатский край, 2–7 августа 2010 г.: сб. докладов. Петропавловск-Камчатский, 2010. С. 252–255.

Афраймович Э.Л., Астафьева Э.И., Ишин А.Б., Косогоров Е.А., Ясюкевич Ю.В. Среднеширотные магнитоориентированные ионосферные плазменные образования и их влияние на работу систем дифференциальной навигации GPS и радиоинтерферометров с большой базой // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из Космоса. Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: сб. науч. тр. М. : ООО «До Мира», 2010. Т. 7, № 1. С. 159–172.

Демьянов В.В., Ясюкевич Ю.В. Механизмы воздействия нерегулярных геофизических факторов на функционирование спутниковых радионавигационных систем // Солнечно-земная физика. Иркутск : Изд-во ИГУ, 2014. – 349 с.

Ковалева И.Х. Диссипативные ионно-циклотронные солитоны с чирпом в плазме нижней ионосферы Земли, содержащей несколько видов ионов // Физика плазмы Т. 39, № 3, с. 1–11, 2013.

Afraimovich E.L., Ishin A.B., Tinin M.V., Yasukevich Yu.V., Jin S. First evidence of anisotropy of GPS phase slips caused by the mid-latitude field-aligned ionospheric irregularities // Adv. Space Research. 2011a. Vol. 47, № 10. P. 1674–1680.

Afraimovich E.L., Astafieva E.I., Kosogorov E.A., Yasukevich Yu.V. The mid-latitude field-aligned disturbances and their effect on differential GPS and VLBI // Adv. Space Research. 2011b. Vol. 47, № 10. P. 1804–1813.

Higuchi T. Approach to an irregular time series on the basis of the fractal theory // Physica D. 1988. 31, p. 277–283.

Higuchi T. Relationship between the fractal dimension and the power-law index for a time series: a numerical investigation // Physica D. 1990. 46. P. 254–264.

James Bao-Yen Tsui, Fundamentals of Global Positioning System Receivers: A Software Approach. 2000. John Wiley & Sons, Inc. – 255 p.

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

Wheelon A.D. Electromagnetic Scintillation. Cambridge University Press. 2003. – 462 p.

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАБОЧИЕ ЧАСТОТЫ КВ-РАДИОЛИНИЙ

А.В. Черменин, А.Н. Ляхов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В статье представлены результаты численного моделирования максимально применимых частот КВ диапазона в условиях изменения геомагнитного поля. Возмущения ионосферы, вызванные изменением геомагнитного поля, сказываются на распространении КВ радиоволн в Восточно-Сибирском секторе РФ. Наиболее критичными результатами являются: изменение интервалов доступности для работы в моде 1F2 и изменение частотных диапазонов для мод слоя E, во многом определяющих помеховую обстановку в КВ диапазоне. Эффект хорошо наблюдается при сильно возмущённых условиях ($K_p = 7$) и остаётся заметен даже при $K_p = 4$ на длинных трассах, проходящих через Арктическую область.

Введение

Наблюдаемые в последние десятилетия изменения геомагнитного поля [Mandea, Dogru, 2003; Дьяченко, 2003] могут вызвать детерминированный отклик в параметрах ионосферы, связанный с изменениями в сложном контуре обратных связей магнитосферно-ионосферных процессов. Исследованию этого отклика был посвящен ряд статей [Eufriq, 1963; Ляхов и др., 2006, 2016; Cnossen, Richmond, 2013]. Расчетные изменения параметров ионосферы, в принципе, успешно маскируются в настоящее время вариациями, вызванными высокой геомагнитной активностью. Физический механизм изменения структуры ионосферы по результатам численного моделирования [Ляхов и др., 2006, 2016], выполненного с использованием разных численных моделей СТМ [Fuller-Rowell et al., 1996; Qian et al., 2014], заключается в изменении фазового сдвига между солнечным и магнитным локальным временем. Солнечное локальное время контролирует ионизацию атмосферы УФ излучением Солнца, а магнитное локальное время определяет ионизацию и нагрев ионосферы потоками высыпавшихся энергичных электронов и протонов. Используемые в настоящее время модели геомагнитного поля и ионосферы для территории РФ созданы на базе измерений 70-х годов XX века (ГОСТ 25645.126-85). Изменения геомагнитного поля за период 1980–2015 годы можно считать достаточно серьезными (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/poles/polesexp.html>). Эксплуатация современных и перспективных систем КВ радиосвязи и радиолокации в частотном диапазоне 2–30 МГц, в особенности в Арктическом и Восточно-Сибирском регионах, критическим образом зависит от возможности прогноза рабочих частот. Поэтому нами была поставлена и решена задача численного моделирования изменения рабочих частот на радиотрассах разной ориентации и протяженности в условиях изменения геомагнитного поля.

