

Министерство науки и высшего образования РФ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК



ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 10

Москва
ИДГ РАН
2018

УДК 519.6; 523.6; 532.5; 533; 535.31; 539.3; 550.3, 550.4, 550.5, 550.8; 551.2, 551.5; 552.6, 553.21; 614.0; 622.0

Динамические процессы в геосферах. Выпуск 10: сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : Графитекс, 2018. – 224 с.
ISSN 2222-8535

Десятый выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах», состоящий из трех глав, содержит некоторые результаты исследований, выполненных в Институте в 2018 г. Большая часть статей основана на материалах, полученных в ходе решения задач, поставленных в Плане фундаментальных исследований Государственных академий наук, грантах РНФ и РФФИ, выполняемых сотрудниками Института.

Статьи скомпонованы в соответствии с научными направлениями, развиваемыми в Институте. Первая глава содержит результаты работ по геомеханике, флюидодинамике и сейсмологии. Во второй главе собраны работы, направленные на изучение эффектов экстремального воздействия на верхние геосферы. В третьем разделе содержатся статьи, отражающие результаты исследований электродинамических процессов в верхних геосферах.

Редакционная коллегия:

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

© ИДГ РАН, 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Геомеханика, флюидодинамика и сейсмология	9
Об отражающих свойствах границы внутреннее – внешнее ядро Земли под Южной Америкой и Юго-восточной Азией (Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников).....	10
Поглощающие свойства и дифференциальные времена пробега во внутреннем ядре Земли из инверсии волновых форм (П.Б. Каазик, Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников)	21
Параметры сейсмического источника 03.09.2017 г. в Северной Корее по наблюдениям на региональных расстояниях (В.М. Овчинников)	29
Идентификация сигналов слабых сейсмических событий по записям малоапертурной группы при мониторинге локальной сейсмичности горных выработок (А.В. Варыпаев, И.А. Санина).....	38
Распределение в пространстве энергии сейсмических волн при метеоритном ударе и взрыве (Б.А. Иванов).....	46
Предельная модель квази-вязкого затекания ударных кратеров в лунном реголите при сейсмическом воздействии (Б.А. Иванов)	54
Акустический эффект массовых взрывов при шахтной разработке железорудных месторождений (В.И. Куликов).....	61
Оценка тектонической стабильности территории Курской АЭС методами компьютерного линеamentного анализа (Г.Н. Иванченко)	65
Динамика деформирования флюидонасыщенного коллектора по данным прецизионного мониторинга уровня подземных вод (Э.М. Горбунова, А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов)	74
Экспериментальное исследование изменения фильтрационных свойств вязкоупругих пористых сред под влиянием внешней нагрузки (Н.А. Барышников, А.Д. Куприянов, Е.В. Зенченко, С.Б. Турунтаев, А.В. Орлов).....	84
К вопросу об излучении сейсмических колебаний при сдвиге по поверхности разлома (А.М. Будков, Г.Г. Кочарян)	91
Численное моделирование сейсмогенерирующих подвижек на основе модели rate-state экспериментов межблокового скольжения (В.Ю. Рига, С.Б. Турунтаев, А.А. Остапчук)	99
Инжекция флюида как метод изменения энергии динамических событий (В.С. Мартынов, А.А. Остапчук, А.М. Будков)	109

Влияние пространственной гетерогенности заполнителя трещины на инициацию сейсмогенного разрыва. Лабораторный эксперимент (И.В. Батухтин, Д.В. Павлов, В.К. Марков, А.В. Варыпаев).....	117
--	-----

Глава 2. Экстремальные воздействия на атмосферу..... 125

Выброс воды в атмосферу при падении астероидов в океан (В.В. Шувалов)	126
Оценка газодинамических возмущений верхней атмосферы Земли при падении космических тел (В.М. Хазинс, В.В. Шувалов).....	132
Инициирование пожаров при ударах астероидов (В.В. Светцов, В.В. Шувалов).....	141
Определение параметров мелких метеорных тел по наблюдательным данным (В.В. Ефремов, О.П. Попова, Д.О. Глазачев, А.П. Карташова)	150
Нелокальные геомагнитные эффекты при падении Липецкого (21.06.2018 г.) и Челябинского (15.02.2013 г.) метеоритов (А.А. Спивак, С.А. Рябова).....	157
Геофизические эффекты урагана в Москве 21 апреля 2018 г. (А.А. Спивак, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов).....	165
Переоценка выделившегося радиогенного тепла Земли в первые 500 млн лет ее существования, высвобождение гравитационной энергии при формировании земного ядра (В.Н. Сергеев, Г.В. Печерникова).....	169

Глава 3. Электродинамические процессы в геосферах..... 177

Электромагнитно-акустическое взаимодействие через аэроионы как источник электрофонных шумов, сопровождающих падения метеороидов (И.Х. Ковалева)	178
Моделирование разлета алюминиевой струи в агрэ с учетом отклонения от термодинамического равновесия (М.Ю. Кузьмичева)	185
Свечение высокотемпературного алюминиевого облака на начальной стадии его разлета в ионосфере (Т.В. Лосева, И.Б. Косарев, Ю.И. Зецер и др.)	193
Исследование эффективности фокусировки лазерного пучка, рассеянного аэрозолем, с помощью адаптивной оптической системы (И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, А.Н. Никитин и др.).....	200
Зеркало на пьезоактюаторах для компенсации аберраций при распространении мощного лазерного излучения сквозь турбулентную атмосферу (В.В. Топоровский, А.В. Кудряшов, В.В. Самаркин и др.)	205

Abstract.....	215
---------------	-----

ВВЕДЕНИЕ

Десятый выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах», состоящий из трех глав, содержит некоторые результаты исследований, выполненных в Институте в 2018 г. Большая часть статей основана на материалах, полученных в ходе решения задач, поставленных в Плате фундаментальных исследований Государственных академий наук, грантах РНФ и РФФИ, выполняемых сотрудниками Института.

Статьи скомпонованы в соответствии с научными направлениями, развиваемыми в Институте. Первая, наиболее обширная, глава содержит результаты работ по геомеханике, флюидодинамике и сейсмологии. «Сейсмологическое» направление представлено как результатами исследований внутреннего строения Земли, так и работами по сейсмическому мониторингу и прикладной сейсмологии.

Проведенный в статье Д.Н. Краснощекова и В.М. Овчинникова анализ дифференциальных характеристик волн, отраженных от границ ядра, позволил выявить не описанные ранее особенности строения внутреннего ядра Земли. В работе П.Б. Каазика с соавторами приведены результаты оценки добротности внутреннего ядра, полученные из инверсии волновых форм. В.М. Овчинников, по результатам наблюдений на региональных расстояниях, оценил параметры сейсмического источника при подземном ядерном взрыве 3 сентября 2017 г. на полигоне КНДР.

А.В. Варыпаев и И.А. Санина предложили новую методику многоканальной обработки записей малоапертурной группы, ориентированную на идентификацию сигналов слабых сейсмических событий, наблюдаемых на фоне естественных сейсмических помех.

Б.А. Иванов обратил внимание на неравномерное распределение в пространстве энергии сейсмической волны при ударе и при взрыве вблизи поверхности, а также исследовал вклад сейсмического воздействия от последующих импактов на эволюцию малых лунных кратеров.

Новая постановка вопроса об акустическом действии подземных взрывов при шахтной разработке месторождений предложена в работе В.И. Куликова. Показано, что на небольших эпицентральных расстояниях вертикальные сейсмозрывные колебания дневной поверхности излучают плоские воздушные волны заметной амплитуды, которые могут вызывать даже больший дискомфорт у населения, чем сами сейсмические колебания.

В статье Г.Н. Иванченко методами компьютерного дешифрирования и линейного анализа проведена оценка тектонической стабильности участка расположения Курской АЭС.

Исследования по подземной флюидодинамике представлены работами, основанными на данных натурных наблюдений и лабораторных экспериментов.

Э.М. Горбунова с соавторами рассмотрели различные типы гидрогеологических эффектов, регистрируемых на территории ГФО «Михнево» при прохождении сейсмических волн от удаленных землетрясений.

Аналитическая модель зависимости проницаемости вязкоупругих пористых сред от приложенной нагрузки предложена в статье Н.А. Барышникова и др. на основе лабораторных исследований фильтрационных свойств малопроницаемых вязкоупругих образцов пористой породы.

Завершают раздел статьи по геомеханике разломных зон.

В трех работах исследуются особенности сейсмического излучения при сдвиге по разлому. А.М. Будков и Г.Г. Кочарян выполнили численное моделирование процесса излучения колебаний при сдвиге по гетерогенной поверхности, содержащей участки с разным характером фрикционного взаимодействия. Исследованы характеристики, определяющие амплитудно-частотные характеристики сейсмических колебаний в разных диапазонах частот. Рассмотрены особенности старта и остановки разрыва на неоднородной поверхности разлома. В.Ю. Рига с соавторами рассмотрели приемлемость различных соотношений, описывающих трение по разлому, для описания серии сейсмогенерирующих подвижек. И.В. Батухтин с соавторами в лабораторном эксперименте исследовали влияние неоднородности заполнителя трещин на инициирование динамической подвижки.

В статье В.С. Мартынова с соавторами представлены результаты лабораторных и численных экспериментов по исследованию влияния флюида на режим деформирования модельного разлома.

Во второй главе собраны работы, направленные на изучение эффектов экстремального воздействия на верхние геосферы.

В статье В.В. Шувалова по результатам численного моделирования оценивается объем воды, выбрасываемой в атмосферу на разные высоты при падении астероидов в океан.

В.М. Хазинс и В.В. Шувалов по результатам 3D численного моделирования оценили параметры возмущения верхней атмосферы при падении космических тел. Это впервые сделано для высот до 400 км.

В.В. Светцов и В.В. Шувалов определили площади потенциального возникновения пожаров при ударах по поверхности Земли астероидов диаметром от 1 до 10 км.

В.В. Ефремов с соавторами рассмотрели модели взаимодействия мелких метеорных тел с атмосферой Земли и использовали их для разработки метода оценки массы и плотности метеорных тел.

А.А. Спивак и С.А. Рябова проанализировали геомагнитные эффекты, наблюдавшиеся при падении Челябинского (2013 г.) и Липецкого (2018 г.) метеоритов, на расстояниях до 2700 км.

А.А. Спивак с соавторами обнаружили повышенные вариации параметров различных геофизических полей, примерно за 6 часов до наступления урагана в г. Москве в апреле 2018 г.

В заключительной статье второго раздела В.Н. Сергеев и Г.В. Печерникова для двух наиболее правдоподобных групп моделей состава Земли провели оценки количества тепла, выделившегося в земных недрах в первые 500 млн лет существования Земли, при радиоактивном распаде короткоживущих и долгоживущих элементов.

В третьем разделе содержатся статьи, отражающие результаты исследований электродинамических процессов в верхних геосферах.

И.Х. Ковалева предложила модель электрофонного эффекта, наблюдаемого при падениях метеороидов. В работе получены уравнения трёхволнового взаимодействия электромагнитной, ионно-циклотронной и акустической волн.

М.Ю. Кузьмичевой представлены результаты моделирования неравновесной ионизации в алюминиевой плазме струи взрывного генератора, инжестируемой в ионосферу в ходе активных геофизических экспериментов и обсуждена применимость полученных результатов для различных сценариев инжестии.

Т.В. Лосева с соавторами привели результаты численного моделирования начальной стадии разлета высокотемпературного алюминиевого облака в разреженную среду и качественно объяснили результаты, наблюдаемые в крупномасштабных экспериментах.

Завершающие сборник работы И.В. Галактионова с соавторами и В.В. Топоровского с соавторами посвящены новейшим методическим разработкам в области перспективного направления адаптивной оптики.

ГЛАВА 1

ГЕОМЕХАНИКА, ФЛЮИДОДИНАМИКА И СЕЙСМОЛОГИЯ

ОБ ОТРАЖАЮЩИХ СВОЙСТВАХ ГРАНИЦЫ ВНУТРЕННЕЕ – ВНЕШНЕЕ ЯДРО ЗЕМЛИ ПОД ЮЖНОЙ АМЕРИКОЙ И ЮГО-ВОСТОЧНОЙ АЗИЕЙ

Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников

ИДГ РАН

В работе анализируются дифференциальные характеристики волн PKiKP и PcP, отражённые от границ ядра под Юго-Восточной Азией и Южной Америкой и зарегистрированные на эпицентральных расстояниях $3.2\text{--}35.2^\circ$. Мы наблюдаем статистически значимое систематическое смещение между измерениями в Восточном и Западном полушариях и оцениваем скачок плотности на границе внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией величиной 0.3 г/см^3 , а под Южной Америкой 0.9 г/см^3 . Выявленные особенности могут являться как следствием мозаичного характера поверхности внутреннего ядра Земли, так и указывать на его дихотомную структуру. Однако, если систематическое смещение невязки дифференциального времени пробега обусловлено меньшей на 1–3 км толщиной жидкого ядра в Восточном полушарии, то линейное распределение скачка плотности хорошо согласуется с трансляционной моделью формирования и роста внутреннего ядра Земли. Она предполагает трансляцию вещества твёрдого ядра с более плотного холодного Западного полушария, где доминирует кристаллизация, на Восток, а не наоборот, как в модели, основанной на тепловом балансе ядро – мантия.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20154

Введение

Кристаллическое ядро Земли сформировалось в результате затвердевания, и его структура в наибольшей степени определяется процессами в зоне перехода от жидкого внешнего к твёрдому внутреннему ядру Земли. На глубине порядка 5150 км температура падает ниже солидуса Fe-Ni раствора жидкого ядра и внутреннее ядро кристаллизуется [Jacobs, 1953]. Существует несколько альтернативных сценариев роста внутреннего ядра, которые подразумевают образование шлама, дендритных и недендритных структур, и т.д. [Loper & Roberts, 1978; Fearn et al., 1981; Tian & Wen, 2017]. Предполагают, что тепловой поток на обеих границах жидкого ядра имеет неоднородное распределение по поверхности ядра, что оказывает существенное воздействие на режим кристаллизации и формирование текстуры внутреннего ядра, а также может приводить к образованию разномасштабных

неоднородностей [Aubert et al., 2008; Gubbins et al., 2011]. В сейсмических наблюдениях такие неоднородности могут запечатлеваться в различных формах, включая композиционную и температурную мозаику поверхности внутреннего ядра [Krasnoshchekov et al., 2005] и его дихотомию [Aubert et al., 2008; Alboussière et al., 2010; Monnereau et al., 2010]. Если бы давление и температура в зоне перехода не составляли 350 ГПа и 6000 К, соответственно, изучение физических параметров кровли внутреннего ядра и его неоднородностей являлось бы чисто металлургической задачей. Хотя последние эксперименты с алмазными наковальнями позволяют приблизиться к необходимым температурам и давлениям [Tateno et al., 2010] для проведения экспериментов *in situ*, сейсмические данные всё ещё являются главным источником прямых измерений свойств внутреннего ядра Земли.

Большая часть сейсмологических ограничений на структуру и свойства границы внутреннего ядра Земли была получена в результате анализа отражённых объёмных волн (фаза PKiKP) и инверсии данных о собственных колебаниях Земли. Причём последние, в силу супердлинных периодов (порядка 10^4 с и выше), являются источником интегрированных оценок по всему объёму ядра, и, соответственно, не могут быть использованы для выявления и оценки параметров мелкомасштабных неоднородностей и текстуры внутреннего ядра. Например, стандартные модели Земли включают величину скачка плотности на границе внутреннего ядра в 0.6 г/см^3 , полученную по данным расщепления нормальных мод [Dziewonski & Anderson, 1981; Kennett et al., 1995].

Исследования границы внутреннего ядра с помощью короткопериодных волн PKiKP проводятся с привлечением референсной фазы, чей путь в максимальной степени совпадает с PKiKP в коре и мантии. Анализ дифференциальных времён пробега и амплитуд таких фаз от одного сейсмического источника позволяет сформулировать интерпретацию в терминах тонкой структуры и свойств перехода внутреннее – внешнее ядро, так как в этом случае можно пренебречь влиянием неоднородностей на трассе распространения за пределами ядра и особенностями очага. Волновые формы PKiKP рутинно наблюдаются в группе первых вступлений на эпицентральных расстояниях свыше $\sim 110^\circ$, что соответствует закритическому отражению. Соответствующие исследования в качестве референсной чаще всего используют фазу PKiKP с нижней точкой рефракции во внутреннем ядре. Они предполагают региональные и локальные вариации сейсмической скорости и затухания в кровле твёрдого ядра [Godwin et al., 2018], которые, впрочем, часто оказываются не подтверждёнными другими исследователями, как, например, дихотомия скорости затвердевания. Первоначально эта особенность была установлена на основе анализа дифференциальных времён пробега PKiKP–PKiKP [Monnereau et al., 2010], однако затем она была поставлена под сомнение по результатам анализа расширенной базы данных, обеспечивающей более широкое покрытие [Ivan et al., 2018].

Докритически отражённые волновые формы PKiKP являются наилучшим инструментом картирования мелкомасштабных и региональных структурных особенностей границы внутреннего ядра, причем в качестве референсной используется фаза PcP, отражённая от границы ядро – мантия. Технически, эта пара фаз обеспечивает адекватное разрешение, а существенно сходные пути распространения в коре и мантии – независимость интерпретации от неоднородностей, локализованных за пределами ядра (особенно на малых эпицентральных расстояниях). Анализ именно этих волновых форм впервые дал возможность оценить скачок плотности на границе твёрдое – жидкое ядро [Bolt & Qamar, 1970] и позволил предположить мозаичный характер поверхности внутреннего ядра [Krasnoshchekov et al., 2005;

deSilva et al., 2018]. Вместе с тем, результаты анализа докритически отражённых волновых форм также могут расходиться с результатами, полученными по данным собственных колебаний или телесейсмических волновых форм РKiKP. Например, по данным докритически отражённых волн РKiKP и РсР оценки скачка плотности обычно выше по модулю (до 1.8 г/см^3), а дихотомные свойства твёрдого ядра не прослеживаются в его верхней части [Waszek & Deuss, 2015].

Расхождения в полученных результатах частично можно объяснить недостатком экспериментальных данных: обнаружение почти вертикальных отражений РKiKP и РсР на сейсмограммах существенно затруднено вследствие малости их амплитуд на фоне интенсивных колебаний, сформированных на неоднородностях коры и мантии. В сейсмологической практике дифференциальные измерения РKiKP–РсР немногочисленны, не обеспечивают плотного покрытия отражающих поверхностей и проявляют значительные вариации по величине. В среднем измеренные амплитудные отношения РKiKP/РсР должны группироваться вокруг «истинного» амплитудного отношения, и для получения надёжных оценок по таким данным с учётом возможных значительных неопределённостей [Buchbinder et al., 1973; Tkalčić et al., 2009] необходимо существенно нарастить количество измерений. На практике эта задача трудно реализуема, так как ключевые факторы, гарантирующие успешные наблюдения отражённых волн РKiKP и РсР, не установлены, несмотря на целый ряд проведённых исследований [Krasnoshchekov et al., 2005; Tkalčić et al., 2010]. За весь период исследований было опубликовано не более нескольких сотен совместных наблюдений РKiKP и РсР преимущественно в диапазоне эпицентральных расстояний $15\text{--}60^\circ$ и лишь около дюжины на малых расстояниях до 10° . В настоящей работе мы анализируем более 1300 новых дифференциальных измерений, зондирующих две ограниченные области поверхности внутреннего ядра под Юго-восточной Азией и Южной Америкой в диапазоне расстояний $3.2\text{--}35.2^\circ$, в том числе, более 500 измерений на малых расстояниях менее 16.5° ; и предлагаем их интерпретацию в терминах структурных неоднородностей ядра Земли.

Данные и методы

Анализируемая база данных состоит из вертикальных записей широкополосных и короткопериодных каналов цифровых групп и сетей сейсмологических наблюдений в Южной Америке и на Дальнем Востоке Евразии. Список событий и сейсмологических станций/групп регистрации приведен в Таблице, а карта с эпицентрами и станциями регистрации – на рис. 1. Используемые сейсмометры имеют плоскую АЧХ в диапазоне частот $1\text{--}7 \text{ Гц}$, поэтому для унификации данных и повышения соотношения сигнал/шум волновых форм РKiKP и РсР применялась частотная фильтрация с полосой пропускания $1.1\text{--}7 \text{ Гц}$. Выделенные волновые формы РKiKP и РсР формируют ярко выраженный и визуально прослеживающийся на монтаже трасс гиперболический годограф с низкой медленностью, предсказанной стандартными моделями Земли (рис. 2). Соотношение сигнал/шум выше 2.5 обнаруженных волновых форм позволило провести измерения дифференциальных времён пробега РKiKP–РсР и отношения их двойных пиковых амплитуд с помощью кросс-корреляции [Goldstein et al., 2003], а также провести выборочную проверку в ручном режиме. В результате было получено 1338 измерений для двух регионов в Восточном и Западном полушариях. Высокая представительность и плотность измерений на единицу зондируемой поверхности позволили не усреднять

единичные измерения, как в предыдущих работах, а применить α -шейп k -го порядка – методику робастного восстановления формы зависимостей дифференциальных измерений от эпицентрального расстояния [Edelsbrunner et al., 1983; Krasnoshchekov & Polishchuk, 2014; Nikkilä et al., 2014].

Таблица

Параметры землетрясений и сети наблюдений

Дата	Время в очаге	Широта, град.	Долгота, град.	Глубина, км	mb	Δ град.	Код сети наблюдений
Западное полушарие ¹							
12.07.2009	01:19:21.31	-15.0411	-70.5354	198.7	5.9	7.7–18.2	CX, TO, X6, XH, YS, ZL
24.05.2010	16:18:28.81	-8.1152	-71.6412	582.1	6.0	14.7–32.5	3A, XH, XP, XS
05.03.2012	07:46:09.23	-28.2579	-63.2916	551.9	6.0	5.4–34.2	ZD, ZG, ZV, XP
Восточное полушарие							
24.05.2013	14:56:31.60	52.1357	151.5688	632.0	6.8	3.2–35.2	SAGSR ² , KAGSR ² , J-array ³ , Hi-net ⁴

¹ Цифровые идентификаторы временных сетей наблюдения в западном полушарии: ZL (10.7914/SN/ZL_2007), X6 (10.7914/SN/X6_2007), XH (10.7914/SN/XH_2008), TO (10.7909/C3RN35SP), YS (10.7914/SN/YS_2009), CX (10.14470/PK615318), XS (10.15778/RESIF.XS2010), XP (10.7914/SN/XP_2010), ZG (10.7914/SN/ZG_2010), ZD (10.7914/SN/ZD_2010), ZV (10.7914/SN/ZV_2012). Сети 3A (Maule Aftershock Deployment (UK)) цифровой идентификатор не присвоен.

² Сеть структурного подразделения ФИЦ ЕГС РАН.