Численные модели ионосферы и распространения радиоволн

Численное моделирование ионосферы выполнялось с помощью трехмерной самосогласованной модели ионосферы и термосферы TIEGCM 2.0, которая осуществляет совместное решение уравнений динамики плазмы и нейтральной атмосферы под воздействием солнечного излучения, потоков высыпавшихся электронов и протонов, в электрических полях, определяемых самосогласованным образом. В TIEGCM используется модель геомагнитного поля Земли IGRF-2012 на конкретную эпоху. Коэффициенты разложения на период 1980–2015 гг. считаются точно определенными. Расчеты выполнялись в климатологическом режиме, в котором входными параметрами являются индексы солнечной (F10.7) и геомагнитной (Kp) активности. Год, на который выполняются расчеты, также является входным параметром, задавая значения магнитного поля Земли на расчетной сетке. Диапазон высот, охватываемый расчетами, лежит в области 90–700 км и зависит от состояния термосферы (в модели использована логарифмическая сетка по уровням давления).

Моделирование распространения КВ радиоволн в диапазоне частот 2–30 МГц выполнялось с помощью программного комплекса SIMPLE (Short-wave propagation in Ionosphere Model with Plasmasphere Exchange), реализующего метод нормальных волн [Пономарчук и др., 2016] ИСЗФ СО РАН. Программный комплекс осуществляет автоматическое определение максимально применимых частот (МПЧ) для разных мод распространения КВ радиосигнала (1F2 – один скачок через F2 слой, 2F2 – два скачка через F2 слой, 1E, 2E – один или два скачка через E-слой) и модовую структуру, расчёт ДЧХ (дистанционно-частотная характеристика) и АЧХ (амплитудно-частотная характеристика) канала. Входными данными являются концентрация электронов и эффективная частота соударений с нейтралами, рассчитанные в модели TIEGCM для данной трассы в заданных условиях.

Моделирование ионосферы выполнялось для двух уровней геомагнитной активности ($K_p = 4$ и $K_p = 7$) для 4 сезонов (зимнее и летнее солнцестояния, весеннее и осеннее равноденствия) для трех радиотрасс: Норильск-Иркутск (близкая к меридиональной ориентации), Магадан-Иркутск (близкая к широтной ориентации) и Анкоридж-Иркутск (смешанного типа). В радиофизической части рассчитывались максимально применимые частоты (МПЧ) для односкачкового распространения через слой F2 и допустимые МПЧ для мод, распространяющихся через слой E ионосферы. Для изменения года моделирования и, соответственно, геомагнитного поля от 1980 до 2014 гг. рассчитывались изменения МПЧ и интервала доступности (периода времени, в который возможно распространение радиоволн на заданной трассе).

Результаты расчетов

Результаты численного моделирования суточного хода МПЧ для мод 1F2 и 1E представлены на рисунках 1 и 2. Учитывая «заморозку» всех возмущающих геофизических факторов кроме изменения геомагнитного поля, видно, что последнее приводит к изменению МПЧ и сдвигу интервалов доступности на заданной трассе. Сводные результаты для всех сезонов и двух уровней геомагнитной активности представлены в таблицах 1 и 2.

В табл. 1 приведены результаты максимального изменения МПЧ (в МГц) для указанного сезона, трассы и уровня геомагнитной активности с учетом знака. В табл. 2 представлены изменения интервалов доступности (в часах, положительные

значения соответствуют увеличению интервала доступности, отрицательные – сокращению). Для практических приложений заметным можно считать изменение МПЧ на величину больше 1 МГц и интервала времени доступности более чем на один час.

Результаты показывают, что наиболее сильно эффект проявляется в распространении мод слоя E. Для односкачковой трассы через F2 слой более заметно изменение интервалов доступности (до 3 часов), чем изменение МПЧ. Пропуски в таблицах соответствуют невозможности распространения радиосигнала одним скачком. Многоскачковые моды не рассматривались из-за их практической неприменимости в задачах загоризонтной радиолокации.

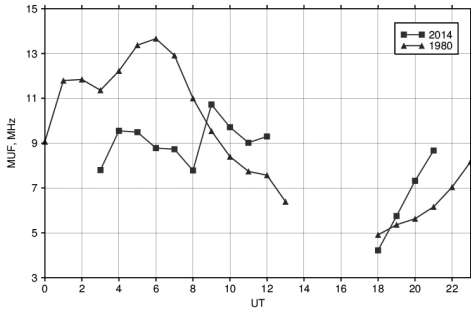


Рис. 1. Суточный ход МПЧ для моды 1F2 на трассе Магадан-Иркутск (Kr = 7, осеннее равноденствие)

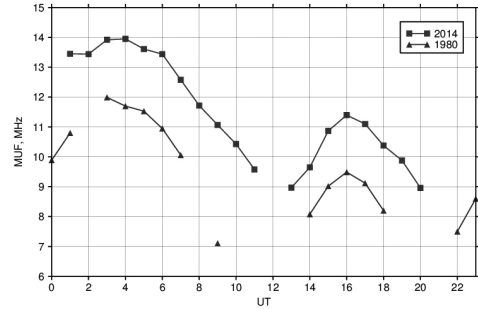


Рис. 2. Суточный ход МПЧ для моды 1E на трассе Магадан-Иркутск (Kr = 7, осеннее равноденствие)

Таблица 1. Изменение МПЧ за период 1980–2014 гг.

Kr = 7			
	Анкоридж-Иркутск	Магадан-Иркутск	Норильск-Иркутск
ВЕСНА	E: 2.7 МГц F2: -1.3 МГц	E: 1.9 МГц F2: -1.3 МГц	E: 2.5 МГц F2: -1.56 МГц
ЛЕТО	E: 2.66 МГц	E: 2 МГц F2: -1.93 МГц	E: 2.32 МГц F2: -0.65 МГц
ОСЕНЬ	E: 2.81 МГц F2: -1.87 МГц	E: 3.96 МГц F2: -4.88÷2.94 МГц	E: 2.12 МГц F2: -0.36÷0.49 МГц
ЗИМА	E: 2.64 МГц F2: -0.73÷0.49 МГц	E: 2.05 МГц F2: -0.74÷0.24 МГц	E: 1.94 МГц F2: -0.49÷0.54 МГц
Kr = 4			
	Анкоридж-Иркутск	Магадан-Иркутск	Норильск-Иркутск
ВЕСНА	E: 1.9 МГц F2: -1.4 МГц		
ЛЕТО	E: 1.58 МГц F2: -1.27 МГц	E: 0.04 МГц F2: -0.82 МГц	E: 0.18 МГц F2: -0.18÷0.66 МГц
ОСЕНЬ	E: 1.92 МГц F2: -1.05÷0.47 МГц	E: 0.07 МГц F2: -0.27÷0.14 МГц	E: 0.34 МГц F2: -0.09÷0.48 МГц
ЗИМА	E: 1.85 МГц F2: -0.87÷0.53 МГц	F2: -0.12÷0.36 МГц	F2: 0.4 МГц

Таблица 2. Изменение интервала доступности за период 1980–2014 гг.