³ <http://jarray.eri.u-tokyo.ac.jp/>

⁴ [Okada et al., 2004; Obara et al., 2005]

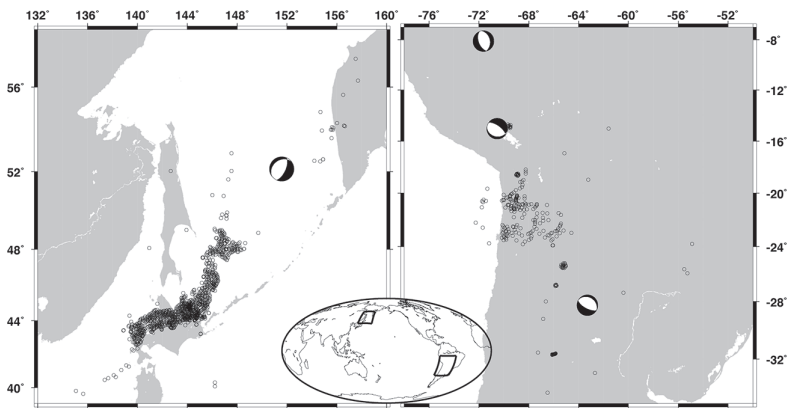


Рис. 1. Карта с эпицентрами проанализированных землетрясений (мячики) и проекциями точек отражения PKiKP на дневную поверхность (кружки). Левая панель – фрагмент данных для Восточного полушария, правая – для Западного. В центре — отображение панелей на глобальной проекции

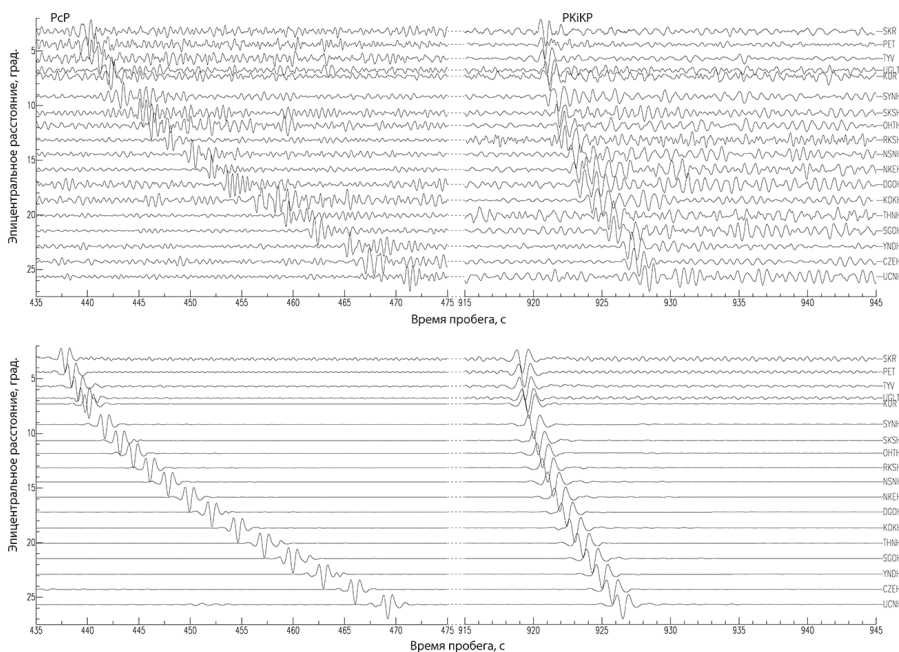


Рис. 2. Монтаж трасс 18 отфильтрованных вертикальных составляющих исходных записей (вверху) и их моделей, рассчитанных по методу DSM в модели ak135 (внизу). Названия станций регистрации приведены справа. Левая панель – фрагменты, соответствующие вступлениям PcP, правая – PKiKP

Для построения амплитудных зависимостей PKiKP/PcP от эпицентрального расстояния использовался метод, предложенный в [Bolt & Qamar, 1970]. Он состоит в совместном решении трёх систем уравнений, соответствующих условиям непрерывности нормального смещения и отсутствию тангенциальных напряжений на границах жидкого ядра при распространении упругих волн PKiKP и PcP. При этом необходимо вычислить коэффициенты отражения и прохождения на соответствующих границах, фактор геометрического расхождения обеих фаз и учесть добротность внешнего ядра, которая может быть принятой равной 10000 [Cormier & Richards, 1976]. Если зафиксировать скорость поперечных волн в кровле внутреннего ядра, то можно получить совместное решение систем для искомого амплитудного отношения в широком диапазоне скачков плотности на границе внутреннего ядра [Tkalčić et al., 2009]. Перед интерпретацией и сопоставлением экспериментальных и теоретических зависимостей были также построены синтетические сейсмограммы PKiKP и PcP по методу DSM [Kawai et al., 2006] (рис. 2). Это позволило оценить и отбросить измерения, которые могли оказаться под влиянием интерференции анализируемых отражений с другими сейсмическими фазами, а также особенностей в очаге и конфигурации трассы распространения.

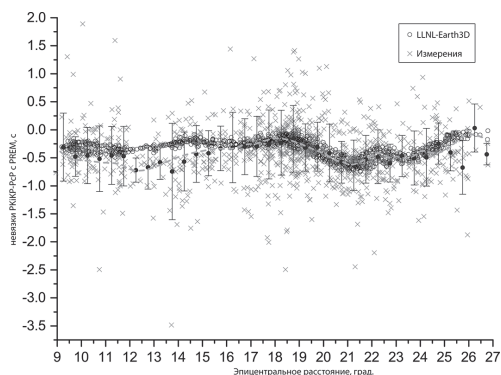
Результаты

1. Дифференциальные времена пробега. Статистический анализ экспериментальных данных показывает, что измерения в Западном полушарии проявляют

систематическое смещение на 0.72 с относительно Восточного. Среднее невязки дифференциального времени пробега PKiKP–PcP с моделью *ak135* [Kennett et al., 1995] и *PREM* [Dziewonski et al., 1981] по 1016 измерениям в Японии составило, соответственно, -1.79 и -0.41 с со стандартным отклонением 0.51; аналогичные оценки в Западном полушарии дают 1.07 ± 0.45 и 0.31 ± 0.45 с. Согласно критерию Стьюдента (t-тест) вероятность нулевой гипотезы равенства средних по восточной и западной выборкам с учетом дисперсии каждой близка к нулю ($p < 2e-69$ при уровне значимости 0.05), и, таким образом, подразделение базы измерений на восточную и западную выборки статистически значимо.

Согласно оценке из [Shen et al., 2016], систематическое смещение невязок может быть проинтерпретировано в терминах вариации толщины жидкого ядра. Тогда, согласно этой оценке, мощность жидкого ядра под Америкой на 3 км больше, чем под Азией. Эта величина может служить оценкой сверху без учёта влияния эллиптичности Земли и неоднородностей в подошве мантии (зоны D''). В отличие от поправок на эллиптичность, составляющих не более 7–10% от обнаруженного систематического смещения в секундах, мантийные поправки могут оказаться весьма существенными и, кроме того, значимо зависеть от выбора трёхмерной томографической модели. В настоящей работе мы приводим оценку по модели *LLNL-Earth3D* [Simmons et al., 2012], которая позволяет учесть эффекты эллиптичности, рельеф границ раздела и объёмные неоднородности коры и мантии. На качественном уровне, использование *LLNL-Earth3D* даёт физический результат, не противоречащий базовым представлениям о распространении волн, согласно которым неоднородности коры и мантии оказывают существенно сходное воздействие на PKiKP и PcP, распространяющиеся практически вертикально (например, на эпицентральном расстоянии 3.2° , где размер зоны Френеля больше, чем расстояние между лучами PcP и PKiKP). При этом на больших расстояниях, где точки отражения и пропускания PKiKP и PcP на границе ядро – мантия становятся дальше друг от друга, воздействия на эти фазы со стороны неоднородностей в D'' может различаться. Именно такую картину можно наблюдать на рис. 3. На эпицентральных расстояниях свыше 16.5° , измеренные невязки до мельчайших деталей повторяют форму зависимости, предсказанную моделью *LLNL-Earth3D*, и, следовательно, несут информацию о неоднородностях, локализованных вне ядра. До 16.5° доверительные интервалы средних частично перекрываются с теоретическими оценками по *LLNL-Earth3D*, однако восстановленная гладкая зависимость невязок от расстояния с её низкой погрешностью не более 5% [Nikkilä et al., 2014] статистически значимо отличается, что указывает на независимость измерений на малых расстояниях от неоднородностей в коре и мантии.

Рис. 3. Невязки дифференциальных времён пробега, измеренные на 1016 станциях в Японии. Чёрные точки со стандартным отклонением – результат усреднения в окне 0.5° . Серый пунктир – восстановленная форма зависимости от расстояния. В правом верхнем углу – легенда для измерений и теоретических невязок, вычисленных для *LLNL-Earth3D*



Чтобы снизить влияние факторов, не связанных с ядром, были проанализированы измерения на малых расстояниях (до 16.5°). Средние невязок по 330 измерениям на Востоке и 181 измерению на Западе составили, соответственно -0.45 ± 0.55 с и 0.27 ± 0.44 с, а теоретические -0.27 ± 0.07 с и 0.12 ± 0.10 с. Как видно, до 50% систематического смещения измеренных невязок можно объяснить влиянием неоднородностей коры и мантии, однако оставшаяся часть представляет статистически значимое расхождение, которое можно проинтерпретировать как различие между толщиной жидкого ядра в восточном и западном полушариях, эквивалентное 1–3 км.

2. Амплитудное отношение. Для интерпретации измеренных амплитудных отношений PKiKP/PCP были вычислены модельные кривые для *ak135* и *PREM* (рис. 4 и 5). Первая группа теоретических кривых вычислена для фиксированного значения скачка плотности на границе ядро – мантия 4.4 г/см^3 (как в *ak135*) и различных скачков плотности на границе внутреннего ядра – от 0.3 до 0.9 г/см^3 . Во второй группе зафиксирован скачок плотности на границе внутреннего ядра (0.6 г/см^3 как в *ak135* и *PREM*) и варьируется скачок плотности на границе ядро – мантия.

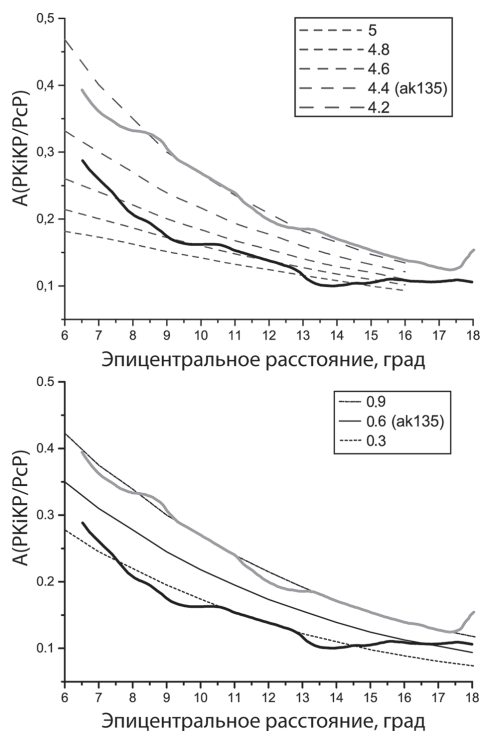


Рис. 4. Теоретические и экспериментальные зависимости амплитудного отношения PKiKP/PCP от расстояния. Теоретические зависимости (пунктир) вычислены на основе *ak135* для различных скачков плотности на границе мантия – ядро (вверху) и внутреннего – внешнего ядра (внизу) в г/см^3 . Сплошная чёрная и серая линии – восстановленные формы амплитудной зависимости от расстояния для восточной и западной выборок, соответственно

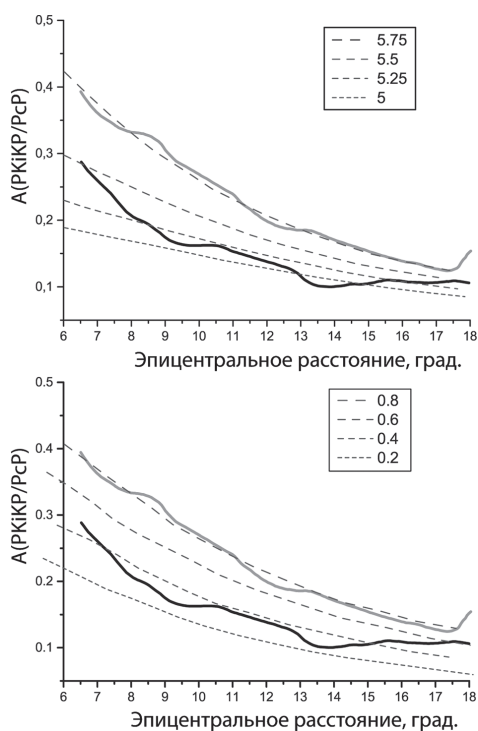


Рис. 5. Теоретические и экспериментальные зависимости амплитудного отношения PKiKP/PCP от расстояния. Теоретические зависимости (пунктир) вычислены на основе *PREM* для различных скачков скорости на границе мантия – ядро (вверху) и внутреннего – внешнего ядра (внизу) в км/с . Сплошная чёрная и серая линии – восстановленные формы амплитудной зависимости от расстояния для восточной и западной выборок, соответственно

Аналогичные расчёты и построения проведены для скачка скорости продольных волн на обеих границах. На рисунках также приведены восстановленные формы зависимости амплитудного отношения $PKiKP/PcP$ от эпицентрального расстояния по восточной и западной выборкам. Как и для дифференциальных времён пробега, они статистически значимо различаются – вероятность нулевой гипотезы равенства средних по критерию Стьюдента не превышает 10^{-5} . На эпицентральных расстояниях до 16° восточная и западная кривые обнаруживают систематическое смещение (рис. 4 и 5), эквивалентное скачку плотности 0.6 г/см^3 на одной из двух границ жидкого ядра.

Обсуждение результатов

Восстановленные амплитудные зависимости $PKiKP/PcP$ от расстояния в Восточном и Западном полушариях имеют сходную форму и хорошо согласуются с теоретическими кривыми, рассчитанными для скачков плотности на границе внутреннего ядра 0.3 и 0.9 г/см^3 , соответственно (рис. 4, нижняя панель). Теоретические кривые, рассчитанные для нескольких скачков плотности на границе ядро – мантия (рис. 4, верхняя панель), хуже согласуются с экспериментальными данными. Такая интерпретация предполагала бы быстрые латеральные вариации скачка плотности в пределах зондируемой области под Японией в подошве мантии в пределах 10% (от 5 до 4.5 г/см^3) и практически постоянный скачок плотности под Южной Америкой ($4.2\text{--}4.3 \text{ г/см}^3$). Однако согласно актуальным геодинамическим моделям предложенный сценарий вряд ли вероятен, так как обе зондируемые области существенно сходны по своим свойствам, определяемым периферией «Тихоокеанского суперплюма» – низкоскоростной зоны в подошве мантии [Li et al., 2017]. Например, трёхмерная модель для поперечных волн предусматривает одинаковые скорости в обеих областях, ограничивая максимальные вариации величиной 1% [Ritsema et al., 2011]. Сильные вариации и дихотомное распределение свойств и параметров жидкого ядра также маловероятны [Stevenson, 1987; Brodholt & Badro, 2017].

Аналогичные доводы справедливы при интерпретации результатов в терминах скачка скорости. Быстрые вариации скачка скорости под Юго-Восточной Азией между 4.8 и 5.5 км/с на границе ядро – мантия и практически постоянный скачок скорости под Южной Америкой в 5.75 км/с (рис. 5) противоречат современным глобальным скоростным моделям, включая *LLNL-Earth3D*, которая, как показано выше, обеспечивает хорошее согласование теоретических и экспериментальных невязок дифференциальных времён пробега. [Tkalčić et al., 2010] показали, что большой разброс амплитудных измерений можно объяснить введением более интенсивных вариаций скорости (около 10%) и затухания в нижних 150 км мантии. Однако такая модель позволяет объяснить мозаичную структуру, но не систематическое смещение, наблюдаемое в анализируемых данных.

Ещё одним источником вариабельности амплитудного отношения $PKiKP/PcP$ может служить слой F в подошве жидкого ядра [Antonangeli et al., 2010; Waszek & Deuss, 2015], который может иметь плотность, отличающуюся от вышележащей жидкости. Однако необходимо учитывать, что предполагаемые вариации плотности в этом слое должны коррелировать с измеренными временами пробега [Badro et al., 2007; Antonangeli et al., 2010]. В случае быстрого роста (затвердевания) лёгкие элементы снижают плотность слоя F, что эквивалентно увеличению скорости продольных волн и уменьшению невязок дифференциальных времён пробега $PKiKP$ -

РсР. Если доминирует плавление, подошва внешнего ядра обогащается жидкостью, снижая скорость распространения продольных волн, и увеличивая невязки дифференциального времени пробега РКiKP-РсР. Измеренные дифференциальные времена пробега и амплитуды не соответствуют описанной модели. Мы наблюдаем повышенные скорости или более тонкое внешнее ядро под Японией, где, согласно измеренным амплитудным отношениям, доминирует плавление (низкий скачок плотности 0.3 г/см^3). Соответственно, в Западном полушарии с его высоким скачком плотности (0.9 г/см^3) мы наблюдаем пониженные скорости продольных волн (или большую мощность жидкого ядра).

Необходимо отметить, что низкие значения скачка плотности были также получены в других работах по восточно-азиатским данным, например, [Koper and Pyle, 2004; Tkalčić et al., 2009; Краснощеков, Овчинников, 2017], что может указывать на более общий характер этой особенности. Если плотностное распределение во внутреннем ядре имеет линейную зависимость с Запада на Восток, то с учётом вариации толщины жидкого ядра, экспериментальные данные хорошо согласуются с трансляционной моделью [Alboussièr et al., 2010; Monnereau et al., 2010]. Она предполагает, что совместное действие кристаллизации в более плотном холодном Западном полушарии и плавление в Восточном приводит к смещению центра масс к Западу и, соответственно, компенсационной трансляции вещества внутреннего ядра в противоположном направлении.

Выводы

Анализ динамических характеристик волн РКiKP и РсР, измеренных в Восточном и Западном полушариях, выявил различия в отражающих свойствах границы внутреннего ядра Земли под Юго-Восточной Азией и Южной Америкой. Скачок плотности на границе внутреннего ядра в отсканированной области Восточного полушария составляет 0.3 г/см^3 и 0.9 г/см^3 – Западного. Выявленные особенности могут являться как следствием мозаичного характера поверхности внутреннего ядра Земли, так и указывать на его дихотомную структуру. Однако, если систематическое смещение невязки дифференциального времени пробега связано не с топографией отражающей границы, а с вариацией толщины жидкого ядра, то представленное линейное распределение скачка плотности хорошо согласуется с трансляционной моделью формирования и роста внутреннего ядра Земли. Она предполагает трансляцию вещества твёрдого ядра с более плотного холодного Западного полушария, где доминирует кристаллизация, на Восток, а не наоборот, как в модели, основанной на тепловом балансе ядро – мантия [Aubert et al., 2008].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-00619) и в рамках темы гос. задания ИДГ РАН (рег. № АААА-А17-117112350012-4).

Литература

Краснощеков, Д.Н., Овчинников, В.М. Об использовании метода максимума правдоподобия для оценки скачка плотности на границе между внешним и внутренним ядром // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН, вып. 9. М.: ГЕОС. 2017. С. 10–15.

- Alboussière, T., R. Deguen, and M. Melzani* (2010), Melting-induced stratification above the Earth's inner core due to convective translation. *Nature*, 466, 744–747.
- Antonangeli, D., J. Siebert, J. Badro, D. Farber, G. Fiquet, G. Morard, and F. Ryerson* (2010), Composition of the Earth's inner core from high-pressure sound velocity measurements in Fe-Ni-Si alloys. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 295, 292–296.
- Aubert, J., H. Amit, G. Hulot, P. Olson.* (2008), Thermochemical flows couple the Earth's inner core growth to mantle heterogeneity. *Nature*, 454, 758–761.
- Badro, J., G. Fiquet, F. Guyot, E. Gregoryanz, F. Occelli, D. Antonangeli, and M. d'Astuto* (2007), Effect of light elements on the sound velocities in solid iron: Implications for the composition of Earth's core. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 254, 233–238.
- Bolt, B., and A. Qamar* (1970), Upper bound to the density jump at the boundary of the Earth's inner core. *Nature*, 228, 148–150.
- Brodholt, J., Badro, J.* (2017). Composition of the low seismic velocity E layer at the top of Earth's core. *Geoph. Res. Lett.*, 44 (16), 8303–8310. [Doi:10.1002/2017GL074261](https://doi.org/10.1002/2017GL074261).
- Buchbinder, G.G.R., Wright, C., Poupinet, G.* (1973), Observations of PKiKP at distances less than 110°. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 63, 1699–1707.
- Cormier, V.F. and Richards, P.G.*, (1976), Comments on «The Damping of Core Waves» by Anthony Qamar and Alfredo Eisenberg. *J. Geophys. Res.*, 81, 3066–3068.
- de Silva, S., Cormier, V.F., Zheng, Y.* (2017), Inner Core Boundary Topography Explored with Reflected and Diffracted P waves, *Phys. Earth planet. Inter.*, [doi: http://dx.doi.org/10.1016/j.pepi.2017.04.008](http://dx.doi.org/10.1016/j.pepi.2017.04.008).
- Dziewonski, A.M., D.L. Anderson.* (1981), Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 25, 297–356.
- Edelsbrunner, H., Kirkpatrick, D.G. and Seidel, R.* (1983), On the shape of a set of points in the plane. *IEEE Trans. Inform. Theor.*, 29, 551–559.
- Fearn, D., Loper, D., Roberts, P.* (1981), Structure of the earth's inner core. *Nature*, 292 (5820), 232.
- Goldstein, P., D. Dodge, M. Firpo, and L. Minner* (2003), SAC2000: Signal processing and analysis tools for seismologists and engineers, in *The IASPEI International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology*, edited by W.H.K. Lee et al., pp. 1613–1614, Academic Press, London.
- Godwin, H., Waszek, L., Deuss, A.* (2018), Measuring the seismic velocity in the top 15km of Earth's inner core. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 274, 158–169, [doi:10.1016/j.pepi.2017.11.010](https://doi.org/10.1016/j.pepi.2017.11.010).
- Gubbins, D., B. Sreenivasan, J. Mound, and S. Rost* (2011), Melting of the Earth's inner core. *Nature*, 473, 361–363.
- Ivan, M., Wang, R., Hofstetter, R.* (2018) Non quasi-Hemispherical Seismological Pattern of the Earth's Uppermost Inner Core. *Scientific Reports*, 8, 2270. [doi:10.1038/s41598-018-20657-x](https://doi.org/10.1038/s41598-018-20657-x)
- Jacobs, J.A.* (1953), The Earth's inner core. *Nature*, 172, 297–298.
- Kawai, K., Takeuchi, N., Geller, R.J.*, (2006), Complete synthetic seismograms up to 2 Hz for transversely isotropic spherically symmetric media. *Geophys. J. Int.*, 164, 411–424.
- Kennett, B., E. Engdahl, and R. Buland* (1995), Constraints on seismic velocities in the Earth from travel times. *Geophys. J. Int.*, 122, 108–124.
- Koper, D.K., Pyle, M.L.* (2004), Observations of PKiKP/PcP amplitude ratios and implications for Earth structure at the boundaries of the liquid core. *J. Geophys. Res.*, 109, B03301, [doi: 10.1029/2003JB002750](https://doi.org/10.1029/2003JB002750).
- Krasnoshchekov, D.N., Kaazik, P.B., Ovtchinnikov, V.M.* (2005), Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth's inner core. *Nature*, 435, 483–487.

- Krasnoshchekov, D., Polishchuk, V.* (2014), Order-k a-hulls and a-shapes. Inform. Process. Lett., 114, 76–83.
- Li, M., McNamara, A.K., Garnero, E.J., Yu, S.* (2017), Compositionally-distinct ultra-low velocity zones on Earth's core-mantle boundary. Nature Communications, 8, 177, doi: 10.1038/s41467-017-00219-x.
- Loper D.E., Roberts P.H.* (1978), On the motion of an iron-alloy core containing a slurry. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 9(3-4), 289–321.
- Monnereau, M., M. Calvet, L. Margerin, and A. Souriau* (2010), Lopsided growth of Earth's inner core, Science, 328, 1014–1017.
- Nikkilä, M., Polishchuk, V., and D. Krasnoshchekov* (2014), Robust estimation of seismic coda shape. Geophysical Journal International, 197(№ 1), 557–565.
- Obara, K., K.Kasahara, S.Hori & Y.Okada.* (2005), A densely distributed high-sensitivity seismograph network in Japan: Hi-net by National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention. Review of Scientific Instruments 76, 021301.
- Okada, Y., K.Kasahara, S.Hori, K.Obara, S.Sekiguchi, H.Fujiwara, and A.Yamamoto.* (2004), Recent progress of seismic observation networks in Japan -Hi-net, F-net, K-NET and KiK-net. Earth, Planets and Space, 56, xv-xxviii.
- Ritsema, J., van Heijst H.J., Deuss, A., Woodhouse J.H.* (2011), S40RTS: a degree-40 shear-velocity model for the mantle from new Rayleigh wave dispersion, teleseismic traveltimes, and normal-mode splitting function measurements. Geophys. J. Int., 184, 1223–1236.
- Shen, Z., Ai, Y., He, Y., Jiang, M.* (2016), Using pre-critical PKiKP–PcP phases to constrain the regional structures of the inner core boundary beneath East Asia. Phys. Earth Planet. Inter., 252, 37–48.
- Simmons, N.A, S.C. Myers, G. Johannesson, E. Matzel.* (2012), LLNL-G3Dv3: Global P wave tomography model for improved regional and teleseismic travel time prediction. J Geophys. Res. 117, B10302, doi: 10.1029/2012JB009525.
- Stevenson, D.J.* (1987), Limits of lateral density and velocity variation in the Earth's outer core. Geoph. J. R. Astron. Soc., 88, 311–319.
- Tateno S, Hirose K, Ohishi Y, Tatsumi Y.* (2010), The structure of iron in Earth's inner core. Science, 330, 359–361.
- Tian, D. and Wen, L.* (2017), Seismological evidence for a localized mushy zone at the Earth inner core boundary. Nat. Commun., 165, doi:10.1038/s41467-017-00229-9.
- Tkalčić, H., B. Kennett, and V. Cormier.* (2009), On the inner-outer core density contrast from PKiKP/PcP amplitude ratios and uncertainties caused by seismic noise. Geophys. J. Int., 179, 425–443.
- Tkalčić, H., V. Cormier, B. Kennett, and K. He.* (2010), Steep reflections from the Earth's core reveal small-scale heterogeneity in the upper mantle. Phys. Earth Planet. Inter., 178, 80–91.
- Waszek, L., Deuss, A.* (2015), Anomalously strong observations of PKiKP/PcP amplitude ratios on a global scale. J. Geophys. Res. Solid Earth, 120, doi:10.1002/2015JB012038.

ПОГЛОЩАЮЩИЕ СВОЙСТВА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ВРЕМЕНА ПРОБЕГА ВО ВНУТРЕННЕМ ЯДРЕ ЗЕМЛИ ИЗ ИНВЕРСИИ ВОЛНОВЫХ ФОРМ

П.Б. Каазик, Д.Н. Краснощеков, В.М. Овчинников

ИДГ РАН

Приведены результаты оценки фактора Q , характеризующего поглощающие свойства среды, методом инверсии волновых форм. Для области верхней части внутреннего ядра до глубины 300 км величина $Q = 324 \pm 17$. Сравнение с величинами Q , определёнными методом спектрального отношения, показывает, что результаты статистически неразличимы. Метод инверсии позволяет также одновременно определять дифференциальные времена пробега волн PKP_{df} и PKP_{bc} , которые значительно различаются с их оценками корреляционным методом, а также по временному положению максимальных амплитуд волн PKP_{df} и PKP_{bc} .

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20156

Введение

Затухание сейсмических волн обусловлено неупругими характеристиками среды, к которым относятся мелкомасштабные неоднородности типа дислокаций в кристаллах, внутреннее трение и другие [Cormier & Li 2002; Li & Cormier 2002; Cormier, 2009]. Эти факторы принято называть внутренним (собственным) поглощением. С другой стороны, затухание связано также с эффектами рассеивания, которые являются упругими процессами перераспределения энергии за счет отражения, преломления и обмена на границах раздела в среде. Эти рассеивающие элементы, расположенные на трассе распространения, при их малом размере, приводят к уменьшению амплитуды сейсмической волны [Vidale & Earle, 2000; Koper et al., 2004; Roupinet & Kennet, 2004; Krasnoshchekov et al., 2005; Leyton & Koper, 2007]. Количественной оценкой затухания сейсмической волны служит относительная потеря энергии за один цикл колебаний $Q = 2\pi \frac{\Delta E}{E}$ или обратная ей величина $q = \frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_a} + \frac{1}{Q_c}$. (Здесь Q_a – неупругое поглощение, Q_c – фактор рассеяния). Неупругое поглощение очень чувствительно к изменению давления и температуры среды. Поэтому в условиях внутреннего ядра, где давление меняется слабо, пространственные вариации Q могут служить источником особенностей теплового режима ядра. На практике для определения Q во внутреннем ядре используют дифференциальные амплитуды спектров сейсмических волн PKP_{df} и PKP_{bc} [Oreshin & Vinnik, 2004], либо отношение амплитуд во временной области [Каазик и др., 2015], измеренных в различных узких полосах частот. Использование двух типов волн позволяет частично исключить влияние коры и мантии. Основной недостаток этого метода связан с интерференцией волн PKP_{df} и PKP_{bc} на эпицентральных расстояниях 145–147°, то есть при зондировании самой верхней части внутреннего ядра.

В настоящей работе мы использовали для определения Q инверсию волновых форм сейсмических волн [García et al., 2004; Iritani, 2010], предполагая, что изменение формы волны PKP_{df} обусловлено вязкоупругим поглощением [Cormier & Li, 2002]. В первую очередь, чтобы оценить трудоемкость и возможность получения согласованного результата с оценками, полученными спектральным методом.

Метод оценки Q

Для оценки Q будем использовать нелинейный метод анализа формы волны, предложенный в [García et al., 2004]. В соответствии с ним модель сейсмограммы на рассматриваемых расстояниях $146\text{--}152^\circ$ можно представить суперпозицией трех импульсов:

$$S(t) = S_{\text{bc}}(t - \tau_{\text{df}}) * R(t) + S_{\text{bc}}(t) + AH(S_{\text{bc}}(t + \tau_{\text{ab}})), \quad (1)$$

где τ_{df} и τ_{ab} – время опережения волны $\text{PKP}_{\text{df}} = S_{\text{bc}}(t - \tau_{\text{df}}) * R(t)$ и запаздывания волны $\text{PKP}_{\text{ab}} = AH(S_{\text{bc}}(t + \tau_{\text{ab}}))$ относительно волны PKP_{bc} . $H(S_{\text{bc}}(t))$ – преобразование Гильберта¹ волны PKP_{bc} ; $R(t)$ – импульсная реакция среды, описывающая поглощающие свойства верхней части внутреннего ядра, A – амплитуда волны PKP_{ab} , $*$ – символ операции свертки. Форма волны $\text{PKP}_{\text{bc}} = S_{\text{bc}}(t)$ принимается за эталонную форму волны, относительно которой определяются неизвестные параметры. Пример фрагмента сейсмограммы, иллюстрирующий модель (1), показан на рис. 1.

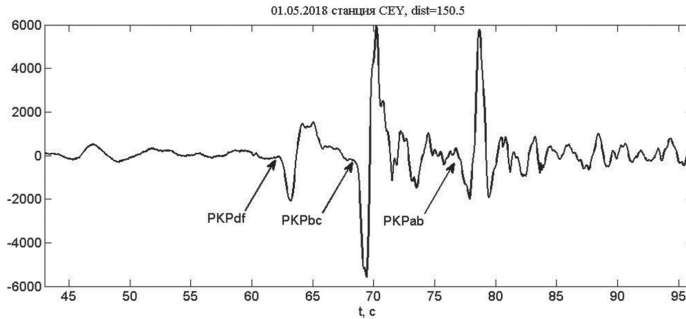


Рис. 1. Фрагмент сейсмограммы землетрясения на овах Фиджи 01.05.2018 г., зарегистрированного сейсмической станцией CEY на эпицентральной расстоянии 150.5°

Для трасс землетрясений из табл. 1 (см. подраздел «Сейсмические данные и результаты») в работе [Каазик и др., 2016] было показано, что Q не зависит от частоты. В этом случае импульсная характеристика $R(t)$ представима в следующем виде [Аки и Ричардс, 1983; Iritani et al., 2014]:

$$R(t, \tau^*) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\omega\tau^*}{2} + i\frac{\omega\tau^*}{\pi} \ln \frac{\omega}{2\pi}\right) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (2)$$

где параметр $\tau^* = \int_t \frac{dt}{Q} = T/Q$. (T – время пробега волны PKP_{df} по внутреннему ядру).

¹ Результат преобразования Гильберта из библиотеки MATLAB следует использовать с противоположным знаком.

Неизвестные параметры $\tau_{ab}, \tau_{df}, A, \tau^*$ определяются из решения оптимизационной задачи

$$\Psi(\tau_{ab}, \tau_{df}, A, \tau^*) = \min \sum_i |U(i\Delta t) - S(i\Delta t)|^k, \quad (3)$$

где $U(i\Delta t)$ – фрагмент реальной сейсмограммы, содержащий волны РКР_{df}, РКР_{bc}, РКР_{ab}, $i = 1, \dots, N$, $N\Delta t = T$ – длина анализируемого фрагмента сейсмограммы. При $k = 1$ формула (3) соответствует оценке по методу наименьших модулей (МНМ), а при $k = 2$ – оценке по методу наименьших квадратов (МНК). В англоязычной литературе норма L1 и L2, соответственно.

Из физических представлений о распространении сейсмических волн в Земле на параметры налагаются дополнительные ограничения: вариации τ_{df} и τ_{ab} не превышают по модулю 2 с, $0 < A < 1.2$, $0.1 < \tau^* < 1.0$.

Вычислительный алгоритм решения задачи (3) с ограничениями реализован на использовании алгоритма стохастической оптимизации Метрополиса–Гастингса («simulated annealing» или «метод имитации отжига») [Kirkpatrick et al., 1983], который показал высокую эффективность при решении ряда задач с большим количеством переменных, а именно для: определения дифференциальных времен пробега волн, связанных с ядром [Garcia et al., 2004; Iritani et al., 2010; Iritani et al., 2014], определения функции сейсмического источника [Tocheport et al., 2007], определения относительного времени вступления волны на сейсмической группе [Chevrot, 2002], моделирования и реконструкции структуры и свойств пористых сред [Карсанина 2016], обнаружения и определения параметров волны РКПКР [Uoltseva & Ovtchinnikov, 2016]. Инверсия волновых форм осуществляется минимизацией целевой функции (3) с использованием как нормы L2, так и, для части данных, нормы L1 и программного кода из библиотеки MATLAB «simulannealbnd». Отличие состоит только в использовании степенного закона изменения температуры отжига $T^k = 0.85^k T_0$ [Uoltseva & Ovtchinnikov, 2016], где k – номер итерации, $T_0 = 2.15$.

Сейсмические данные и результаты

В работе проанализированы цифровые записи широкополосных каналов с полосой 0.01–10 Гц мировой сети наблюдений, зарегистрировавшей события в районе о-вов Фиджи. Параметры очагов землетрясений из бюллетеня Международного сейсмологического центра (ISC), сейсмограммы которых использованы для расчетов, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные параметры землетрясений

Дата	Время в очаге, чч:мм:сс	Широта, градусы	Долгота, градусы	Глубина, км	mb (Mw)
19.08.2002	11:01:02.33	–21.700	–179.464	587.7	6.9
04.10.2002	19:05:49.94	–29.9802	–178.9677	628.4	6.0
10.12.2002	04:27:54.79	–24.200	–178.4125	555.1	5.5
19.05.2003	10:43:21.34	–18.1179	–178.6388	548.3	5.7
01.05.2018	19:47:53.00	–18.0199	–177.9375	585.0	(5.9)

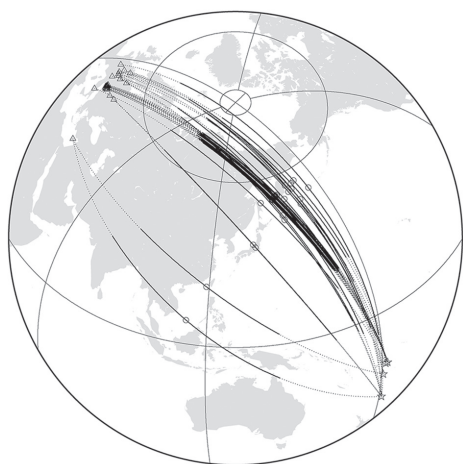


Рис. 2. Расположение сейсмических станций (серые треугольники) и сейсмических источников (звездочки). Полые кружки – координаты точек максимального погружения сейсмического луча во внутреннее ядро. Сплошные линии – проекции пути сейсмической волны PKP_{df} во внутреннем ядре на поверхность Земли. Пунктир – часть трассы распространения вне твёрдого ядра

На рис. 2 приведена карта взаимного расположения эпицентров и станций регистрации, а также проекции трасс распространения во внутреннем ядре на поверхность Земли. Как видно, область под Юго-Восточной Азией зондируется лучами PKP_{df} вдоль относительно узкого профиля (пунктирные линии на рис. 2) от точки (20° с.ш., 169° в.д.) до точки (72° с.ш., 81° в.д.).

На рис. 3 показаны результаты решения нелинейной задачи (3) методом отжига [Goffe et al., 1994], где серым прямоугольником выделена референсная форма волны PKP_{bc} . Полученные модельные сейсмограммы (пунктирная кривая), несмотря на сложный характер колебаний от землетрясения, достаточно хорошо воспроизводят форму волн PKP_{df} и PKP_{ab} . Результаты определения Q и дифференциальных времен пробега волн PKP_{df} и PKP_{bc} по временному

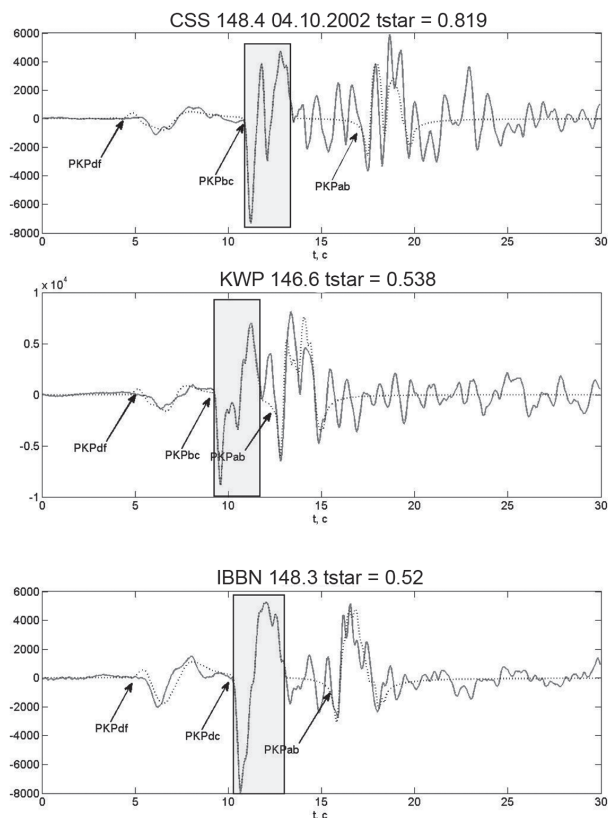


Рис. 3. Результаты подгонки модели сейсмограммы к реальным сейсмограммам для землетрясения 4 октября 2002 г. на о-вах Фиджи на сейсмических станциях CSS (эпицентральное расстояние 148.4°), KWP (146.6°), IBNN (148.3°). Серым прямоугольником выделен фрагмент, принятый за эталонную форму волны PKP_{bc}

положению максимальных амплитуд $(t_{bc} - t_{df})_m$ указанных волн методом инверсии волновых форм $(t_{bc} - t_{df})_{inv}$ представлены в табл. 2. (Формальная процедура метода для Q_{sp} приведена в Приложении). В табл. 3 приведены описательные статистические характеристики для Q , рассчитанных тремя методами.

Таблица 2

Результаты определения Q из дифференциальных амплитуд, методом инверсии волновых форм, и дифференциальных времен пробега

Дата	Код станции	Q_{sp}	Δ , град.	h , км	tstar, c	Q_{inv}	$(t_{bc}-t_{df})_m$, c	$(t_{bc}-t_{df})_{inv}$, c
19.08.2002	BFO		152.7	299			8.05	7.65
19.08.2002	CSS	473.1	148.4	193.3	0.3	392	5.4	5.65
19.08.2002	ECH	322.6	153.0	305.8			7.9	7
19.08.2002	GRFO	447.3	150.8	251.8	0.849	152		
04.10.2002	RUE	430.5	147.0	168.6	0.538	205	3.25	4.0
04.10.2002	CSS	268.3	148.4	194.7	0.819	144	5.05	6.3
04.10.2002	WLF	242.6	151.1	259.9	0.788	170	6.65	7.05
04.10.2002	KWP	195.8	146.6	161.1	0.538	201	3.2	4.4
04.10.2002	IBBN	603.8	148.3	192.4	0.52	225	4.45	5.15
04.10.2002	GRFO	250.2	150.2	239.4	0.46	280	6.1	6.6
04.10.2002	GRA1	248.7	150.2	239.4	0.463	279	6.2	6.7
04.10.2002	STU	267.3	151.5	270.0	0.554	245	7.0	7.35
04.10.2002	PSZ	305.4	149.1	212.8	0.552	221	5.65	5.75
04.10.2002	GRC	480.4	153.7	325.9	0.35	422	6.5	6.95
19.05.2003	ECH	262.9	149.6	221.8	0.3	415.7	5.5	5.5
19.05.2003	BFO	299.6	149.3	215.0	0.55	224.4	5.4	5.85
19.05.2003	TUE	341.2	150.9	254.0	0.32	414	6.4	6.65
19.05.2003	APEZ	294.6	153.2	308.9	0.313	461.3	8.18	9.7
19.05.2003	CII	297.6	153.9	331.2			6.8	9.9
01.05.2018	CADS	588.9	150.6	238.7	0.332	386.7	5.767	5.8
01.05.2018	CEY	505.5	150.5	245.2	0.332	391.3	6.187	5.9
01.05.2018	CRES	417.0	150.1	235.5	0.404	315.8	5.581	5.95
01.05.2018	CRNS		150.2	238.5	0.332	386.5	5.75	5.9
01.05.2018	DOBS	233.9	149.8	228.2	0.32	393.3	5.514	5.2
01.05.2018	GBAS	298.2	150.3	240.5	0.35	368.0	7.839	5.95
01.05.2018	GBRS	286.5	150.6	247.0	0.332	392.6	6.271	6.3
01.05.2018	GCIS	371.5	150.0	233.3	0.367	346.3	5.893	5.9
01.05.2018	GORS	292.4	150.1	234.9			5.776	
01.05.2018	GROS	1181.7	149.5	221.1	0.367	338.0	5.514	5.5

Дата	Код станции	Q_{sp}	Δ , град.	h , км	tstar, с	Q_{inv}	$(t_{bc}-t_{df})_{m}$, с	$(t_{bc}-t_{df})_{inv}$, с
01.05.2018	JAVS	352.4	150.5	244.1	0.297	436.6	6.019	4.95
01.05.2018	KNDS	408.4	150.7	250.3	0.367	357.3	6.313	6.4
01.05.2018	KOGS	786.4		215.4	0.367	334.3	3.483	5.2
01.05.2018	LJU	367	150.2	237.5	0.332	385.8	5.85	5.2
01.05.2018	MOZS	590	149.9	232.4	0.298	425.7	5.682	5.15

Таблица 3

Описательные статистики для Q , рассчитанных тремя способами

Метод	N	Среднее	Стандарт. отклонение	Ошибка среднего	Нижняя граница 95% доверит. интервала	Верхняя граница 95% доверит. интервала	Медиана
Q_{sp}	31	372.0	135.0	24.3	322.4	421.5	322.6
Q_{inv}	30	323.7	94.3	17.2	288.5	358.9	351.7
$Q_{sp(1)}$	93	294.9	96.6	20.0	275.0	314.8	271

Средние значения Q_{sp} и Q_{inv} при доверительной вероятности 0.95 статистически неразличимы. В последней строке табл. 3 для сравнения $Q_{sp(1)}$ рассчитана по данным из работы [Ivan & Pora, 2004], которые характеризуют поглощающие свойства верхней части внутреннего ядра (эпицентральные расстояния 148–149°, в то время как две верхние строки получены по данным в основном для эпицентральных расстояний 149–151°.

Таким образом, данные табл. 3 позволяют полагать, что поглощение имеет тенденцию к уменьшению (Q увеличивается) с глубиной погружения сейсмического луча во внутреннее ядро. Полученные данные хорошо согласуются с данными работы [Kasama et al., 2008], где $Q = 350$ – 360 . С другой стороны, в работе [Iritani, 2010] для примерно того же региона, при наблюдениях на сейсмических станциях в Японии (группа J-агау) землетрясений в Южной Америке методом инверсии волновых форм получены значения $Q = 370$ в верхах внутреннего ядра; затем Q непрерывно уменьшается до 180 на глубинах 200–250 км от границы между внешним и внутренним ядром.