Кр = 7			
	Анкоридж-Иркутск	Магадан-Иркутск	Норильск-Иркутск
ВЕСНА	E: -1 ч F2: -3 ч	E: +1 ч F2: -1 ч	E: +3 ч F2: -3 ч
ЛЕТО	E: -4 ч	E: -2 ч F2: -2 ч	E: +1 ч F2: -2 ч
ОСЕНЬ	E: -1 ч F2: -2 ч	E: +4 ч F2: -6 ч	E: +4 ч F2: -6 ч
ЗИМА	E: +1 ч F2: -1 ч	E: +2 ч F2: +1 ч	E: +2 ч F2: -1 ч
Кр = 4			
	Анкоридж-Иркутск	Магадан-Иркутск	Норильск-Иркутск
ВЕСНА	E: -2 ч		
ЛЕТО	E: -2 ч F2: -3 ч	E: без изменений F2: -1 ч	E: без изменений F2: -2 ч
ОСЕНЬ	E: -3 ч F2: -2 ч	E: без изменений F2: без изменений	E: +2 ч F2: +2 ч
ЗИМА	E: +3 ч F2: -3 ч	E: без изменений F2: -1 ч	F2: без изменений

Результаты численного эксперимента показывают, что искажения ионосферы, вызванные изменением геомагнитного поля, сказываются на распространении КВ радиоволн в Восточно-Сибирском и Арктическом секторах РФ. Наиболее критичными результатами являются изменение интервалов доступности для работы в моде 1F2 и небольшое (1–2 МГц) снижение МПЧ и заметное изменение частотных диапазонов для мод слоя E, во многом определяющих помеховую обстановку в КВ диапазоне. Эффект хорошо наблюдается при сильно возмущённых условиях ($K_p = 7$) и остаётся заметен даже при спокойном геомагнитном поле ($K_p = 4$) на длинных трассах, проходящих через арктическую область. Представленные результаты доказывают, что прогностические модели ионосферы для задач КВ радиосвязи и загоризонтной радиолокации должны учитывать текущее состояние геомагнитного поля и его прогноз на ближайшие годы.

Исследования проводились в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0002).

Литература

Дьяченко А.И. Магнитные полюса Земли. Москва: Издательство Московского центра непрерывного математического образования, 2003. – 48 с. ISBN 5-94057-080-1.

Ляхов А.Н., Зецер Ю.И., Фуллер-Роуэлл Т. Возможные последствия смещения магнитных полюсов для структуры и динамики верхней атмосферы Земли // ДАН. 2006. Т. 409, № 5. С. 688–690.

Ляхов А.Н., Лосева Т.В., Черменин А.В., Гаврилов Б.Г. Численное моделирование изменений ионосферы Земли, вызванных трендом геомагнитного поля // Гелиогеофизические исследования. Выпуск 15, С. 49–58, 2016.

Пономарчук С.Н., Ильин Н.В., Ляхов А.Н., Пензин М.С., Романова Е.Б., Таццилин А.В. Комплексный алгоритм расчета характеристик распространения КВ радиоволн на основе модели ионосферы и плазмосферы и метода нормальных волн // Известия высших учебных заведений. Физика. Т. 59. № 12(2). 2016. С. 70–73.

Cnossen I., Richmond A.D. Changes in the Earth's magnetic field over the past century: Effects on the ionosphere-thermosphere system and solar quiet (Sq) magnetic variation // J. Geophys. Res: SPACE PHYSICS. 2013. V. 118. P. 849–858, doi:10.1029/2012JA018447.

Eyfrig, R.W. The effect of the magnetic declination on the F2 layer // Annales de Geophysique, 19(2), 102–117. 1963.

Fuller-Rowell T., Rees D., Quegan S., et al. A coupled thermosphere-ionosphere model. STEP Handbook on Ionospheric Models /ed. R.W. Schunk. 1996. Utah State University. P. 217–238.

Mandea M., Dormy E. Asymmetric behavior of magnetic dip poles // Earth, Planets and Space. 2003. V. 55, N 3. P. 153–157.