Следует отметить, что в цитируемой работе широкополосные сейсмограммы были предварительно отфильтрованы в полосе 0.5–2 Гц, что служит возможным фактором, объясняющим более низкие значения Q , чем в настоящей работе.

Из данных табл. 2 следует, что разность между двумя оценками дифференциальных времен пробега составила $(t_{bc} - t_{df})_m - (t_{bc} - t_{df})_{inv} = -0.25 \pm 0.16$ с. То есть дифференциальное время в реальности оказывается систематически больше. Отсюда следует, что многие модели перехода от внешнего к внутреннему ядру в восточном полушарии при более широком использовании метода инверсии волновых форм потребуют небольшой корректировки скорости распространения

продольных волн в верхней части внутреннего ядра на величину порядка нескольких десятых долей процента.

Выводы

1. Среднее значение фактора Q , полученное методом инверсии волновых форм для региона внутреннего ядра под Юго-Восточной Азией, составило 324 ± 17 .
2. Средние значения Q , рассчитанные тремя разными способами, статистически неразличимы.
3. Дополнительным преимуществом метода инверсии волновых форм является возможность независимой оценки дифференциального времени между волновыми формами PKP_{df} и PKP_{bc} .

Исследование выполнено при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-05-00619) и в рамках гос. задания ИДГ РАН (рег. номер АААА-А17-117112350012-4),

Литература

- Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология. М. : Мир, 1983.
- Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н., Овчинников В.М., Усольцева О.А.* О затухании сейсмических волн во внутреннем ядре // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2005. С. 182–192.
- Карсанина М.В.* Моделирование и реконструкция структуры и свойств пористых сред с помощью корреляционных функций : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. ИДГ РАН, 2016.
- Chevrot S.* Optimal measurement of relative and absolute delay times by simulated annealing // *Geophys. J. Int.* 151, 164–171, 2002.
- Cormier, V.F., Li, X.* Frequency-dependent seismic attenuation in the inner core. 2. A scattering and fabric interpretation // *J. Geophys. Res. (Solid Earth)* 107 (B12), 2362, 2002.
- Garcia, R., Chevrot, S., Weber, M.* Nonlinear waveform and delay time analysis of triplicated core phases // *J. Geophys. Res.* 109, B01306, 3121–3124, 2004.
- Goffe, Ferrier and Rogers.* Global Optimization of Statistical Functions with Simulated Annealing // *Journal of Econometrics*, vol. 60, no. 1/2, pp. 65–100, 1994.
- Iritani, R., Takeuchi, N., Kawakatsu, H.* Seismic attenuation structure of the top half of the inner core beneath the northeastern Pacific // *Geophys. Res. Lett.* 37, L19303, 2010.
- Iritani R., N. Takeuchi, H. Kawakatsu.* Intricate heterogeneous structures of the top 300 km of the Earth's inner core inferred from global array data: I. Regional 1D attenuation and velocity profiles // *Phys. Earth and Plan. Int.* v. 230 p. 15–27, 2014.
- Kazama T., H. Kawakatsu, N. Takeuchi,* Depth-dependent attenuation structure of the inner core inferred from short-period Hi-net data // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 167, 155–160, 2008.
- Kirkpatrick, S., C. Gelatt, and M. Vecchi.* Optimization by simulated annealing // *Science*, 220, 671–680, 1983.
- Krasnoshchekov D.N., Kaazik P.B., Ovtchinnikov V.M.* Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth's inner core // *Nature*. V. 435. P. 483–487, 2005.
- Li, X., Cormier, V.F.* Frequency-dependent seismic attenuation in the inner core, 1. A viscoelastic interpretation // *J. Geophys. Res. (Solid Earth)* 107, 2361, 2002.
- Oreshin, S., Vinnik, L.* Heterogeneity and anisotropy of seismic attenuation in the inner core // *Geophys. Res. Lett.* 31, L02613, 2004.

Tocheport A., L. Rivera, and S. Chevrot. A systematic study of source time functions and moment tensors of intermediate and deep earthquakes // Journal of geophysical research, vol. 112, b07311, doi:10.1029/2006JB004534, 2007.

Usoltseva O.A., Ovtchinnikov V.M. Application of a simulated annealing method for detection and measurement of parameters of PKIKP waves // Geocosmos, p. 220, 2016.

Vidale, J.E., Dodge, D.A., Earle, P.S. Slow differential rotation of the Earth's inner core indicated by temporal changes in scattering // Nature 405, 445–448, 2000.

Приложение

СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ВО ВНУТРЕННЕМ ЯДРЕ ЗЕМЛИ

Амплитуды различных фаз обеспечивают информацию о поглощении в недрах Земли. Спектральную амплитуду сейсмической фазы можно представить в виде

$$A(f) = S(f)G \exp(-\pi f t^*),$$

где $S(f)$ – спектральная функция источника, G описывает геометрическое расхождение и эффекты на границах раздела в среде (отражение, преломление).

Параметр $t^* = \int_S dt/Q = t/Q$. T – время пробега по S .

Для оценки поглощения во внутреннем ядре будем использовать спектральные амплитуды волн РКР_{df} и РКР_{bc} в дифференциальной форме: $\ln[A_{df}(f)/A_{bc}(f)] = \ln(G_1/G_2) - \pi f (T_{df}/Q - T_{bc}/Q)$. Дифференциальная форма позволяет исключить из рассмотрения спектральную функцию источника и частично влияние геометрического расхождения за счет того, что в коре, мантии и внешнем ядре пути фаз РКР_{df} и РКР_{bc} близки. Принимая во внимание также высокую добротность внутреннего ядра $Q \sim 10000$, спектральное отношение приближенно можно записать в следующем виде

$$\ln[A_{df}(f)/A_{bc}(f)] = a - \pi f t^*.$$

Если Q не зависит от частоты, то последнее соотношение является линейной функцией частоты в полулогарифмических координатах с угловым коэффициентом πt^* . Отношение амплитуд $[A_{df}(f)/A_{bc}(f)]$ рассчитывается либо с использованием преобразования Фурье, либо фильтрацией рядом полосовых фильтров исходной сейсмограммы.

ПАРАМЕТРЫ СЕЙСМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА 03.09.2017 г. В СЕВЕРНОЙ КОРЕЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РЕГИОНАЛЬНЫХ РАССТОЯНИЯХ

В.М. Овчинников

ИДГ РАН

3 сентября 2017 г. в Корейской народно-демократической республике был проведен ядерный взрыв, эпицентр которого расположен вблизи испытаний 2006, 2009, 2013, 2015 и 2016 годов. Проведен анализ сейсмограмм, в основном, на региональных расстояниях до 11° . Получены оценки таких важных параметров источника как скалярный сейсмический момент, моментная магнитуда, полный тензор сейсмического момента (ТСМ). ТСМ может быть разложен на непосредственно связанную с взрывом изотропную часть, на которую приходится 47.2% излучения и дополнительную, вероятно связанную с подъемом купола взрыва и его последующего опускания, часть, на которую приходится 41.1%.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20160

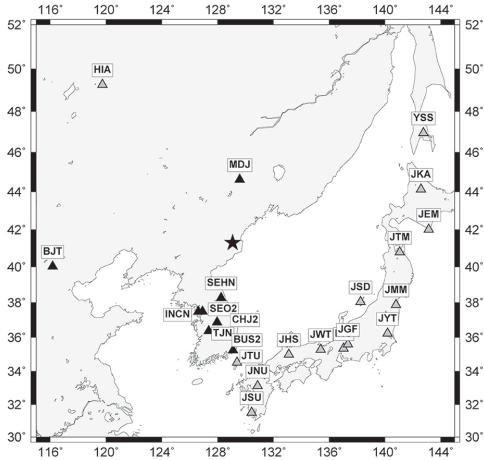
Введение

Подземный ядерный взрыв 3 сентября 2017 г. был проведен на северо-востоке КНДР в горном массиве, сложенном гранитами. Сейсмические волны от взрыва были зарегистрированы на большом числе сейсмических станций в широком диапазоне эпицентральных расстояний от 1° до 170° . Он сопровождался рядом интересных явлений: слабыми землетрясениями (возможно афтершоками) [Kim et al., 2018; Liu et al., 2018], один из которых, произошедший через 8.5 мин спустя, возможно, связан с обрушением полости [Tian et al., 2018]; зона разрушений при взрыве вышла на поверхность, где вертикальные смещения достигают 10 см [Matt Wey, 2017; Wang, 2018].

Такой взрыв предоставляет наилучшие возможности для изучения особенностей сейсмического источника на основе все более широкого использования для этой цели тензора сейсмического момента [Ford et al., 2010; Vavryšuk & Kim, 2010; Tian et al., 2018; Han et al., 2017]. Полученные на его основе оценки изотропной части излучения взрыва в 2017 г. сильно различаются: 87% в публикации [Han et al., 2017] и 47% в [Incorporated..., 2017]. ТСМ представляет собой общую теоретическую основу для описания сейсмических источников на основе обобщенных пар сил [Dreger & Helmberger, 1993] и широко применяется для описания механизма сильных землетрясений. Полагают даже, что ТСМ может заменить другие, более традиционные оценки параметров источника, такие как, например, магнитуда и механизм очага из знаков первых вступлений. В данной работе основное внимание сосредоточено на определении ТСМ на региональных расстояниях от 300 до 1100 км в диапазоне низких частот 0.05–0.1 Гц и возможности его использования для верификации источника как взрыва.

Использованные сейсмические данные

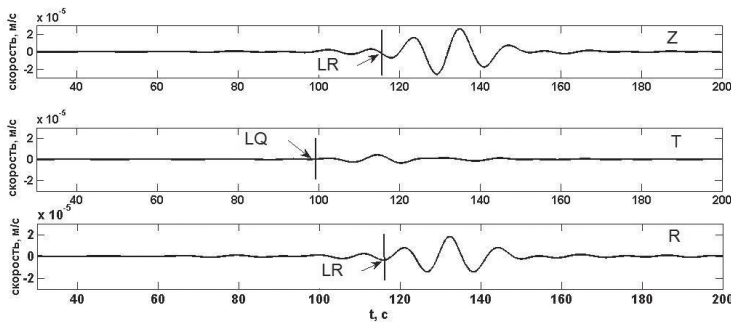
Использованы данные сейсмических станций на региональных расстояниях от 300 до 1100 км в Китае и Южной Корее. На рис. 1 показана карта с взаимным расположением сейсмических станций с эпицентрными расстояниями менее 16° и испытательного полигона в Северной Корее.



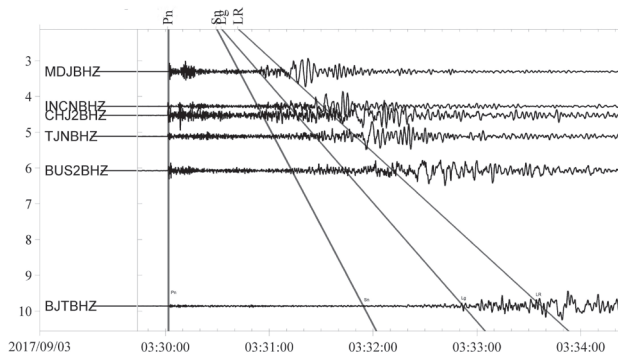
А

Рис. 1. А – сейсмические станции (треугольники) на расстоянии от 3 до 150 от полигона, зарегистрировавшие сейсмическое явление (звездочка) 3 сентября 2017 г. Б – пример сейсмограмм–вертикальной Z, трансверсальной T и радиальной R компонент взрыва на станции MDJ в полосе частот 0.05–0.1 Гц: чертой со стрелкой отмечены вступления волны Релея (LR) и Лява (LQ). В – монтаж сейсмограмм взрыва: отрезками прямых отмечены вступления волн Pn, Sn, Lg и LR

Б



В



На всех континентальных станциях (черные треугольники на карте), с углом охвата эпицентра около 180° , первое вступление имеет положительную полярность. Положительная полярность первого вступления наблюдается также на станциях

Японии (серые треугольники), обеспечивающих азимутальный охват эпицентра источника до 270° . На монтаже сейсмограмм (рис. 1, В) показаны основные вступления волн, связанных со структурными особенностями земной коры в районе наблюдений. Из него видно, что поперечные волны S_n слабо выражены и имеют малую амплитуду. Эти два признака указывают на изотропный характер излучения из очага. По амплитуде доминируют поверхностные волны LR. Измеренные времена первых вступлений волн P_n на континентальных станциях описываются регрессионной зависимостью

$$t = (6.28 \pm 0.436) + (0.126 \pm 0.0008)\Delta, \quad (1)$$

где Δ – расстояние в км.

Другой особенностью волнового поля от сейсмического явления в Корее 03.09.2017 г., также отмечавшейся при взрывах в КНДР [Vavryšuk et al., 2013, 2014], является присутствие на сейсмограммах в низкочастотном диапазоне 0.05–0.1 Гц горизонтально-поляризованной волны Лява (рис. 1, Б). К примеру, амплитуда волны Лява на станции MDJ равна 1/3 амплитуды волны Релея, что указывает на значимую величину неизотропного излучения сейсмического источника. Частота колебаний в волнах Лява и Релея 0.06–0.08 Гц.

Определение тензора сейсмического момента

Рассматривается точечный источник сейсмических волн с известным пространственным положением и временем возникновения, размещенный в слоисто-стратифицированной среде. На достаточно больших расстояниях $r(x_s - x_r)$ от источника смещение $u(r, t)$ в момент времени t можно выразить через тензор момента источника $M = (m_{pq})$ и свертку производной нормированной временной функции источника $f(t)$ с производной по пространственной координате тензора Грина G [Aki & Richards, 2002]

$$u_i(r, t) = \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 m_{pq} \dot{f}(t) * \frac{\partial}{\partial x_q} G_{ip}(r, t), \quad (2)$$

где $*$ обозначает свертку по времени, $i = 1, 2, 3$ – три компоненты смещения в системе отсчета, связанной с ориентацией сейсмоприёмников в точке наблюдения, r – расстояние между источником и точкой наблюдения.

Для тензора m_{pq} используем разложение на элементарные диполи сил [Bouchon, 1980; Bouchon, 1981]

$$m_{pq} = \sum_{i=1}^6 a_i m_{pq}^i, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} m^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & m^2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & m^3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} & m^4 &= \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ m^5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & m^6 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4)$$

m^1, m^2, m^3 – двойные диполи с моментом (DC), m^4, m^5 – компенсированные линейные диполи (CLVD), m^6 – три диполя без момента (ISO). Таким образом, TCM источника может быть представлен в виде линейной комбинации шести элементарных безразмерных тензоров m^i , описывающих все возможные силовые модели сейсмических источников, с помощью которых можно моделировать различные виды реальных сейсмических источников. Из (3) и (4) также следует, что сейсмический тензор момента может быть представлен через коэффициенты a_j [Křížová et al., 2013]

$$M = \begin{pmatrix} -a_4 + a_5 & a_1 & a_2 \\ a_1 & -a_5 + a_6 & a_3 \\ a_2 & a_3 & a_4 + a_5 + a_6 \end{pmatrix} \quad (5)$$

В качестве временной функции $f(t)$ мы будем использовать ступенчатую функцию (функция Хевисайда). Для численных расчетов теоретических сейсмограмм $u(r, t)$ использована достаточно хорошо документированная реализация программного кода «AXITRA» [Coutant, 1989].

В общем случае задача инверсии TCM состоит в определении коэффициентов a_i ($i = 1, 2, \dots, 6$) и координат гипоцентра $r_s = (\phi, \lambda, h)$ из решения оптимизационной задачи [Dreger & Helmberger, 1993]

$$\psi(a_j, r_s) = \min_{a_j, r_s} \left(\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^3 (S_{ijk} - u_{ijk})^2 \right), \quad (6)$$

где S_{ijk} – наблюдаемая i -ая компонента ($i = 1, 2, 3$) сейсмограммы на j -ой станции ($j = 1, 2, \dots, J$), $i = 1, 2, \dots, N$ – число временных отсчетов сейсмограммы, u_{ijk} определяется формулой (2). В формулировке (6) задача является нелинейной относительно неизвестных. Ее можно существенно упростить, если воспользоваться координатами эпицентра источника из независимых наблюдений, в частности космических. На основе спутниковых данных об изменении топографии района до и после проведения взрыва получены значения $41^\circ.3$ с.ш. и $129^\circ.08$ в.д. [Matt Wey, 2017] и близкие $41^\circ.301$ с.ш. и $129^\circ.078$ в.д. [Wang et al., 2018]. В результате задача (6) при фиксированной глубине приводится к линейной системе уравнений относительно неизвестных a_j . Из космических данных также следует, что глубина взрыва $h < 800$ м, так как высота эпицентра над уровнем моря составляет 2205 м, а входов в две технологические штольни – 1405 и 1360 м.

Для решения задачи (6) необходимо рассчитать импульсные характеристики среды $G_{ip}(r, t)$, определяющие зависящую от строения земной коры, по которой

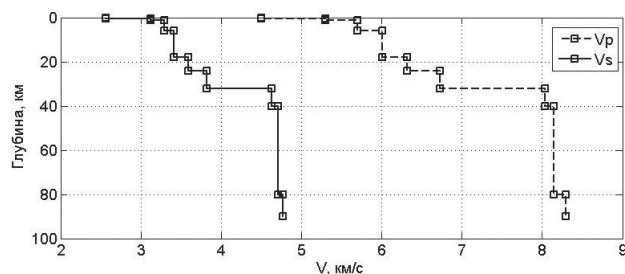


Рис. 2. Скоростной разрез восьмислойной модели земной коры и верхней мантии, использованной для расчета функций Грина

распространяются сейсмические волны от источника к приемнику, временную структуру сейсмограммы. В табл. 1 приведены параметры модели среды, а на рис. 2. показан скоростной разрез этой модели. В основном модель соответствует модели [Vavryšuk et al., 2013], ранее использовавшейся для анализа взрыва в Корее в 2013 г. Скорректированы только значения скоростей на границе 32 км в соответствии с годографом (1).

Таблица 1

Параметры *) модели земной коры и верхней мантии

H , км	α_i , км/с	β_i , км/с	ρ_i , г/см ³	Q_p	Q_s
0.0	4.50	2.560	2.100	200	100
0.5	5.30	3.120	2.440	300	150
1.3	5.70	3.290	2.640	300	150
6.0	6.01	3.410	2.790	400	200
18.0	6.32	3.590	2.860	600	300
24.0	6.73	3.820	3.040	1000	500
32.0	7.96	4.630	3.240	1000	500
40.0	8.15	4.710	3.240	1450	725
80.0	8.30	4.770	3.140	1450	725

*) H – глубина верхней границы слоя, α_i , β_i – скорость продольных и поперечных волн, ρ_i – плотность среды в слое, Q_p , Q_s – безразмерные факторы неупругого поглощения для продольных и поперечных волн.

Результаты

При решении системы линейных уравнений, следующей из оптимизационной задачи (6), выяснилась ее неустойчивость из-за плохой обусловленности матрицы условных уравнений. Поэтому были подобраны три станции – BJT, MDJ и INCN, обеспечивающие максимальный азимутальный охват эпицентра и отношение максимального собственного значения к минимальному, равное 12. Из этих 9 сейсмограмм (три станции, три компоненты) длительностью 400 с получены значения коэффициентов a_j и их погрешности σ_{aj} , приведенные в табл. 2. Из данных табл. 2 для ТСМ и формулы (4) имеем:

$$M = \begin{pmatrix} -0.05 & -0.041 & 0.59 \\ -0.041 & 0.594 & 0.107 \\ 0.59 & 0.107 & 1.967 \end{pmatrix} 10^{16} \text{ Нм.} \quad (7)$$

Таблица 2

Параметры a_j и их погрешности из решения задачи (6)

$a_j \cdot 10^{17}$, Нм	-0.0407	0.593	0.106	0.491	0.441	1.034
$\sigma_{ij} \cdot 10^{17}$	0.0036	0.0070	0.0129	0.0214	0.0219	0.0222

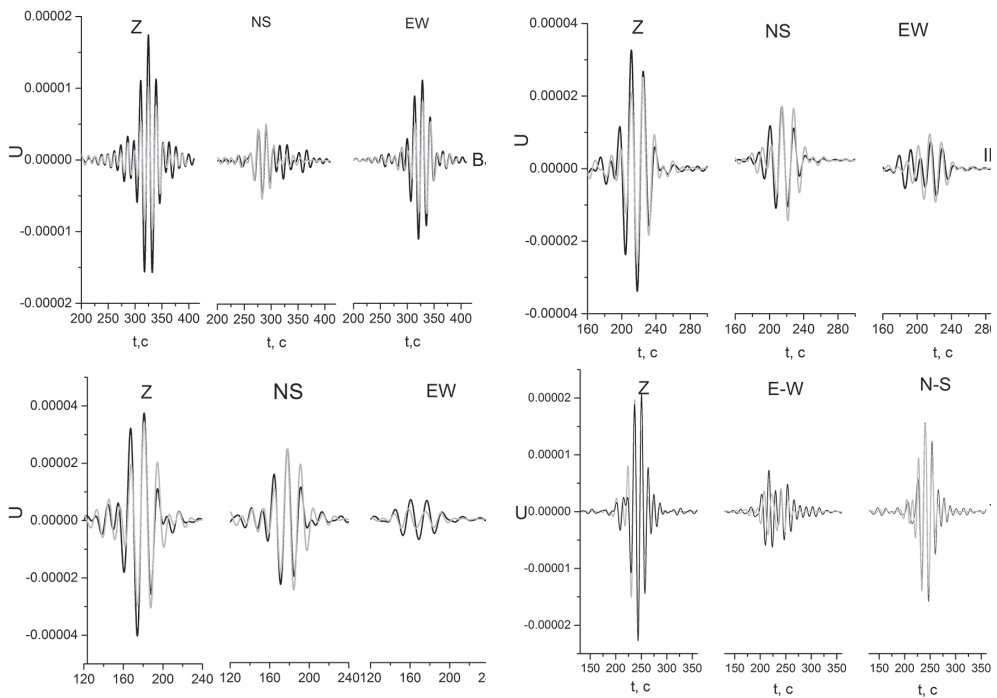


Рис. 3. Теоретические (серый цвет) и экспериментальные (черный цвет) сейсмограммы для станций MDJ, INCN, BJT, TJN. Размерность по оси ординат U , [м]

Согласованность экспериментальных и теоретических сейсмограмм, для полученного тензора сейсмического момента, показана на рис. 3. В качестве количественной меры согласованности использована относительная ошибка описания реальных сейсмограмм теоретическими

$$\delta_{jk} = \frac{\sum_{i=1}^N (S_{ijk} - u_{ijk})^2}{\sum_{i=1}^N u_{ijk}^2}. \quad (8)$$

Значения ошибки для каждой компоненты Z, N-S, E-W и каждой станции приведены в табл. 3. Физически δ_{jk} показывает, какая доля энергии реальной сейсмограммы не описывается теоретической сейсмограммой. Визуально хорошая согласованность для сейсмограмм станций MDJ, BJT, INCN, а также TJN (данные последней в расчете TCM не использовались) видна на рис. 3.

Большие значения ошибки для горизонтальной компоненты E-W связаны с влиянием шума, который теоретические сейсмограммы не описывают, а амплитуда сигнала от взрыва на них в 3–4 раза меньше, чем на вертикальной компоненте Z и лишь немного превышает уровень шума. Средняя величина для этого решения TCM $\delta_1 = 0.263 \pm 0.195$ (по столбцам N-S и Z из табл. 1).

Из (8) определяем скалярный сейсмический момент [Silver & Jordan, 1982]

$$M_0 = \sqrt{\frac{m_{11}^2 + m_{22}^2 + m_{33}^2}{2}} = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ Нм}.$$

Относительные ошибки описания реальных данных синтетическими сейсмограммами и знаки первого вступления (*жирным шрифтом выделены станции, по сейсмограммам которых определен TCM*)

Код станции	Азимут,	Расстояние, км	Знак 1-го вступления	σ , N-S	σ , E-W	σ , Z
SEHB	191.3728	343.956	+	0.23	2.9	0.31
MDJ	6.9347	370.9329	+	0.14	0.09	0.2
SEO2	203.8014	461.77	+	0.12	1.27	0.9
INCN	206.6006	474.1183	+	0.26	0.3	0.23
CHJ2	190.8584	500.6755	+	0.14	0.3	0.26
TJN	195.2811	566.407	+	0.47	0.32	0.16
BUS2	179.4284	671.723	+	0.25	3.12	0.23
BJT	266.5363	1100.128	+	0.14	0.2	0.02

Моментная магнитуда $M_w = 2/3 \cdot \log(M_0) - 6.1 = 5.4$.

Для физической интерпретации TCM (8) можно разложить на три составляющих: изотропную (три пары ортогональных диполей без момента, ISO) двойную пару сил с моментом (DC) и компенсированный дипольный момента (CLVD) [Vavryčuk, 2015]

$$M = M_{ISO} + M_{DC} + M_{CLVD}.$$

$$M_{ISO} = 1/3(M_1 + M_2 + M_3), M_{CLVD} = 2/3(M_1 + M_3 - 2M_2), M_{DC} = 1/2(M_1 - M_3 - |M_1 - M_3 - 2M_2|),$$

где $M_1 > M_2 > M_3$ – собственные значения тензора (7).

При такой декомпозиции TCM 47.2% могут быть описаны изотропным механизмом излучения (ISO), 41.1% – компенсированным линейным диполем (CLVD) и 11.7% связаны со сдвиговой компонентой (DC). Полученная величина изотропной компоненты согласуется с результатом из работы [Incorporated..., 2017], где изотропная компонента составляет 47%. В публикации же [Han et al., 2017] по данным станций в Китае на расстояниях от 100 до 300 км для изотропного излучения получено значение 85%. Различие, по-видимому, связано с тем, что в [Han et al., 2017] для расчета TCM использовались фрагменты сейсмограмм с продольными и поперечными волнами, в то время как более низкие значения в настоящей работе получены по фрагменту с низкочастотными поверхностными волнами.

Полученный характер распределения излучения может быть обусловлен двойным источником при мощных взрывах, когда кроме компоненты, связанной с развитием полости и разрушением вмещающей среды, возникает дополнительная компонента, связанная с влиянием свободной поверхности – подъем купола в эпицентре с последующим опусканием.

Рассмотрим теперь вариант решения, полагая, что сейсмический источник не имеет изотропной составляющей. Формально это означает, что сумма диагональных элементов TCM равна нулю. То есть задача (6) решается с дополнительным ограничением

$$a_4 + 2a_6 = 0.$$

Для этого случая на сдвиговую компоненту (DC) приходится 62.7% и на линейный компенсированный диполь (CLVD) – 37.3%. Скалярный сейсмический момент составил $1.4 \cdot 10^{17}$ Нм. При этом теоретические сейсмограммы только немного хуже описывают реальные данные. Относительные ошибки для станций MDJ, INCN, BJT приведены в табл. 4, а на рис. 4 приведено сравнение теоретических и реальных сейсмограмм в полосе частот 0.05–0.08 Гц.

Таблица 4

Относительные ошибки для решения без изотропного излучения

Код станции	δ , N-S	δ , E-W	δ , Z
MDJ	0.17	0,93	0.32
INCN	0.2	0,66	0.014
BJT	1.38	0.37	0,1

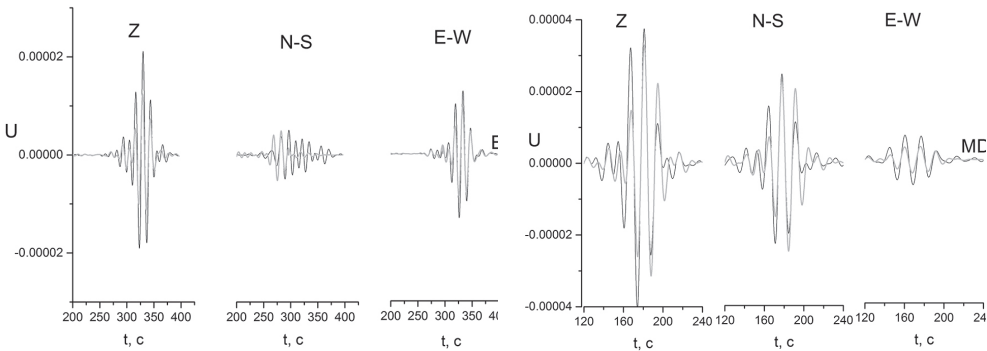


Рис. 4. Сравнение реальных (черная линия) и синтетических (серая линия) сейсмограмм для TCM без изотропной компоненты излучения на станциях MDJ и BJT

Средняя величина относительной ошибки для этого решения $\delta_2 = 0.195 \pm 0.133$. Проверка гипотезы о равенстве средних по t – критерию показывает, что δ_1 и δ_2 статистически неразличимы. Отсюда следует, что невозможно отдать предпочтение одному из двух возможных решений и, следовательно, идентифицировать сейсмический источник как подземный взрыв на основе TCM, рассчитанного по низкочастотным поверхностным волнам. Но знаки первых вступлений, о которых говорилось выше, указывают на взрывной характер источника.

Следует отметить, что скалярные сейсмические моменты для двух решений $-1.6 \cdot 10^{17}$ и $1.4 \cdot 10^{17}$ Нм, различаются незначительно.

Заключение

Приведена технология оценки тензора сейсмического момента на примере сейсмического явления 3 сентября 2017 г. по данным сейсмических станций на региональных расстояниях.

Показано, что 47.2% излучения сейсмического источника представляет изотропную часть (ISO), характерную для взрыва, 11.7% приходится на сдвиговую

компоненту (DC) и 41.1% – на излучение, описываемое линейным компенсированным диполем (CLVD).

Показано, что идентификация сейсмического источника как взрыва на основе только TCM, рассчитанного в низкочастотном диапазоне по поверхностным волнам, невозможна и требуются дополнительные данные, например, о знаках первых вступлений.

Определены скалярный сейсмический момент $M_0 = 1.6 \cdot 10^{17}$ Нм и моментная магнитуда $M_w = 5.4$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы РАН № 56.

Литература

Aki, K., P.G. Richards, Quantitative seismology, University Science Books, Sausalito, California, 2002. – 704 p.

Bouchon M. Calculation of complete seismograms for an explosive source in a layered medium // *Geophysics*. 1980, v. 45. p. 197–203.

Bouchon, M. A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, 1981. *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 959–971.

Coutant, O. Program of numerical simulation AXITRA, 1989. Tech. rep., LGIT, Grenoble, France.

Dreger, D.S., Helmberger, D.V. (1993). Determination of source parameters at regional distances with three-component sparse network data, *J. Geophys. Res.*, 98, no. B5, 8107–8126.

Ford S.R., D.S. Dreger, W.R. Walter (2010). Network Sensitivity Solutions for Regional Moment-Tensor Inversions / *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 100, No. 5A, pp. 1962–1970, doi: 10.1785/0120090140.

Incorporated Research Institutions for Seismology, “Special event: 2017 North Korean nuclear test; <http://ds.iris.edu/ds/nodes/dmc/specialevents/2017/09/03/2017-north-korean-nuclear-test/2017>.

Han L., Wu Z, Jiang G., Liu J. Properties of three seismic events in September 2017 in the northern Korean Peninsula from moment to tensor inversion. 2017. <http://www.cenc.ac.cn/cenc/dzxx/336221/index.html/>.

Kim W-Y., D. Schaff, P.G. Richards, (2018). Location and identification of seismic events around North Korean nuclear test site following the 3 september 2017 underground nuclear test. *Вестник НЯЦ РК*, вып 2(74), с. 11–19.

Křížová D, J. Zahradník, A. Kiratzi (2013). Resolvability of Isotropic Component in Regional Seismic Moment Tensor Inversion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 103, No. 4, pp. 2460–2473, 2013, doi: 10.1785/0120120097.

Liu J., L. Li, J. Zahradník, E. Sokos, C. Liu, X. Tian, North Korea's 2017 test and its non-tectonic aftershock. *Geophys. Res. Lett.* 2018, doi:10.1002/2018GL077095.

Matt Wey <http://weilab.uri.edu/> Preliminary InSAR results of the September 3, 2017 North Korea Nuclear Test .

Tian D., J. Yao, L. Wen, (2018). Collapse and Earthquake Swarm after North Korea's 3 September 2017 Nuclear Test. *Geophys. Res. Lett.* doi:10.1029/2018GL077649.

Silver PG, Jordan T.H. (1982). Optimal estimation of the scalar seismic moment. *Geophys J Roy Astr Soc*, V. 70, p. 755–787

Vavryčuk V., So Gu Kim. Nonisotropic radiation of the 2013 North Korean nuclear explosion *Geophys. RESEARCH LETTER*, doi:10.1002/2014GL061265, p. 1–9.

Vavryčuk V., Kim S.G. Moment Tensor Inversion of the 2013 North Korean nuclear explosion on February 12, 2013, Second European conference on earthquake engineering and seismology, Istanbul Aug. 25–29, 2014.

Vavryčuk V. Moment Tensors: Decomposition and Visualization. Encyclopedia of Earthquake Engineering, Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2015, doi: 10.1007/978-3-642-36197-5_288-1.

Wang T., Q. Shi, M. Nikkhoo, S. Wei, S. Barbot, D. Dreger, R. Bürgmann, M. Motagh, Qi-Fu Chen. The rise, collapse, and compaction of Mt. Mantap from the 3 September 2017 North Korean nuclear test. Science 10.1126/science.aar7230 .2018.

УДК 550.8.08

ИДЕНТИФИКАЦИЯ СИГНАЛОВ СЛАБЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ ПО ЗАПИСЯМ МАЛОАПЕРТУРНОЙ ГРУППЫ ПРИ МОНИТОРИНГЕ ЛОКАЛЬНОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК

А.В. Варыпаев, И.А. Санина

ИДГ РАН

Предлагается методика многоканальной обработки записей малоапертурной группы, ориентированная на идентификацию сигналов слабых сейсмических событий, наблюдаемых на фоне естественных сейсмических помех. Методика апробирована на модельных данных и реальных записях, зарегистрированных малоапертурной группой в районе г. Губкин, где ведётся разработка залежей железной руды и регулярно проводятся взрывные работы. Идентификация сигналов произведена при помощи оценивания вектора кажущейся медленности Р-волн сейсмических событий непосредственно после предварительной процедуры обнаружения. В работе также приведён модельный эксперимент, результаты которого полностью согласуются с результатами обработки реальных наблюдений.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20161

Введение

Локальная микросейсмичность позволяет получить представление о деформационных процессах, протекающих в верхней части земной коры. Под оценкой локальной микросейсмичности понимается определение параметров очагов во времени по наблюдениям малоапертурной сейсмической группы. Такая оценка является необходимой при мониторинге: а) гидроразрыва пластов, насыщенных углеводородами [Duncan and Eisner, 2010]; б) сейсмической опасности открытых (карьеры) или закрытых (шахты) горных работ [Maochen, 2005; Malovichko, Lynch, 2006]; в) вулканических и геотермальных зон [Cros et al., 2017; Droznin et al., 2015]; г) атомных электростанций [Кишкина и др., 2017]. К параметрам очагов относят, как правило, их пространственные координаты и величины, однозначно

определяющие тензор сейсмического момента [Aki and Richards, 2002]. В предположении плоского волнового фронта, регистрируемого сейсмической антенной, параметром очага также является вектор кажущейся медленности Р-волны. В большинстве случаев главной проблемой обработки записей малоапертурных групп является низкое отношение сигнал-помеха, а также сложная, отличная от случая равномерного расширения, диаграмма излучения очагов микроземлетрясений, параметры которых подлежат определению.

В настоящее время существует ряд работ [Zhang 2008; Kushnir et al., 2014; Kushnir, Varypaev 2017], посвящённых робастному (к помехам) определению параметров источников упругих волн. Однако, до сих пор, апробация и эффективность этих методов по сравнению с традиционным подходом сейсмической эмиссионной томографии [Kiselevitch et al., 1991] проводилась только на модельных (синтетических) данных. Кроме того, существующие алгоритмы ориентированы на оценивание параметров очагов по временному интервалу записей антенны, где априори известно наличие смеси этого сигнала и сейсмического фона. То есть остаётся открытым вопрос об обнаружении (детектировании) этих сигналов во времени. Совсем недавно методика обнаружения сигналов очагов по многоканальным записям антенны была предложена в работе [Варыпаев и др., 2018].

В настоящей статье приведены результаты обработки реальных записей сейсмических групп, которые подтверждаются результатами обработки аналогичных (при той же конфигурации сейсмической антенны) модельных данных. Установлено, что при допущении плоского волнового фронта, удаётся распознать сигналы сейсмических событий, в том числе на фоне естественных сейсмических помех, а также в ряде случаев установить их сложный механизм очага.

Полевые наблюдения

02 сентября и 28–29 октября 2017 г. были проведены сейсмологические наблюдения, включающие работы по развертыванию на дневной поверхности временной сейсмической группы с регистрацией колебаний до, во время и после проведения взрывных работ в горной выработке. Была развернута группа из пяти временных станций. 2 сентября регистрация велась на протяжении 5 часов, 28–29 октября –

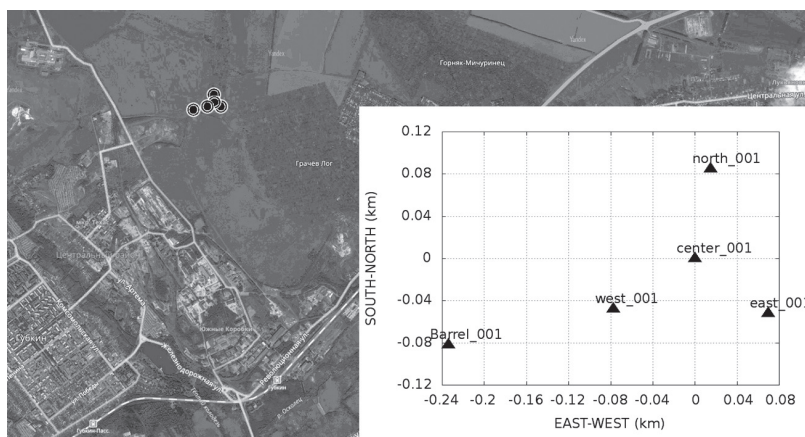


Рис. 1. Расположение временных пунктов регистрации

на протяжении 20 часов. Для размещения сейсмической малоапертурной группы из четырёх пунктов регистрации была выбрана ровная площадка в нижней части Грачёва лога на Теплоколодезянской территории, расположенная над региональным разломом (рис. 1).

Пятый пункт регистрации был размещён на существующем обустроенном круглом постаменте, заглублённом примерно на 50 см и находящемся на западном склоне Грачёва лога. Существующий постамент находится непосредственно над одной из горных выработок шахты предприятия «КМА «Руда». Данные о пунктах наблюдений приведены в Таблице. В обработке были использованы записи вертикальных компонент датчиков.

Таблица

Характеристики временных пунктов регистрации

Пункт	Широта, гр.	Долгота, гр.	Высота над уровнем моря, м	Сейсмоприемник	Примечание
«Север»	51:18:28.14	37:33:51.13	172	СМ-3КВ (вертикальный)	Канал N1
«Центр»	51:18:25.30	37:33:50.47	170	3×СМ-3КВ (два горизонталь- ных, один верти- кальный)	Канал С3
«Запад»	51:18:23.74	37:33:46.39	172	СМ-3КВ (вертикальный)	Канал W1
«Восток»	51:18:23.69	37:33:54.60	171	СМ-3КВ (вертикальный)	Канал E1
«Бочка»	51:18:22.57	37:33:38.37	179	СПВ-3К (трёхкомпонентный)	Канал В1

Робастный к помехам алгоритм оценивания вектора кажущейся медленности

Оценка свойств распространяющихся в земной среде сейсмических волн, в частности вектора кажущейся медленности Р-волны, можно оценить по наблюдениям группы датчиков, исходя из предположений плоского волнового фронта [Davies et al., 1971; Posmentier and Herrmann, 1971; Capon, 1973]. Робастное по отношению к аддитивным помехам оценивание вектора кажущейся медленности обеспечивается с помощью фазового алгоритма бимформинга [Zhang et al., 2008; Kushnir, Varupaev, 2017]. Эти алгоритмы были разработаны для локации источников, генерирующих широкополосные волновые поля, и были неоднократно апробированы на модельных и реальных данных сейсмических групп. Очевидно, что аналогичный алгоритм допускает обобщение и на случай оценивания вектора кажущейся медленности Р-волны:

$$\hat{p} = (r, \alpha) = \arg \max_{r, \alpha} L(X), 0 \leq f_{j_1} < f_{j_2} \leq f_{Nyquist}, \tag{1}$$

$$L(X) = \frac{1}{(j_2 - j_1 + 1)M^2} \sum_{j=j_1}^{j_2} \left| \sum_{l=1}^M \frac{X_l(f_j) e^{-2\pi i f_j \tau_l(r, \alpha)}}{|X_l(f_j)|} \right|^2, \quad (2)$$

где r и α есть соответственно длина вектора и азимут, $\tau_l(r, \alpha)$ – относительное время распространения сейсмической волны до датчика группы с номером l , $X = \{X_l(f_j)\}_{j=1, l=1}^{N, M}$ – есть вектор дискретных значений конечного преобразования Фурье исходных наблюдений группы, M – количество пунктов регистрации (датчиков группы). Нетрудно показать, что $L(X) \leq 1$.

Результаты обработки реальных записей малоапертурной группы

При анализе многоканальных записей группы предполагается, что сигналы от локализованных источников в некотором диапазоне частот являются когерентными, поэтому, предварительно необходимо определить те временные интервалы наблюдений, где значения оценки многомерной когерентности являются достаточно высокими. Последнее относится к задаче детектирования и выходит за рамки настоящей работы, однако соответствующая методика и результаты детектирования описаны в [Варыпаев и др., 2018]. Таким образом, в ходе предварительной процедуры обнаружения, были отмечены временные интервалы наблюдений с высоким показателем когерентности многоканальных сигналов. Далее эти интервалы были использованы для оценивания вектора кажущейся медленности в полосе от 10 до 30 Гц с помощью алгоритма (1). Визуальный и количественный анализ F-K диаграмм (рис. 2) позволил выделить ровно 3 группы событий, генерирующих когерентные сигналы, параметры которых мы оцениваем.

Первая группа событий имеет F-K диаграмму аналогичную рис. 2, а. Рис. 2, а свидетельствует о том, что Р-волна сформирована из конкретной точки пространства, о чём также свидетельствует значение показателя качества этой диаграммы (0.193), рассчитываемое как квадрат разности между максимальным и минимальным значениями функции (2).

Вторая группа событий имеет F-K диаграмму, аналогичную рис. 2, б, когда функции двух переменных имеет два ярко выраженных симметричных относительно некоторой точки дискретного пространства (r, α) экстремума. Аналогичная ситуация возникает в задачах локации микросейсмических источников и подтверждает факт наличия сложной диаграммы излучения очага и, как следствие, наличие сложного механизма [Kushnir et al., 2014]. Как правило, точка, относительно которой проявляется такая симметрия, является «истинным» значением оцениваемого параметра. Отметим, что обнаруженный факт вовсе не означает, что события, которые отнесены к первой группе имеют изотропный механизм очага. Можно лишь утверждать, что нодальная плоскость пересекает дневную поверхность (где установлена сейсмическая группа) таким образом, что на всех каналах сейсмической группы регистрируемая Р-волна имеет один и тот же знак вступления. В противном же случае, если нодальная плоскость пересекает дневную поверхность в пределах апертуры группы, то возможно различное распределение знаков вступления Р-волн события на каналах группы, и тогда F-K диаграмма будет иметь вид схожий (в точности до симметрии экстремумов) с рис. 2, б.

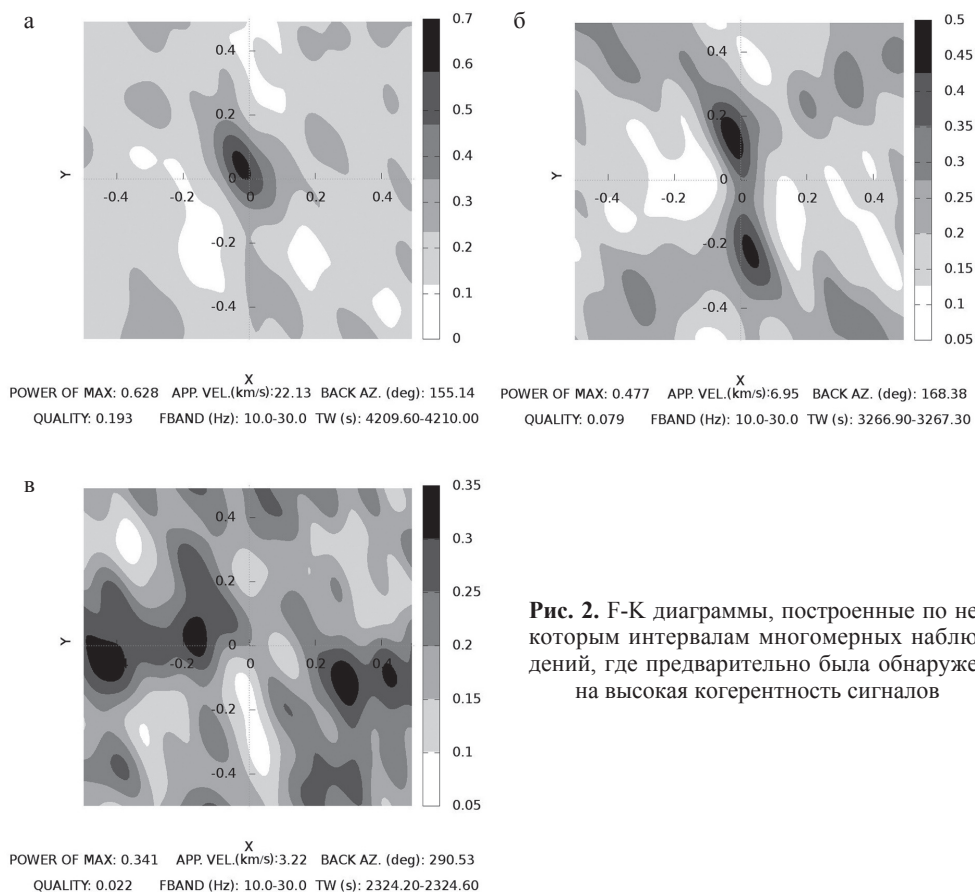


Рис. 2. F-K диаграммы, построенные по некоторым интервалам многомерных наблюдений, где предварительно была обнаружена высокая когерентность сигналов

Третья группа событий имеет F-K диаграмму, аналогичную рис. 2, в, и является наиболее очевидной с точки зрения многомерной обработки наблюдений группы, поскольку в этом случае конкретное направление, из которого пришёл «луч», не определено. В этом случае такие события не могут быть идентифицированы.