Qian, L., A.G. Burns, B.A. Emery, B. Foster, G. Lu, A. Maute, A.D. Richmond, R.G. Roble, S.C. Solomon, and Wangm W. The NCAR TIE-GCM: A community model of the coupled thermosphere/ionosphere system, in Modeling the Ionosphere-Thermosphere System, AGU Geophysical Monograph Series. 2014. P. 73–84.

УДК 535.31.593

ФОКУСИРОВКА РАССЕЯННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДАМИ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ

**И.В. Галактионов¹, А.В. Кудряшов², Г.Н. Мар², А.Н. Никитин²,
В.В. Самаркин², Ю.В. Шелдакова²**

¹ООО «Активная оптика НайтН»

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Проведено экспериментальное исследование возможности фокусировки лазерного излучения с длиной волны 0.65 мкм сквозь рассеивающую суспензию полистироловых микросфер диаметром 1 мкм, взвешенных в дистиллированной воде, с использованием биморфного адаптивного зеркала. Для измерения локальных наклонов вектора Пойнтинга рассеянного излучения применялся датчик Шака-Гартмана, интенсивность и размер фокального пятна в дальней зоне регистрировались с использованием ПЗС-камеры. Выполнен сравнительный анализ эффек-

тивности фокусировки рассеянного лазерного пучка с использованием 3 методик: минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» с использованием датчика Шака-Гартмана и оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по интенсивности фокального пятна в дальней зоне.

Введение

Среда считается мутной или рассеивающей, если она обладает явно выраженной оптической неоднородностью, вызванной присутствием примесей частиц с отличающимся показателем преломления (атмосферный аэрозоль, дымка, туман). В такой среде часть энергии распространяющегося излучения поглощается, а часть перераспределяется в пространстве, образуя ореол рассеянного света, который делает очертания рассматриваемых объектов размытыми и препятствует фокусировке излучения. Решение этой проблемы имеет особую значимость для задач увеличения дальности распространения излучения, распознавания образов, передачи информации по оптическим каналам связи [Mosk, Lagendijk, Lerosey, Fink, 2012; Vellekoop, Mosk, 2007].

В настоящей работе показана возможность принципиального улучшения качества фокусировки лазерного пучка сквозь рассеивающую среду с использованием 14-электродного биморфного адаптивного зеркала. Перед постановкой эксперимента была создана модель распространения лазерного пучка сквозь слой рассеивающей среды и регистрации распределения интенсивности прошедшего излучения на датчике Шака-Гартмана [Sheldakova, Kudryashov, Rukosuev, Lylova, 2016], а также выполнены численные оценки возможности компенсации измеренных искажений [Галактионов, Кудряшов, Шелдакова, Мар, Никитин, 2017]. Проведённые численные исследования подтвердили необходимость использования методов и средств адаптивной оптики для решения задачи компенсации искажений рассеянного лазерного пучка с целью повышения качества фокусировки.

Построенная адаптивная система включала датчик Шака-Гартмана, используемый для регистрации и анализа искажений лазерного пучка и ПЗС-камеру, измеряющую интенсивность и размер фокального пятна в дальней зоне. Были экспериментально протестированы 3 методики улучшения фокусировки: минимизация смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, оптимизация фокуса алгоритмом «восхождения на холм» с использованием датчика Шака-Гартмана и оптимизация фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по интенсивности фокального пятна в дальней зоне.

Биморфное адаптивное зеркало

В эксперименте для компенсации искажений рассеянного лазерного пучка использовалось биморфное адаптивное зеркало [Samarkin, Aleksandrov, Kudryashov, 2002; Kudryashov, Samarkin, Aleksandrov, 2001] с 14 электродами, апертурой 25 мм и диапазоном управляющих напряжений от -200 В до $+300$ В. На рис. 1 представлено устройство зеркала и схема расположения электродов.