Таким образом, при грубом предположении о плоском волновом фронте событий, удаётся провести автоматическую идентификацию событий, оценивая кажущуюся медленность Р-волны по наблюдениям группы.

Результаты обработки синтетических данных

Возникает необходимость проверить достоверность полученных результатов обработки реальных записей на синтетических данных. С этой целью при решении прямой задачи расчёта модельных сейсмограмм использовалось матобеспечение, разработанное в [Herrmann, 2013] (метод «Generalized ray»). Ввиду небольших глубин проектирования шахт на КМА (~300 м) в расчётах учитывалась однородная скоростная модель среды, где скорость распространения продольных волн была выбрана равной 2.31 км/с, а плотность слоя равной 2.5 г/см³. Глубина очага была выбрана равной 300 м. Рассматривались два механизма очага, изотропный и

так называемый «double couple» (пара сил), диаграммы излучения которых и тензор сейсмического момента [Aki and Richards, 2002] представлены на рис. 3.

Горизонтальные координаты очага были выбраны так, что источник находился в пределах апертуры группы и был сдвинут относительно центрального датчика на 100 м к западу и на 50 м к северу. Соответствующие рассчитанные сейсмограммы для вертикальных компонент, являющиеся результатом прохождения модельного импульса (Ricker Wavelet) через упругую однородную среду, представлены на рис. 4.

Рис. 3. Тензор сейсмического момента и диаграмма излучения вида «beach ball» (фронтальный вид): слева – сложный механизм очага (double couple); справа – изотропный

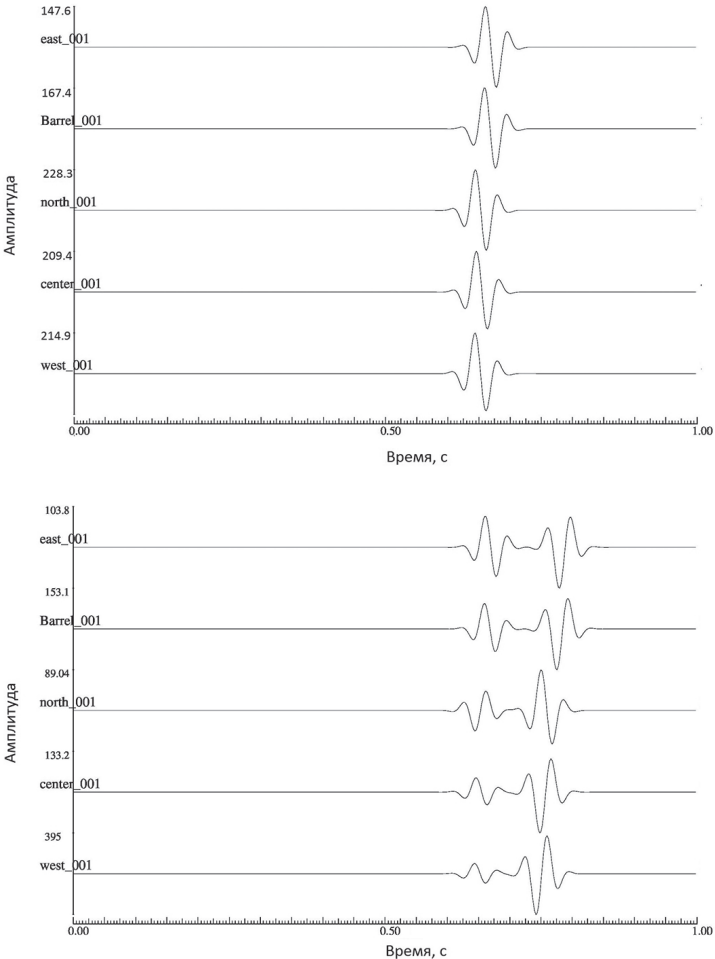


Рис. 4. Графики: сверху – сейсмограмма, рассчитанная для изотропного механизма очага, внизу – сейсмограмма, рассчитанная для сложного механизма очага

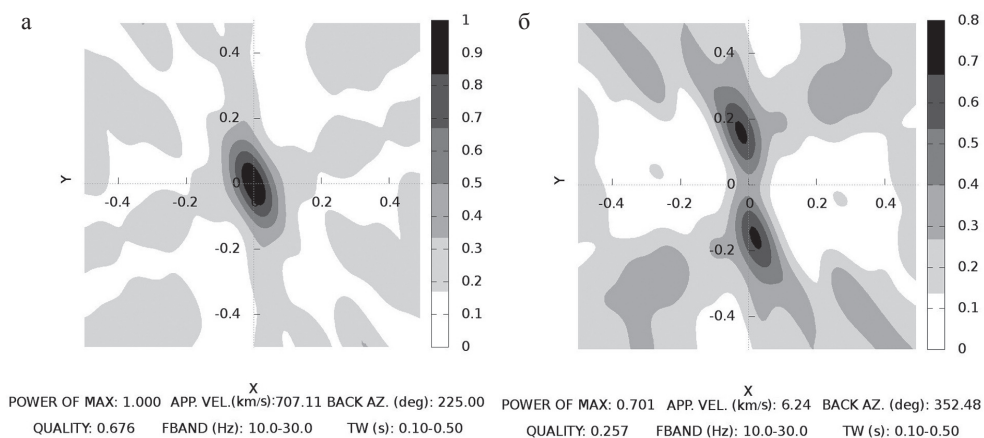


Рис. 5. F-K диаграммы, построенные по синтетическим сейсмограммам для случаев: а – изотропного механизма очага рис. 3; б – сложного механизма очага (рис. 3)

В обоих случаях, отличающихся механизмом очага, результаты оценивания вектора кажущейся медленности (рис. 5) в полосе от 10 до 30 Гц (частотная полоса, где сосредоточена подавляющая часть энергии модельного импульса) по синтетическим данным получились аналогичными рис. 2, а,б. Длина временного интервала, в котором производилось оценивание была равна 0.4 с. Интервал обработки включал в себя только Р-волну. При этом можно заметить 2 интересных факта:

1) для изотропного источника, практически, вся энергия регистрируемых сигналов событий приходится на Р-волну и ввиду положительной корреляции между всевозможными парами Р-волн, а также отсутствия аддитивных помех, максимальное значение функции (2) равно единице (рис. 5, а). Источник лежит в пределах апертуры группы, что определяет высокое значение кажущейся скорости (707.11 км/с). Очевидно, что сейсмическая группа регистрирует комплексный волновой фронт. В предположении плоского же волнового фронта мы оцениваем лишь «приближённое» направление, с которого пришёл луч. Поэтому аномально большие значения кажущейся скорости характеризуют то, насколько угол между плоским волновым фронтом и горизонтальной поверхностью, где установлена группа, близок к 0. При этом оценить расположение очага относительно группы при оцененной кажущейся скорости 22.13 км/с (рис. 2, а) является довольно затруднительным без проведения дополнительного моделирования, удаляя источник от группы. Однако, в нашем же случае, смоделированный источник был расположен в сотне метров от центрального датчика группы, следовательно, при оцененной кажущейся скорости равной 707.11 км/с мы можем утверждать, что источник находится в пределах апертуры группы.

2) для сложного механизма очага, аналогичного рис. 2, б, установлена симметрия экстремумов относительно точки (рис. 5, б), для которой длина вектора кажущейся медленности близка к 0, то есть эта точка соответствует истинному значению оцениваемого параметра.

Выводы

В работе представлены результаты применения разработанной методики, не требующей визуального анализа сейсмограмм к многоканальной обработке

реальных наблюдений и синтетических данных. Алгоритм (1) оценивания кажущейся медленности в ряде случаев позволяет идентифицировать сейсмические события со сложным механизмом (рис. 2, б), отличить помеху (рис. 2, в) от локализованного в пространстве события (рис. 2, а). Проведённый эксперимент с синтетическими данными подтверждает ранее полученные результаты обработки полевых наблюдений [Варыпаев и др., 2018].

Исследования проведены при поддержке РФФИ (проект № 18-05-00923) и программы РАН (проект № 0146-2018-0002). В рамках гос. заданий ИДГ РАН проводились работы (проекты №№ АААА-А17-117112350022-3 – разработка алгоритмов многоканальной обработки записей групп, создание необходимого матобеспечения; АААА-А17-117112350020-9 – обработка реальных и модельных данных).

Литература

Варыпаев А.В., Санина И.А., Чулков А.Б., Кушнир А.Ф. Применение робастных фазовых алгоритмов для выявления сейсмической эмиссии в районе проведения взрывных работ в шахтах // Сейсмические приборы. 2018. Т. 54, № 2. С. 5–18. DOI: 10.21455/si2018.2-2.

Кишкина С.Б., Краснощеков Д.Н., Волосов С.Г., Иванченко Г.Н., Константиновская Н.Л., Локтев Д.Н., Нестеркина М.А., Ризниченко О.Ю., Санина И.А. Временные сейсмологические наблюдения в районе Ростовской АЭС // Динамические процессы в геосферах: сборник ИДГ РАН. Вып. 9. М. : Графитекс. 2017. С. 49–59.

Aki, K., Richards, P.G. (2002). Quantitative Seismology, 2nd edn. University Science Books, Sausalito.

Capon J. Signal processing and frequency-wavenumber spectrum analysis for a large aperture seismic array // In: Methods in computational physics. Academic Press. 1973. P. 2–59.

Cros E., Roux P., Vandemeulebrouck J., Kedar S., (2017). Locating hydrothermal acoustic sources at Old Faithful Geyser using Matched Field Processing // Geophys. J. Int. 187(1), 385–393.

Davies D., Kelly E.J., Filson J.R. Vespa process for analysis of seismic signals // Nature Phys. Sci. 1971. V. 232. P. 8–13.

Droznin D., Shapiro N., Droznina S., Senyukov S., Chebrov V., Gordeev E. (2015). Detecting and locating volcanic tremors on the Klyuchevskoy group of volcanoes (Kamchatka) based on correlations of continuous seismic records // Geophys. J. Int., 203, 1001–1010.

Duncan, P., Eisner, L. (2010). Reservoir characterization using surface microseismic monitoring // Geophysics 75, 139–146.

Herrmann, R.B. (2013). Computer programs in seismology: an evolving tool for instruction and research. Seismol. Res. Lett. 84, 1081–1088, doi: 10.1785/0220110096.

Kiselevitch, V.L., Nikolaev, A.V., Troitskiy, P.A., Shubik, B.M. (1991). Emission tomography: main ideas, results, and prospects: 61st, Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts, 1602.

Kushnir A.F. Varypaev A.V. (2017). Robustness of statistical algorithms for location of microseismic sources based on surface array data // Comp. Geoscience. DOI: 10.1007/s10596-017-9623-6.

Kushnir, A.F., Varypaev, A.V., Rozhkov, M.V., Epiphansky, A.G., Dricker I. (2014). Determining the microseismic event source parameters from the surface seismic array data

with strong correlated noise and complex focal mechanisms of the source // *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, Pleiades Publishing, 50(3), 334–354, (Jul. 2014).

Malovichko, D.A., and R.A. Lynch. (2006). Micro-seismic monitoring of open-pit slopes, *Mining Echo*, 24(2), 21–30.

Maochen Ge. (2005). Efficient mine microseismic monitoring // *Internat. Jour. Coal Geol.* 64. P. 44–56.

Posmentier E.S., Herrmann R.W. Cophase. (1971). An ad hoc array processor // *J. Geophys. Res.* V. 76. P. 2194–2201.

Zhang, C., Florêncio, D., Ba, D.E., Zhang, Z. (2008). Maximum likelihood sound source localization and beam forming for directional microphone arrays in distributed meetings // *IEEE Trans. Multimedia* 10(3), 538–548.

УДК 523.68

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ПРОСТРАНСТВЕ ЭНЕРГИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ МЕТЕОРИТНОМ УДАРЕ И ВЗРЫВЕ

Б.А. Иванов

ИДГ РАН

Определение параметров сейсмических волн, излучаемых при взрыве и при высокоскоростном ударе, является классической задачей геофизики. В данной работе мы обращаем внимание на интересную особенность – неравномерное распределение в пространстве энергии сейсмической волны при ударе и при взрыве вблизи поверхности. Численное моделирование показало, что при ударе и при взрыве у поверхности большая часть сейсмической энергии излучается в конус раствором 120° под центром, содержащий 50% массы мишени.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20170

Введение

Эффективность излучения сейсмических волн при взрыве и высокоскоростном ударе является классической задачей динамической геофизики, представляющей как теоретический, так и практический интерес. Интерес к сейсмической эффективности высокоскоростных ударов связан, в основном, с сейсмическими исследованиями Луны [McGarr et al., 1969; Latham et al., 1970]. При этом разброс предполагаемых значений доли энергии удара, переданной в сейсмическое излучение, достигает порядка величины [Schultz and Gault, 1975; Хазинс и др. 2018]. Подход, использующий сравнение сейсмической эффективности удара и гораздо более изученных взрывных сейсмических волн, требует сравнительного изучения удара и взрыва. Данная работа посвящена сравнению удара и взрыва методами численного моделирования.

Постановка задачи

В данной работе моделируется вертикальный удар сферического астероида со скоростью 20 км/с по однородной мишени – полупространству, заполненному тем же материалом, что и материал ударника. Описание термодинамического поведения вещества в ударной волне осуществляется с помощью таблиц параметров, рассчитанных по уравнению состояния ANEOS для кварцита и дунита. Для описания механических свойств вещества использовались как гидродинамическая модель тяжелой жидкости, так и упругопластическая модель постепенного разрушения горной породы с переходом при полном разрушении к модели сыпучей среды с постоянным коэффициентом сухого трения [Collins et al., 2004].

Численное решение уравнений движения сжимаемой жидкости осуществлялось программой первого порядка точности SALEB [Ivanov and Pierazzo, 2011; Иванов 2016] в эйлеровом варианте. Основные детали процедуры численного моделирования были опубликованы ранее [Ivanov and Pierazzo, 2011; Collins et al., 2004; Ivanov et al., 2010].

Действие удара сравнивалось с действием «взрыва». Источник взрыва описывался как сферический объем материала мишени, в котором изначально заданы повышенные давления и температуры, соответствующие добавленной удельной внутренней энергии, равной $U^2/2$, где U – скорость высокоскоростного удара при нормальной плотности вещества. На Земле и Луне средняя скорость удара составляет 18–20 км/с. Для основного объема расчетов в данной работе $U = 20$ км/с. Для кварцита такая внутренняя энергия соответствует температуре около 80 тыс. градусов. Для диаметра ударника/заряда 1 м полная энергия удара/взрыва составляет около $2.9 \cdot 10^{11}$ Дж (~ 69 т ТНТ).

Расчетная сетка имела размер 1000×1000 ячеек с постоянными в течение расчета размерами. Поскольку задача состояла в расчете параметров волны в упругой зоне, такой размер сетки накладывает большие ограничения на качество расчетов, во многом связанное с необходимостью совместить минимально необходимое пространственное разрешение ударника/заряда с желанием получить упругую волну на максимально возможных расстояниях от источника. За единицу длины принимается диаметр ударника D_0 . С учетом энергии взрыва/удара q в эквивалентных массах тротилового заряда этот масштаб выражается как $D_0/q^{1/3} = 0.244$ м/г^{1/3}.

Пространственное разрешение численных расчетов принято характеризовать величиной CPPR («cells per projectile radius» = число ячеек на радиус ударника). В наших расчетах CPPR задавалось равным 5, 20 и 40, что позволяло изучать ударную волну до расстояний ~ 60 , 30, и 15 D_0 соответственно (с учетом ~ 100 ячеек с постепенно увеличивающимся размером на периферии сетки для задержки прихода волны, отраженной от внешней границы).

Нужно отметить, что в работе Хазинса и др. [2018] использовалась более совершенная программа решения гидродинамических уравнений с возможностью периодического удвоения размеров ячеек для решения проблем, описанных выше (правда, только для модели тяжелой жидкости).

Для расчетов материалов с конечной прочностью и сухим трением важным является абсолютный масштаб задачи. В основном наборе вариантов принимался размер ударника $D_0 = 1$ м. Масштабирование расчетов достигалось увеличением ускорения силы тяжести ($\times 1$, $\times 10$ и $\times 100$ g, $g = 9.81$ м/с²). В некоторых вариантах использовались также искусственно завышенные значения начального сцепления неразрушенной горной породы Y_0 – до 500 МПа, наряду с более натуральными

значениями Y_0 от нуля до 50 МПа. Значение коэффициента сухого трения принималось равным 0.55 в системе программы SALEB, что примерно соответствует трению в сухом песке.

Гидродинамическая модель

Для сопоставления с результатами предыдущих работ, был проведен ряд расчетов по взрыву и удару для гидродинамической модели «тяжелой жидкости» (в программе SALEB достигается заданием коэффициента Пуассона 0.5). Поскольку Хазинс и др. [2018] использовали более точную вычислительную модель, они имели возможность сравнивать акустические волны по максимальной скорости в волне и на этом основании сравнивать эффективность механического действия удара и взрыва. Используемая в данной работе программа SALEB «заваливает» эпюру скорости в лагранжевой частице на больших расстояниях (эффект первого порядка точности алгоритма и влияние линейной искусственной вязкости). Поэтому в данной работе предлагается сравнение эффективности по величине кинетической энергии, переносимой акустической волной на периферию.

Сравнение сейсмической (точнее говоря – акустической) эффективности удара и взрывов на различных глубинах подтвердило основные выводы Хазинса и др. [2018]. Однако рассмотрение деталей распределения периферийной акустической энергии выявило следующую особенность. Рассмотрим распределение масс в мишени по угловым секторам (рис. 1).

Луч, проведенный из точки $x = 0, y = 0$ под углом -30° к горизонтали отсекает сферический конус, содержащий половину массы мишени для произвольного радиуса – расстояния до центра координат. На рис. 1 серым цветом показан приповерхностный сектор между сферическими границами 40 и 80 D_0 , содержащий массу, равную массе сектора, примыкающего к вертикальной оси. Оказалось, что в зависимости от глубины взрыва возрастает разница в кинетической энергии в волнах, распространяющихся вдоль поверхности и вглубь мишени.

Для подсчета кинетической энергии использовались лагранжевы частицы-трейсеры. В центр каждой ячейки помещалась лагранжева частица и

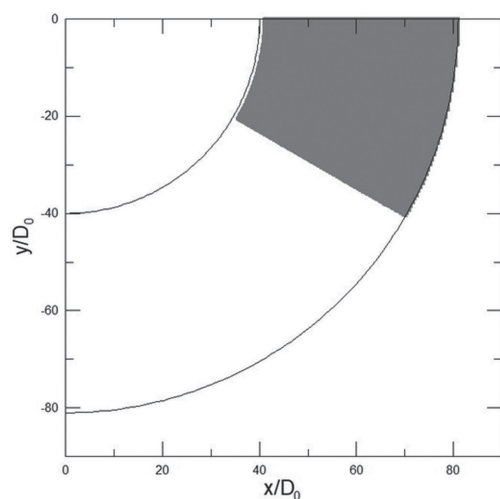


Рис. 1. Распределение массы по угловым секторам. Левая ось – ось цилиндрической симметрии. Заштрихованная и незаштрихованная области между двумя сферами содержат одинаковую массу

запоминалась масса ячейки. В дальнейшие моменты времени, когда частица смещалась из начального положения, ее скорость аппроксимировалась линейной регрессией скоростей в четырех углах ячейки, заключавшей данную лагранжеву частицу. Умножение квадрата текущей скорости на начальную массу, приписанную к данной частице, давало оценку кинетической энергии. Суммирование по частицам, занимавшим в начальный момент заданную область (например, зоны, показанные на рис. 1), давало оценку кинетической энергии выбранного ансамбля лагранжевых частиц.

Для подземного взрыва, когда все частицы движутся только по радиальным направлениям от центра (а верхняя граница на рис. 1 является жесткой границей со скольжением) кинетическая энергия равномерно распределяется по массе, и области с равной массой будут иметь равную кинетическую энергию.

Таблица

Энергетическая эффективность взрывов на различной глубине по отношению к удару в гидродинамическом приближении

Материал мишени	Кварц		Дунит	
	0–90°	0–60°	0–90°	0–60°
Удар	1	1	1	1
DOB = 0	3,5	4	4,4	5
DOB = 2	0,89	0.7	0.98	0.58
DOB = 5	0.59	0.37	0.69	0.32
DOB = 10	0.45	0.28	0.56	0.26

В таблице собраны оценки эффективности, полученные по расчетам в гидродинамическом приближении. За единицу эффективности брался удар со скоростью $U = 20$ км/с, который сравнивался по периферийной энергии со взрывом (сферический источник с таким же размером, как и ударник с удельной внутренней энергией $U^2/2$). Из таблицы видно, что при полном подсчете кинетической энергии за пределом одного и того же радиального расстояния от центра, для воспроизведения удара требуется взрыв на глубине $10 D_0$ с энергией 45–56% от энергии удара KE, а для взрыва на глубине $2 D_0$ энергия взрыва примерно равна энергии удара. Однако, если сравнивать периферийную кинетическую энергию только в приповерхностном секторе, эффективность взрыва по отношению к удару значительно возрастает – для эквивалентного «механического действия» заглубленного взрыва достаточно энергии взрыва ~27% KE, а для взрыва на глубине $2 D_0$ – ~60–70% KE. В полной задаче о сейсмике в реальной слоистой Земле «доставка» энергии происходит по искривленным сейсмическим лучам, поэтому сравнение действия удара и взрыва может зависеть от того, под каким углом выходит сейсмический луч из ближней зоны.

Модель горной породы с прочностью

Для проверки справедливости выводов гидродинамической модели был произведен ряд расчетов с горной породой, обладающей прочностью. Для начала мы сравнили действие удара, камуфлетного взрыва (рис. 2 и 3), и взрыва на глубине $10 D_0$.

Смещения нескольких лагранжевых частиц с полной записью параметров (рис. 2 и 4) показаны на рис. 3. Эти данные показывают полное подобие с известными экспериментальными результатами для подземных взрывов.

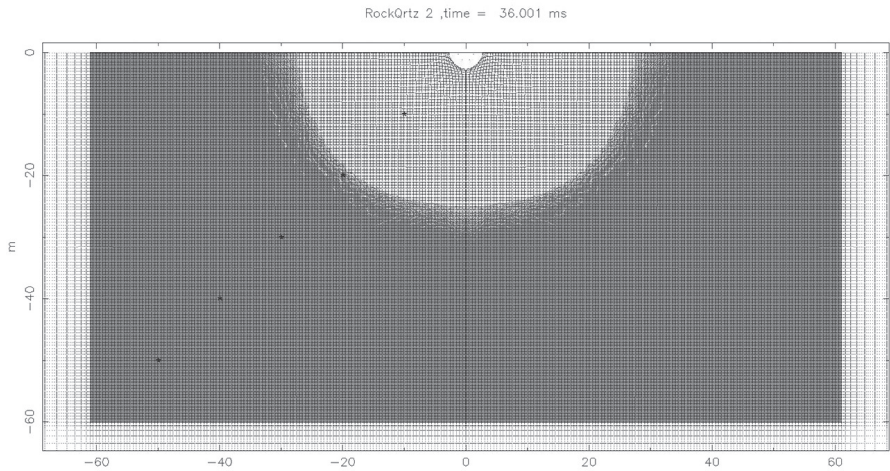


Рис. 2. Расчет камуфлетного взрыва в кварците. Темный цвет – неповрежденная (упругая) область, светлый тон – разрушенная порода. Вертикальное ускорение 10g. Верхняя граница – жесткая непроницаемая. Черные точки в левой половине рисунка – пять лагранжевых частиц с пошаговой записью параметров

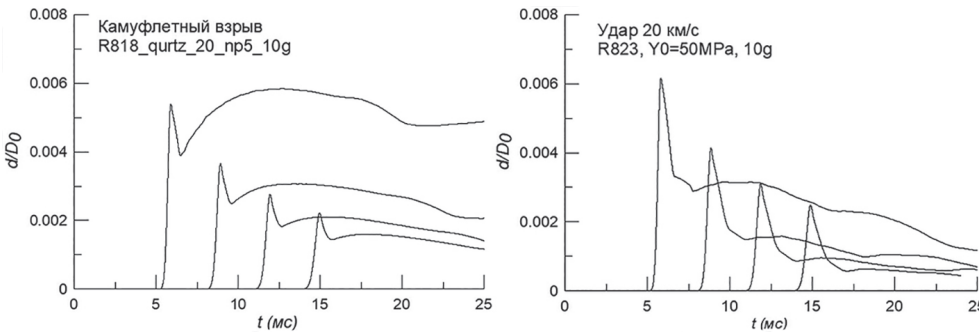


Рис. 3. Смещения лагранжевых частиц, расположенных по диагонали (рисунки 2 и 4) на расстояниях 28, 42, 56 и 70 D_0 при камуфлетном взрыве (слева) и при ударе со скоростью 20 км/с (справа). Смещение для частиц в упругой зоне является типичным для подземного взрыва. При высокоскоростном ударе достигаются почти такие же максимальные смещения, что и при камуфлетном взрыве, но остаточные смещения при ударе гораздо ниже

На рис. 4 показаны результаты расчетов взрыва на глубине 10 D_0 и удара со скоростью 20 км/с. Видно, что по размерам зоны разрушения взрыв имеет несколько большую эффективность, чем удар.

На рис. 5 показаны зависимость от времени кинетической энергии на периферии за пределами полусферы радиусом 40 м (40 D_0) с центром в начале координат и доля энергии в приповерхностном секторе (показанном серым тоном на рис. 1).

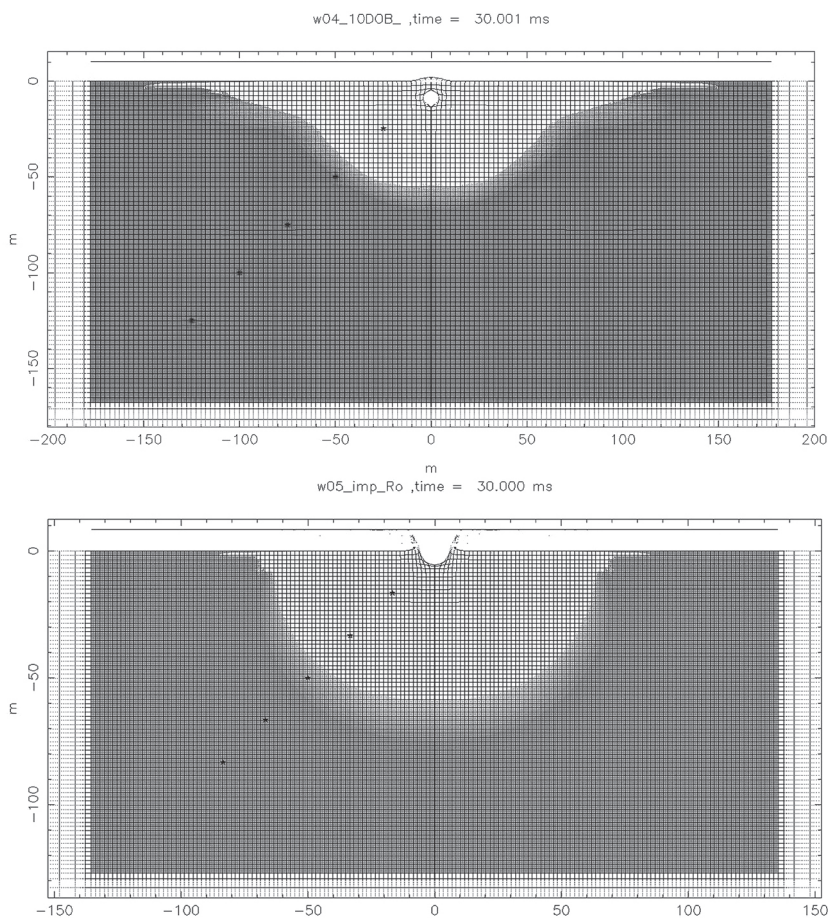


Рис. 4. Зоны разрушения при взрыве заряда диаметром 1 м на глубине 10 м (вверху) и при ударе сферического тела диаметром 1 м по однородной мишени кварцита с начальной прочностью $Y_0 = 50$ МПа. Расчет сделан для поля тяжести 10g, так что при 1g диаметры ударника и заряда равны 10 м, а глубина заложения – 100 м. Градацией серого тона показана зона разрушения. Черные точки в левой части рисунков – лагранжевы частицы с пошаговой записью параметров

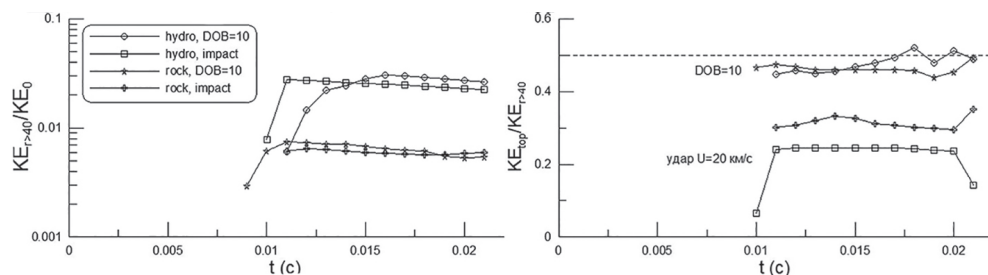


Рис. 5. Зависимость от времени доли кинетической энергии в упругой зоне (слева) и доли энергии в приповерхностном секторе (справа) от времени. На правом рисунке пунктирная прямая обозначает уровень равномерного распределения энергии по массе, равный 0.5

Из этих выборочных данных можно сделать два наблюдения. Первое – переход от гидродинамической модели к модели упругопластического скального грунта уменьшает долю кинетической энергии на периферии с 2–3% от энергии источника до 0.6–0.7% E_0 . Второе – распределение сейсмической энергии в упругой зоне между приповерхностным сектором и центральным конусом и в гидродинамической модели, и в модели скального грунта при ударе примерно одинаково – в приповерхностной зоне сейсмическая (акустическая) волна несет 25–30% кинетической энергии, переданной на периферию, в то время как при взрыве на глубине $10 D_0$ энергия примерно делится пополам (пропорционально массе вещества мишени).

Для проверки влияния прочностных свойств в модели грунта была проведена серия расчетов ударов, в которых варьировалась величина начальной прочности неразрушенного материала и сравнивались случаи неразрушенного и изначально разрушенного материала (который ведет себя как песок с нулевым или малым сцеплением и с постоянным коэффициентом сухого трения). На рис. 6 показаны доли периферийной энергии между полусферами 40 и 60 D_0 и доля периферийной энергии в приповерхностном секторе (серый тон на рис. 1). Оказалось, что начальное сцепление материала при изменении от 5 до 500 МПа относительно слабо влияет на долю периферийной энергии – с понижением начальной прочности доля сейсмической кинетической энергии снижается от 2 до ~0.9% полной энергии удара. Зато для полностью разрушенного материала, где при любых давлениях работает сухое трение, доля сейсмической кинетической энергии снижается до величин ~0.1% от полной энергии удара (10^{-3} KE). При этом доля кинетической энергии в верхнем секторе снижается с ~30 до ~20% от полной сейсмической энергии (рис. 6).

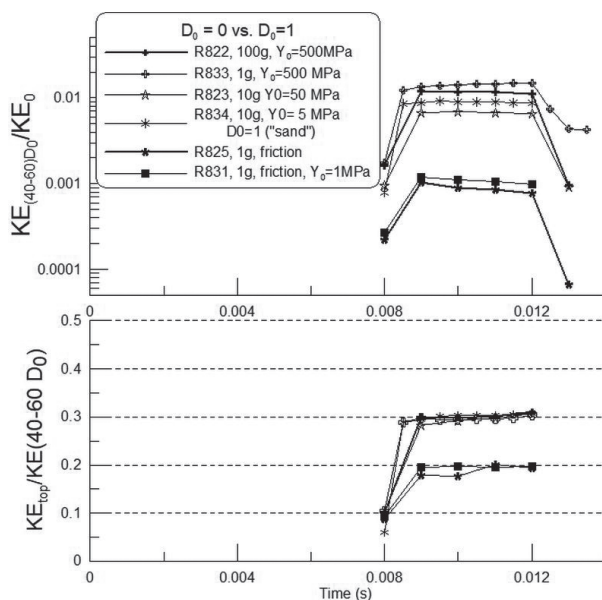


Рис. 6. Верхняя панель – доля кинетической энергии в слое между полусферами 40 и 60 D_0 . Нижняя панель – доля кинетической энергии в упругой зоне в приповерхностном секторе (показанном серым тоном на рис. 1)

Обсуждение результатов и заключение

В работе Хазинса и др. [2018] сравнивались эффективности высокоскоростного удара и взрыва по амплитуде акустических волн в жидкости на расстояниях до $300 D_0$. В нашей работе на расстояниях до $90 D_0$ было проведено сравнение эффективности взрыва и удара по оценке кинетической энергии, передаваемой в упругую зону. Если для общей оценки сравнительной эффективности энергетический метод дает результаты, близкие к полученным Хазинсом и др. [2018], некоторые количественные аспекты представляются интересными и требующими дальнейшего изучения.

Главное отличие упругопластической модели от гидродинамической – гораздо меньшая доля энергии, передаваемой в сейсмическую область. Учет прочности и девиаторных напряжений снижает эту долю с 2–3% в зоне до $90 D_0$ до ~0.1% КЕ. Предположение о доминировании сухого трения в материале мишени снижает долю сейсмической энергии на исследованных расстояниях до 10^{-3} КЕ, что приближается к результатам ранее опубликованной модели [Güldemeister, Wünnemann, 2017], где сейсмическая эффективность удара оценивалась приближенным образом (по эпюраам скорости) величинами чуть более 10^{-3} КЕ. Наш относительно небольшой набор параметров в численных экспериментах показал, что параметры прочности, принимаемые в моделях, могут сильно влиять на эффективность генерации сейсмической энергии при высокоскоростном ударе, что может объяснять гигантский разброс оценок, опубликованных ранее.

Автор благодарен анонимному рецензенту за важные советы по улучшению представленной работы.

Работа выполнена в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0003).

Литература

- Иванов Б.А. Подобие в затухании ударных волн при одномерном ударе // Динамические процессы в геосферах: сб. научн. тр. ИДГ РАН М. : ГЕОС. 2016. С. 28–34.
- Хазинс В.М., Шувалов В.В., Светцов, В.В. Сейсмическая эффективность ударов космических тел // *Астрономический Вестник*. 2018. В печати.
- 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.
- Güldemeister N., Wünnemann K. Quantitative analysis of impact-induced seismic signals by numerical modeling // *Icarus*. 2017. V. 296. P. 15–27.
- 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.
- Latham G.V., McDonald W.G., Moore H.J. Missile impacts as sources of seismic energy on the moon // *Science*. 1970. V. 168. № 3928. P. 242–245.
- McGarr A., Latham G.V., Gault D.E. Meteoroid impacts as sources of seismicity on the Moon // *J. Geophys. Res.* 1969. V. 74. № 25. P. 5981–5994.
- Schultz P.H., Gault D.E. Seismic effects from major basin formation on the Moon and Mercury // *The Moon*. 1975. V. 12. P. 159–177.

ПРЕДЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ КВАЗИ-ВЯЗКОГО ЗАТЕКАНИЯ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ В ЛУННОМ РЕГОЛИТЕ ПРИ СЕЙСМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Б.А. Иванов

ИДГ РАН

Малые лунные кратеры с диаметром менее ~100 м являются самыми молодыми (<0.5 млрд лет). При наличии нескольких крупных кратеров, образованных за это время, малые лунные кратеры и их скорость деградации в различных районах Луны позволяют нам исследовать современные поверхностные процессы. В данном сообщении мы исследуем вклад сейсмического встряхивания в деградацию малых лунных кратеров.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20175

Введение

Считается, что сейсмическое встряхивание является важным фактором эволюции поверхности на астероидах [Richardson et al., 2005; Richardson, 2009, 2013] и на Луне [Richardson, 2009]. Однако сложное строение приповерхностных слоев безатмосферных планетных тел, сформированных многочисленными метеоритными ударами, делает сложной оценку «сейсмического фактора».

Приповерхностные слои Луны, в которых образованы малые кратеры, имеют довольно сложный разрез – верхний слой реголита (скорость продольных упругих волн $c_p \sim 100$ м/с, толщина от 5 до 15 м в различных областях) покоится на слое раздробленных пород ($c_p \sim 300$ м/с, толщина ~1000 м). Лишь глубже ~1 км скорости упругих волн достигают значений, типичных для трещиноватой горной породы [Nakamura et al., 1975; Heiken et al., 1991] и возрастают до глубины ~100 км – возможно за счет закрытия трещин литостатическим давлением [Gillet et al., 2017]. Исходя из этих оценок можно предположить, что малые лунные кратеры диаметром до ~100 м в основном созданы в гранулированной полидисперсной среде.

Сразу после образования малые кратеры имеют отношение глубины к диаметру $d/D \geq 0.25$ и максимальную крутизну склона, близкую к углу естественного откоса [Ivanov, 2018]. Последующие метеоритные удары в сам кратер и поблизости легко приводят к образованию лавин и оползней, переносящих материал со стенок кратера на его дно. Постепенно угол склона уменьшается вместе с уменьшением d/D кратера, что и называется «деградацией» кратера. Статистика распределения числа малых кратеров по величине d/D показывает, что скорость деградации уменьшается, когда кратер достиг $d/D \sim 0.12-0.15$ с максимальным наклоном стенки кратера ~20–25°. Для таких пологих кратеров основным механизмом продолжения деградации обычно считается переброс под уклон выбросов из мелких новых кратеров. Этот механизм называется «пескоструйным» («sandblasting»). Обычно предполагается, что главную роль играют наложенные кратеры с диаметрами в 10 и более раз меньше изучаемого индивидуального кратера диаметром D [Soderblom, 1970;

Fassett and Thomson, 2014]. При случайном распределении мест падения метеороидов действие «пескоструйного» механизма должно быть одинаковым по всей поверхности Луны. Однако при изучении деградации малых кратеров вокруг различных мест посадки аппаратов Аполлон и Луна были выявлены существенные различия в скорости старения кратеров на поздней стадии (см., например [Mahanti et al., 2018]. Поэтому можно предположить, что одним из факторов, влияющих на скорость деградации, могут быть различия в сейсмическом разрезе в исследуемых районах, влияющие на вклад «сейсмического встряхивания» в скорость деградации. Отсюда возникла задача оценить пределы влияния сейсмических волн от ударов вокруг некоторого выбранного кратера на его деградацию/старение в терминах уменьшения отношения глубины к диаметру d/D .

Ричардсон [Richardson, 2013] предложил модель слоя реголита, медленно сползающего на дно кратера при встряхивании сейсмическими волнами. Эта модель включает неизвестную заранее толщину сползающего слоя. В данной работе мы предлагаем модель медленной ползучести грунта, вмещающего кратер, на поздней стадии деградации, когда сход отдельных оползней гораздо менее вероятен, чем для молодых кратеров с крутыми склонами.

Постановка задачи

Предположим, что реголит вокруг кратера находится в статическом равновесии, когда малые упругие напряжения под кратерной депрессией в лунном поле тяжести балансируются силами сухого трения. Характерные величины упругих сдвиговых деформаций γ имеют порядок τ/G , где τ – сдвиговое напряжение, а G – упругий модуль сдвига. Для простоты мы предположим, напряженный подкратерный материал состоит из блоков с характерным размером x . Сдвиговым напряжениям соответствуют упругие смещения противоположных сторон блока $\Delta x \sim \gamma \cdot x$ относительно ненагруженного состояния.

Этот подход во многом похож на обоснование модели акустической флюидизации [Melosh, Ivanov, 1999]. На рис. 1, а показан простейший аналог блочного

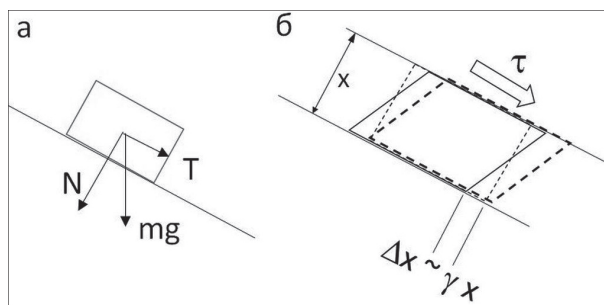


Рис. 1. (а) – силы, действующие на блок на наклонной плоскости; (б) – схема деформирования блока размером x сдвигом между двумя плоскостями с возникновением сдвигового напряжения τ . Предполагаемое внешнее воздействие разжимает на время блок, и его форма восстанавливается до ненагруженной (короткие штриховые линии). По окончании внешнего воздействия верхняя граница блока снова прижимается и сдвиговое напряжение снова создает в блоке сдвиговую деформацию (толстые штриховые линии). Если направление действия τ сохраняет направление, центр тяжести блока при единичном воздействии сдвинется на величину порядка $\Delta x \sim \gamma \cdot x$

массива – блок, лежащий на наклонной плоскости. Вес блока mg создает нормальную силу N , прижимающую блок к основанию, и скатывающую силу T , стремящуюся сдвинуть блок вниз по склону.

Если внешнее воздействие (колебания в сейсмической волне) приведет на какое-то время t_{off} к уменьшению прижимающей силы настолько, чтобы трение на нижней грани стало меньше скатывающей силы, блок сдвинется на величину, пропорциональную $\Delta x \sim 0.5 g t_{\text{off}}^2$ (с некоторыми коэффициентами, учитывающими угол склона и превышение скатывающей силы над уменьшенной силой трения). Для блоков с характерным размером x смещение можно описать возрастом видимой сдвиговой деформации блочной системы $\Delta \gamma = \Delta x/x$. Если проскальзывание повторяется с периодом Δt , с точки зрения большого промежутка времени сдвиговая деформация блочной системы будет возрастать со средней скоростью деформации $\langle \dot{\epsilon} \rangle \sim 0.5 g t_{\text{off}}^2/(x \Delta t)$ под действием постоянной скатывающей силы T , которая на единичной площади соответствует сдвиговому напряжению τ . Движение с постоянной скоростью деформации под действием постоянного сдвигового напряжения можно описывать как вязкое с эффективной вязкостью μ :

$$\tau = \mu \langle \dot{\epsilon} \rangle \sim 0.5 g t_{\text{off}}^2/(x \Delta t).$$

Учитывая, что сдвиговое напряжение пропорционально mg , выражение для кинематической вязкости $\eta = \mu/\rho$ после элементарных преобразований можно записать в виде (собрав различные множители в коэффициент A)

$$\eta = A \frac{1}{\left(t_{\text{off}}/\Delta t\right)^2} \frac{x^2}{\Delta t}. \quad (1)$$

Подробнее рассуждения о квазивязком движении блочной среды можно найти в работе [Melosh, Ivanov, 1999]. Из уравнения (1) видно, что для величины эффективной вязкости важна доля времени, проводимого блоком в «свободном полете» по отношению ко времени повторения, $t_{\text{off}}/\Delta t$ – чем короче доля времени «полета», тем больше вязкость. С другой стороны – квазивязкость возрастает как квадрат размера блоков и не зависит от силы тяжести (и скатывающая сила, и «дальность свободного полета» зависят от силы тяжести, которая «сокращается» при алгебраических преобразованиях).

В модели (на рис. 1, а), блоки предполагаются несжимаемыми и абсолютно жесткими. В реальности блоки состоят из деформируемого материала. Это открывает возможность построить близкую к предельной модель квазивязкости, учитывающую упругую деформацию частиц.

Рассмотрим блок, зажатый между двумя параллельными границами (рис. 1, б). Пусть он находится где-то в зоне упругих напряжений, вызванных наличием кратера на поверхности упругого массива. Предположим, что на блок действует сдвиговое напряжений τ . После образования кратера среда вокруг приходит в равновесие, при котором в каждой малой области средняя упругая деформация создает средние (по набору частиц) упругие напряжения, которые уравнивают действие литостатических напряжений.