Была исследована возможность данного зеркала воспроизводить центрально-симметричные искажения низшего порядка, которые, как известно [Галактионов,

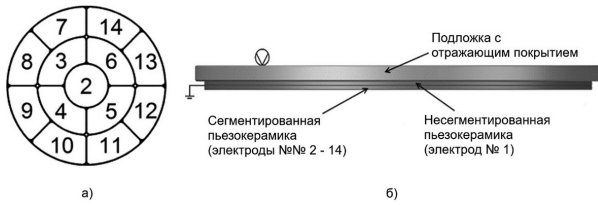


Рис. 1. Схема расположения электродов (а) и устройство биморфного зеркала (б)

Шелдакова, Кудряшов, 2015; Галактионов, Кудряшов, Шелдакова и др., 2017], вносят наиболее существенный вклад в рассеянное излучение. Начальные значения амплитуды искажений (peak-to-valley) составляли 25 мкм для дефокусировки и 4 мкм для сферической aberrации. Остаточная ошибка воспроизведения – RMS – составила, соответственно, 0.03 мкм для дефокусировки и 0.005 мкм – для сферической aberrации.

Методы фокусировки лазерного излучения

Экспериментально были протестированы 3 методики фокусировки рассеянного пучка.

1. Минимизация смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана – был использован алгоритм, описанный в [Kudryashov, Samarkin, Sheldakova, Aleksandrov, 2012]. Цель – минимизировать смещения фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, используя функции отклика биморфного зеркала.

$$S_k = \left| \frac{\Delta x_k}{\Delta y_k} \right| = \sum_{j=1}^N u_j \cdot b_j(x_k, y_k) \mapsto MIN$$

где Δx_k – смещение k -го фокального пятна вдоль оси X, Δy_k – смещение k -го фокального пятна вдоль оси Y, N – количество электродов, u_j – напряжение на j -м электроде, $b_j(x_k, y_k)$ – функция отклика j -го электрода.

2. Оптимизация фокуса алгоритмом «восхождения на холм» с использованием датчика Шака-Гартмана [Sheldakova, Rukosuev, Romanov et al., 2010]. В качестве целевой функции использовалось среднеквадратическое отклонение по ансамблю смещений фокальных пятен.

3. Оптимизация фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне [Sheldakova, Kudryashov, Samarkin et al., 2010]. Цель метода – максимизировать яркость фокального пятна в дальней зоне, регистрируемого с помощью ПЗС-камеры.

$$(D_x + D_y) \cdot \max(D_x, D_y) \rightarrow MAX$$

где D_x – диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси X, D_y – диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси Y.

Экспериментальная установка для фокусировки лазерного пучка

Для подтверждения возможности фокусировки лазерного пучка, прошедшего сквозь рассеивающую среду, была собрана экспериментальная установка (рис. 2). Коллимированный лазерный пучок с длиной волны 0.65 мкм падал на стеклянную

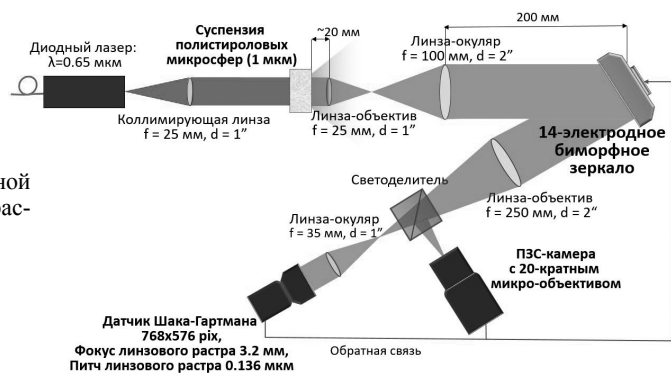


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для фокусировки рассеянного лазерного пучка

кювету с суспензией полистироловых микросфер диаметром 1 мкм, взвешенных в дистиллированной воде. Рассеянный пучок попадал на расширяющий телескоп, сопрягающий плоскость выходной грани кюветы и плоскость биморфного зеркала. После отражения от поверхности зеркала, пучок падал на сужающий телескоп и фиксировался на датчике Шака-Гартмана, при этом часть пучка ответвлялась на ПЗС-камеру с микро-объективом с 20-кратным увеличением.

На подготовительном этапе вместо биморфного зеркала был установлен эталон, кювета была заполнена чистой дистиллированной водой (без рассеивающих частиц) – в таких условиях было зафиксировано фокальное пятно в дальней зоне. Затем эталон был заменён на биморфное зеркало, что привело к ухудшению качества фокального пятна ввиду неизбежной начальной деформации поверхности зеркала. Используя методику оптимизации фокального пятна по интенсивности с помощью алгоритма «восхождения на холм», удалось увеличить начальную яркость фокального пятна в дальней зоне (максимальная интенсивность в пятне была увеличена со 160 до 255 единиц в оттенках серого).

Результаты

По результатам начальной оптимизации набор напряжений U на зеркале, соответствующих лучшему фокусу, был сохранен как набор оптимальных напряжений для данной установки в отсутствие рассеивающей среды. Полученная при этом гартманограмма на датчике Шака-Гартмана была использована в качестве опорной. Это означало, что в случае внесения каких-либо искажений в оптический тракт установки оптимизация по датчику Шака-Гартмана с использованием метода наименьших квадратов подбирала такие напряжения на зеркале, при которых центры фокальных пятен стремились к центрам опорной гартманограммы. После настройки и сохранения всех исходных параметров в кювету с водой постепенно добавлялись капли суспензии полистироловых микросфер диаметром 1 мкм (известной концентрации). Это приводило к искажению проходящего сквозь кювету лазерного пучка и к ухудшению фокального пятна в дальней зоне. После этого включались поочередно 3 алгоритма оптимизации, описанные выше, и фиксировались изображения фокуса в дальней зоне. После того, как выполнялась оптимизация с помощью одного алгоритма, на зеркале выставлялся набор напряжений U с первого шага настройки. Затем выполнялась оптимизация следующим алгоритмом. Когда результаты для

всех 3 алгоритмов были получены, увеличивалась концентрация рассеивателей и процедура повторялась.

В качестве примера приведём результаты увеличения интенсивности в фокальном пятне в результате адаптивной коррекции рассеянного излучения 3 разными способами для концентрации рассеивателей $4.1 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$ (рис. 3).

Таблица 1 содержит относительное увеличение яркости фокального пятна в дальней зоне, полученное с помощью той или иной методики оптимизации для всех рассматриваемых в работе концентраций рассеивателей.

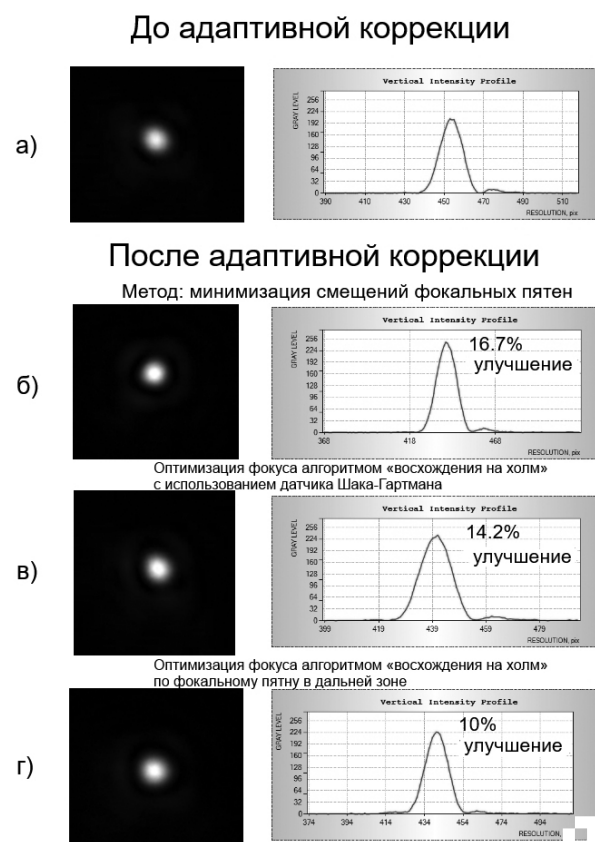


Рис. 3. Двумерное распределение интенсивности и горизонтальный профиль интенсивности фокального пятна: а – до коррекции; в результате коррекции с помощью: б – минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, в – оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» с использованием датчика Шака-Гартмана, г – оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне

Таблица 1. Сравнение эффективности фокусировки рассеянного лазерного излучения для разных концентраций рассеивателей

Метод коррекции	Концентрация рассеивателей		
	10^5 мм^{-3}	$3.3 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$	$4.1 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$
Минимизация смещений фокальных пятен с помощью МНК	18.2%	20%	16.7%
«Восхождение на холм» с использованием датчика Шака-Гартмана	15.1%	19%	14.2%
«Восхождение на холм» с использованием ПЗС-камеры	13.5%	139%	10%

Заключение

Было выполнено экспериментальное сравнение эффективности фокусировки рассеянного излучения с помощью биморфного адаптивного зеркала с 14 электродами с использованием 3 различных методик: минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» с использованием датчика Шака-Гартмана и оптимизации алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне. Компенсация вносимых рассеивающей средой искажений методами и средствами адаптивной оптики позволила увеличить общую яркость фокального пятна в дальней зоне на 10–20%.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-01276-а) и РНФ (проект №15-19-20013).

Литература

Галактионов И., Кудряшов А., Шелдакова Ю., Мар Г., Никитин А. Адаптивная система для увеличения эффективности фокусировки лазерного излучения сквозь рассеивающую среду: Тезисы XXIII Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». 2017. С. 45.

Галактионов И., Кудряшов А., Шелдакова Ю., Бялко А., Борсони Ж. Измерение и коррекция волнового фронта лазерного излучения в мутной среде // Квантовая Электроника. 2017. № 47(1). С. 32–37.

Галактионов И.В., Шелдакова Ю.В., Кудряшов А.В. Анализ аббераций лазерного излучения, прошедшего сквозь мутную среду // Квантовая электроника. 2015. № 45(2). С. 143–144.

Vellekoop I.M., Mosk A.P. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media // OPTICS LETTERS. 2007. № 32. С. 2309.

Kudryashov A., Samarkin V., Aleksandrov A. Adaptive Optical elements for laser beam control // Proc. SPIE 4457. 2001. P. 170–178.

Kudryashov A.V., Samarkin V.V., Sheldakova Y.V., Aleksandrov A.G. Wavefront compensation method using a Shack-Hartmann sensor as an adaptive optical element system // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2012. 48 (2). P. 153–158.

Mosk A.P., Lagendijk A., Lerosey G., Fink M. Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media // Nature Photonics. 2012. № 6, p. 283.

Samarkin V., Aleksandrov A., Kudryashov A. Bimorph mirrors for powerful laser beam correction and formation // Proc. SPIE 4493. 2002. P. 269–276.

Sheldakova Ya., Kudryashov A., Rukosuev A., Lylova A. Uniform focal spot formation in adaptive system with Shack-Hartmann sensor and M2 sensor // Proc. of 17th International Conference «Laser Optics – 2016». 2016. P. R4–11.

Sheldakova J., Kudryashov A., Samarkin V., Rukosuev A., Alexandrov A., Romanov P. Multi-dither algorithm on Shack-Hartmann wavefront sensor for laser beam formation // Proc. SPIE 7789. 2010. P. 778–912.

Sheldakova J., Rukosuev A., Romanov P., Kudryashov A., Samarkin V. Hill-climbing algorithm for adaptive optical system with Shack-Hartmann sensor // Proc. of 5th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL' 2010. 2010. P. 157–158.

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 9

Дизайн обложки к.ф.-м.н. *И.А. Ряховский*

Компьютерная верстка: *В.В. Ежакова*

Подписано к печати 18.12.2017

Формат 70×100¹/₁₆. Бумага офсетная

Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 17,0.

Тираж 200 экз.

Отпечатано в полном соответствии с представленным электронным оригинал-макетом
в ООО «Графитекс»
127018, Москва, Складочная, 6, стр. 4