При достаточно сильном сейсмическом встряхивании трение между блоками исчезает и каждый блок восстанавливает ненагруженную форму – каждый блок немного смещается относительно соседних блоков чтобы обнулить γ . При этом блок сдвигается относительно соседей на расстояние порядка Δx . После

прохождения сейсмической волны блоки снова прижимаются друг к другу и деформируются так, чтобы сдвиговые напряжения снова стали порядка $\gamma \approx \tau/G$ и уравновесили напряжения от силы тяжести. При таком подходе чистый эффект единичного «встряхивания» выражается в остаточном смещении соседних блоков на малую величину порядка $\Delta x \sim \gamma \cdot x$. Если встряхивание повторяется с временным интервалом Δt , то поведение блочной системы можно рассматривать как вязкое: скорость сдвиговых деформаций оценивается как $\dot{\epsilon} = \gamma/\Delta t$, а «вязкие» напряжения – как $\tau = \mu \cdot \dot{\epsilon}$, где «вязкость» $\mu \sim G \cdot \Delta t$.

Величина модуля сдвига может быть записана как $G = \rho \cdot c_t^2$, где ρ – плотность гранулированного материала, а c_t – скорость поперечных акустических волн. В этих терминах величина кинематической вязкости $\eta = \mu/\rho$ выражается как

$$\eta = c_t^2 \cdot \Delta t. \quad (2)$$

Здесь виден интересный результат – величина «вязкости» для ползучести при импульсном встряхивании в предлагаемой модели может быть оценена через скорость звука (поперечные колебания) и время между импульсами встряхивания. Для первоначальных численных оценок мы предполагаем относительно низкие упругий модуль сдвига $G \sim 100$ МПа и скорость поперечных волн c_t порядка 250 м/с, типичные для гранулированных сред [Lemrich et al., 2017; Heiken et al., 1991]. Лунный реголит в верхнем слое может иметь $c_t \sim 100$ м/с, однако скорости волн быстро возрастают с глубиной. Если, сильное встряхивание повторяется, например, в среднем раз в 100 лет ($3 \cdot 10^9$ с), видимая вязкость «ползучести при встряхивании» имеет величину порядка $2 \cdot 10^{14}$ м²/с. Если в единичном сейсмическом событии достигается несколько «встряхиваний» с амплитудой, выше критической (например, приход цуга сейсмических колебаний), эффективная вязкость будет иметь меньшую величину.

Здесь нужно сделать несколько замечаний. Во-первых, схема, предложенная на рис. 1, б, слишком упрощена. При снятии сдвиговой нагрузки упругий блок начинает колебаться, и требуется дополнительно предположить, что «период разгрузки» длится достаточно долго, чтобы собственные колебания блоков затухли, иначе блоки с различной собственной частотой будут зажаты при восстановлении напряжений в любом положении. Во-вторых, в зернистой среде, какой являются верхние десятки и сотни метров под лунной поверхностью, можно рассматривать блоки, включающие много частиц (согласно силовым схемам появляющимся при моделировании методом дискретных элементов), а можно рассматривать отдельные частицы. В твердой частице («песчинке») упругий модуль сдвига (и скорость поперечных волн) на порядок выше, чем в ансамбле частиц, поэтому оценка (2) будет давать гораздо большие значения псевдовязкости. В-третьих, если рассуждать на уровне «песчинок», деформирование набора индивидуальных частиц может генерировать локальные акустические колебания, переводящие задачу о трении в область очень высоких частот. По этим причинам наши оценки ниже нужно считать весьма предварительными.

И последнее замечание – можно предположить, что при определенных условиях (в ответ на воздействие с широким спектром частот) могут реализоваться оба механизма квази вязкого поведения сыпучей среды – крупные блоки будут «подпрыгивать» по механизму (1) в ответ на низкие частоты внешних колебаний, а локальные суб-блоки будут «звенеть» по механизму (2), реагируя на более высокие частоты колебаний. Эти соображения могут быть использованы в последующей работе.

Некоторые экспериментальные и наблюдательные данные

Наибольшее количество экспериментальных работ по действию вибраций на сыпучую среду относятся к техническим аспектам виброожижения и проводятся при значениях ускорений в вибросистемах, порядка ускорения земного тяготения. В нашем случае важны колебательные воздействия минимальной интенсивности. Мы нашли лишь несколько работ, в которых использовались колебания малой амплитуды.

Chou et al. (2013) привели данные о расползании двумерного песчаного хребта треугольного сечения на вибростоле. При горизонтальном ускорении 0.3 g, песчаная горка расползается до достижения угла откоса около 5° за 10 с, опыт с ускорением вибраций около 0.05 g был прекращен через 25 с. Важно отметить, что при ускорении 0.3 g наблюдалось интенсивное течение в верхних слоях, то есть реакция модели была различной в различных точках.

Похожие опыты провели Манжиков и Ильичев [2015]. Эти авторы наблюдали расползание конуса из соли (NaCl) на вибростоле (алюминиевая плита, возбуждаемая в центре геофоном) при частотах колебаний от 10 до 50 Гц. За время порядка 1000 с угол откоса соляной горки уменьшался с $31\text{--}32^\circ$ до $26\text{--}27^\circ$, и за следующие 1000 с видимых изменений не происходило.

В иной редакции были поставлены опыты в работе [Бобрякова и др., 2010]. Здесь прибор простого среза с образцом сыпучей среды подвергался периодическому импульсному воздействию («постукиванию» неопределенной в публикации силы). При этом наблюдалась релаксация напряжений в зоне готовящегося сдвига (среза). При постоянном напряжении 30 тыс. «постукиваний» приводили к резкому сдвигу в грунте. При другом уровне нагрузки 100 тыс. постукиваний приводили к постепенной релаксации внешней нагрузки примерно в 10 раз. Авторы приводят только энергию единичного удара, поэтому еще предстоит обработать эти результаты, но они выглядят в чем-то перекликающимися с подходом, предложенным в настоящей работе.

Похожие экспериментальные результаты опубликованы [Марков и др., 2010]. Здесь периодические удары по контейнеру, в котором создавалась модель песчаного склона, вызывали накопление деформаций.

Еще одним вопросом является часто наблюдаемое уплотнение гранулированной среды под воздействием вибраций. В случае лунного грунта имеется не прямое свидетельство того, что эффект уплотнения в условиях Луны ограничен. Обобщая материалы измерений изменения лунного грунта по глубине [Heiken et al., 1991] отмечает, что ожидаемого достижения максимальной упаковки частиц реголита не наблюдается. Возможно, что повторяющиеся удары метеороидов, которые и формируют реголит в течение миллионов лет, не только (и не столько) уплотняют грунт вокруг каждого кратера, но и разуплотняют его динамическими сдвиговыми деформациями. Этот вопрос также можно считать достойным последующего изучения.

Оценка необходимого числа ударных событий

Имея оценку эффективной «вязкости» (см. предыдущий раздел) мы можем оценить реалистичность предположения о том, что деградация малых кратеров происходит только за счет периодического сейсмического встряхивания, не

предполагая заранее конкретных характеристик затухания сейсмических волн при ударах. Вместо этого мы используем имеющиеся данные о времени деградации кратеров и оценки частоты образования кратеров различного размера. Следуя работе [Ivanov, 2018], предположим, что кратер диаметром D деградирует в состояние с отношением глубины к диаметру порядка 0.06 за время порядка $T(\text{Мгт}) \sim 5 \cdot D(\text{м})$. Следовательно, время существенной деградации кратеров диаметром $1 < D(\text{м}) < 100$ находится в диапазоне от 5 до 500 млн лет. Это время нужно сравнить с вязким решением о затекании кратерной депрессии. Для вязкой среды время уменьшения глубины в e раз составляет примерно $T \sim \nu/gD$ [Melosh, 2011, с. 83, ур-е 3.34]. Тогда характерное время «затекания» кратера диаметром D в мишени с поперечной скоростью звука c_t при почти постоянном отношении T/D for $1 < D(\text{м}) < 100 \text{ m}$ [Ivanov, 2018] можно выразить как

$$\begin{aligned} T &\sim \nu/gD = c_t^2 \cdot \Delta t/gD; \\ \text{или } N &= T/\Delta t \sim c_t^2/gD, \end{aligned} \quad (3)$$

где $N = T/\Delta t$ – число «встряхивающих событий», приводящих к существенной деградации кратера.

Если верно предположение $T/D \approx \text{const}$, число критических встряхиваний должно уменьшаться с ростом диаметра кратера D как $N \sim c_t^2/gD^2$. С одной стороны, необходимое число критических встряхиваний должно существенно снижаться с ростом диаметра кратера. С другой стороны, количество ударных кратеров, образующихся вблизи заданной точки за фиксированное время, уменьшается с ростом D как $(N/S) = A \cdot D^{-3}$, где константа $A = 0.0038 \text{ м/млн лет}$ для хронологии Нойкума. Для наглядности оценим число кратеров диаметром $\geq D$, способных «встряхнуть» кратер диаметром D в центре области площадью S . Это число должно быть сравнимо с величиной N в формуле (1): $N/S = A \cdot D^{-3} \sim c_t^2/gD^2$. Отсюда мы можем оценить необходимую площадь «активной» области $S = (\pi/4) \cdot D_{\text{seism}}^2$, которая за время деградации кратера T аккумулирует достаточное количество ударов, «встряхивающих» кратер в центре.

Подчеркивая еще раз предварительный характер оценок, подведем итог в виде численного результата, выражающего отношение диаметра области, ударные воздействия в которой сопровождаются критическим «встряхиванием» кратера в центре, к диаметру кратера, $f = D_{\text{seism}}/D$:

$$f \sim a \sqrt{\frac{c_t^2}{\pi g A T}}, \quad (4)$$

где в коэффициент a собраны все неизвестные постоянные, такие как число критических «встряхиваний» при единичном ударном событии поблизости (в пределах круга диаметром D_{seism}). Предположив для простоты, что один удар в пределах D_{seism} производит одно критическое встряхивание, получим оценки f : для кратера диаметром $D = 1 \text{ м}$ $f \sim 800$, а для $D = 100 \text{ м}$ $f \sim 80$. Это означает, что для того, чтобы объяснить деградацию кратера за время, оцененное в [Ivanov, 2018], необходимо предположить, что каждый новый кратер диаметром $\geq D$, образованный ближе 400 м от кратера диаметром $D = 1 \text{ м}$ (или ближе 4 км от кратера $D = 100 \text{ м}$) производит критическое встряхивание, приводящее к деградации кратера в центре за счет ползучести реголита под кратером.

Обсуждение и заключение

Представленная модель направлена на то, чтобы (1) предложить наиболее консервативный сценарий для сейсмического встряхивания и соответствующего «сейсмического крипа» в зернистой среде, окружающей малые кратеры диаметром от 1 до 100 м, и (2) оценить, насколько велика область, количество ударов в которой соответствует времени старения кратеров только за счет сейсмических волн.

Исходя из наших текущих знаний о сейсмической эффективности ударов в реголит, нам представляется, что полученные оценки размеров «сейсмической области» слишком велики, чтобы быть правильными. Отсюда следует, что необходимо учитывать и другие механизмы старения кратеров, перечисленные в работе [Richardson, 2009]. С другой стороны, наша «вязко-ударная» модель предсказывает рост эффективности сейсмического встряхивания с ростом диаметра исследуемого кратера, поэтому нельзя просто проигнорировать сейсмический механизм деградации. Проблемой для применения простой модели для кратеров размером 50 м и более является то, что большие кратеры проникают через слой реголита в более компетентные породы. Поэтому необходимой задачей является поиск диапазона диаметров кратеров, в котором сейсмическое встряхивание может конкурировать с другими механизмами деградации малых лунных кратеров.

В общем, при консервативных предположениях, создается впечатление, что сейсмической энергии дальних ударов недостаточно для достаточно быстрой деградации кратеров. Вместе с уточнением использованных в данной работе подходов, нам кажется перспективным проверить эффективность действия сейсмических волн от ударов малых тел, образующих кратеры непосредственно в изучаемом кратере (как в «пескоструйной» модели).

Автор благодарен анонимному рецензенту, чьи замечания помогли улучшить статью.

Работа выполнена в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0003).

Литература

Бобряков А.П., Косых В.П., Лубягин А.В. Неустойчивость пластического течения сыпучих сред при статических нагрузках и слабых сотрясениях. В сб. «Триггерные эффекты в геосистемах»: материалы Всероссийского семинара-совещания / Ред. В.В. Адушкин и Г.Г. Кочарян. Москва. ГЕОС. 2010. С. 175–183.

Манжиков Б.Ц., Ильичев П.В. Влияние вибраций на трение в сыпучих средах // Фундаментальные и прикладные вопросы горных наук. 2015. Т. 2. № 2. С. 327–331.

Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. Экспериментальные исследования устойчивости склона в условиях накопления малых возмущений. В сб. «Триггерные эффекты в геосистемах»: материалы Всероссийского семинара-совещания / Ред. В.В. Адушкин и Г.Г. Кочарян. М.: ГЕОС. 2010. С. 219–224.

Chou H.-T., Lee C.-F., Chen S.-C. The Collapse Process of Granular Slopes Under Seismic Forcing. In Earthquake-Induced Landslides, eds K. Ugai, H. Yagi, & A. Wakai, Springer Berlin Heidelberg. Berlin, Heidelberg. 2013. P. 45–57.

Fassett C.I., Thomson B.J. Crater degradation on the lunar maria: Topographic diffusion and the rate of erosion on the Moon // J. Geophys. Res. (Planets). 2014 V. 119. P. 2255–2271.

Heiken G. H., Vaniman D. T., French B. M. (Eds.) Lunar sourcebook - A user's guide to the moon. Cambridge University Press, 1991. – 753 p.

Ivanov, B.A. Size-Frequency Distribution of Small Lunar Craters: Widening with Degradation and Crater Lifetime // *Solar System Research*. 2018. V. 52. P. 1–25.

Lemrich L., Carmeliet J., Johnson P. A., Guyer R., Jia X. Dynamic induced softening in frictional granular materials investigated by discrete-element-method simulation // *Physical Review E*. 2017. V. 96. No. 6, P. 062901.

Mahanti P., Robinson M.S., Thompson T.J., Henriksen M.R. Small lunar craters at the Apollo 16 and 17 landing sites - morphology and degradation // *Icarus*. 2018 V. 299. P. 475–501.

Melosh H.J. Planetary Surface Processes. Cambridge University Press. 2011. 520 p.

Melosh H.J., Ivanov B.A. Impact Crater Collapse // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. 1999. V. 27. P. 385–415.

Nakamura Y., Dorman J., Duennebier F., Lammlein D., Latham G. Shallow lunar structure determined from the passive seismic experiment // *Moon*. 1975. V. 13. P. 57–66.

Richardson J.E. Three-Dimensional Modeling of Crater Degradation via the Effects of Impact Induced Seismic Shaking, with Comparison to Crater Count Data // *Lunar and Planetary Science Conference*, Woodland TX. USA. 2013. No. 2397.

Richardson J.E., Melosh H.J., Greenberg R.J., O'Brien D.P. The global effects of impact-induced seismic activity on fractured asteroid surface morphology // *Icarus*. 2005. V. 179. P. 325–349.

Richardson J.E. Cratering saturation and equilibrium: A new model looks at an old problem // *Icarus*. 2009. V. 204. P. 697–715.

Soderblom L.A. A model for small-impact erosion applied to the lunar surface // *J. Geophys. Res. (Planets)*. 1970. V. 75. P. 2655–2661.

УДК 622.235

АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ МАССОВЫХ ВЗРЫВОВ ПРИ ШАХТНОЙ РАЗРАБОТКЕ ЖЕЛЕЗОРУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

В.И. Куликов

ИДГ РАН

Проведен мониторинг массовых взрывов в г. Губкин при взрывной отбойке железной руды в шахте им. Губкина АО «Комбинат КМАруда». В ходе мониторинга, наряду с регистрацией сейсмозрывных волн, получены регистрограммы давления воздуха. Показано, что в эпицентре взрыва вертикальные сейсмозрывные колебания дневной поверхности излучают плоские воздушные волны. Анализируется их амплитуда, частота и воздействие на население города.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20176

Введение

Разработка железорудных месторождений в России ведется с помощью буровзрывных работ (БВР). Причем, значительная доля добываемой руды приходится на

подземные рудники. Примером таких предприятий является шахта им. Губкина АО «Комбинат КМАруда». Этому предприятию более 80 лет. Исторически так сложилось, что разрабатываемое месторождение оказалось под жилыми городскими кварталами. На предприятии применяется этажно камерная система разработки. Камеры находятся на глубине 246–285 м от дневной поверхности. Горный массив разбуривается скважинами длиной 50–55 м и диаметром 105 мм. Суммарная масса ВВ в камере 10–20 т. Применяется коротко-замедленное взрывание; на одну ступень замедления приходится 0,5–1,5 т ВВ. При каждом массовом взрыве с интервалом 30–50 с взрывается 3–4 камеры, расположенные на расстоянии около 1 км друг от друга, то есть сразу 3–4 района города оказываются в эпицентре взрывов. И такие массовые взрывы проводятся еженедельно. В результате застройка города и его инфраструктура подвержены сильному воздействию сейсмовзрывных волн. Сейсмические колебания от массовых взрывов шахты ощущаются населением города, что является причиной негативных психофизиологических эмоций отдельных граждан, их беспокойства за сохранность застройки. С целью разработки мер по снижению негативных последствий БВР или уменьшению интенсивности их воздействия до безопасного уровня в городе был организован сейсмический мониторинг массовых взрывов и проведено исследование параметров сейсмовзрывных волн.

Мониторинг осуществлялся и стационарной сейсмической станцией, и мобильными сейсмостанциями, причем, мобильные станции размещались в эпицентре взрываемых камер. На них размещались трехкомпонентные велосиметры СМ-3КВ или акселерометры А1638. Одновременно регистрировались вертикальная составляющая колебаний и две горизонтальные в направлении юг-север и запад-восток. Сигналы с сейсмоприемников поступали на вход аналого-цифрового преобразователя и записывались на винчестер ноутбука. Частота оцифровки составляла 1 кГц/канал. Полоса пропускания велосиметров 0,5–80 Гц, акселерометров до 400 Гц. Пункты мониторинга также имеют акустический канал, где первичным преобразователем служит измерительный микрофон фирмы Briel&Kjaer серии 4170. Микрофон имеет очень широкую полосу регистрации от 0,02 Гц до 20 кГц и динамический диапазон 160 дБ.

Акустическое действие подземных БВР

При проектировании карьерных массовых взрывов акустическому эффекту взрыва уделяется большое внимание, в частности, определяются радиусы безопасных зон по действию воздушных волн на людей и на остекление застройки. На карьерах систематически проводится мониторинг воздушных волн. Однако мониторинг массовых взрывов на шахте им. Губкина показал, что и подземные взрывы являются источниками воздушных волн.

На рис. 1 (вверху) приведена сейсмограмма вертикальной скорости колебаний при массовом взрыве на КМАруде. В качестве сейсмоприемника использовался велосиметр СМ-3КВ. На осях отложена скорость в мм/с, время в секундах. Суммарная мощность взрыва в камере составляла 8,04 т ВВ, максимальная масса ВВ в одной ступени составляла 1136 кг. Сейсмоприемник был установлен в эпицентре камеры. Центр камеры находился на глубине 285 м от дневной поверхности. Скорость вертикальных колебаний поверхности земли при этом взрыве достигала 15 мм/с. На рис. 1 (внизу) приведена регистрируемая акустическое давление. На осях отложено давление воздуха в Па и время в секундах. Запись

акустического давления и сейсмограммы велись синхронно на один ноутбук с частотой оцифровки 1 кГц. Микрофон был установлен на штативе на высоте 30 см от поверхности земли и на расстоянии 1 м от сейсмоприемника. Из рис. 1 видно, что сейсмограмма и акустическая регистраграмма имеют вступление в один момент времени, то есть воздушная волна вызвана сеймовзрывными колебаниями. Фазы сжатия (положительного давления воздуха) соответствуют движению поверхности земли вверх и наоборот, фазы разрежения соответствуют движению поверхности вниз. Все это говорит о том, что воздушная волна создана сеймовзрывными колебаниями дневной поверхности.

На рис. 2 приведены амплитудные спектры сейсмограммы (вверху) и воздушной волны (внизу), полученные быстрым преобразованием Фурье. Спектры нормированы на максимальную спектральную амплитуду. Из рисунка видно, что спектры подобны и также подтверждают, что воздушная волна образована колебательным движением дневной поверхности.

Механизм образования воздушной волны очевиден. Дневная поверхность земли является своеобразным поршнем, движущимся на границе с атмосферой со скоростью вертикальных колебаний V . Эта скорость передается слоям воздуха, примыкающим к дневной поверхности. От дневной поверхности начинает распространяться вверх плоская воздушная волна. Воздушная волна с амплитудой

Рис. 1. Велосиграмма вертикальных колебаний и регистраграмма давления воздуха

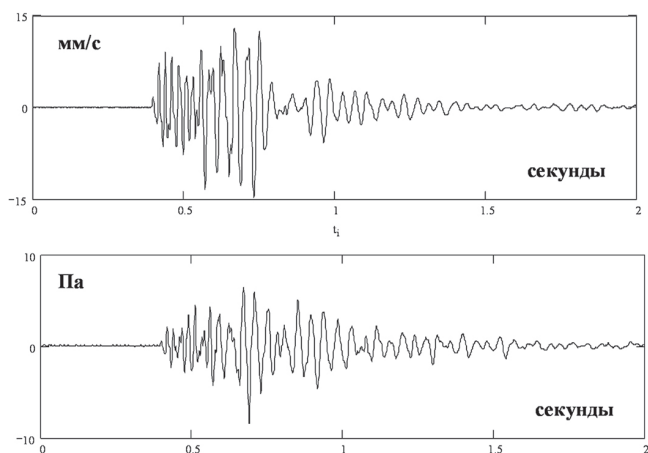
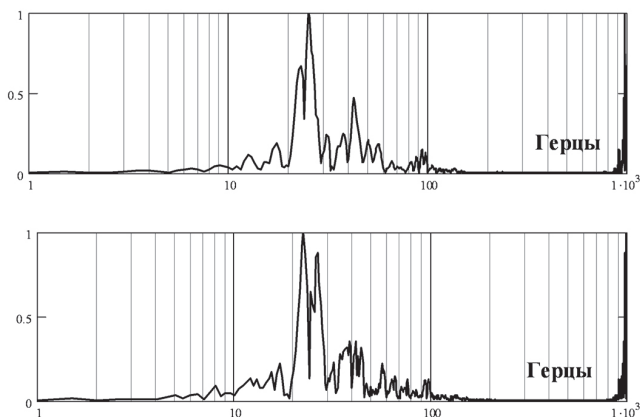


Рис. 2. Спектры сейсмограммы (вверху) и воздушной волны (внизу)



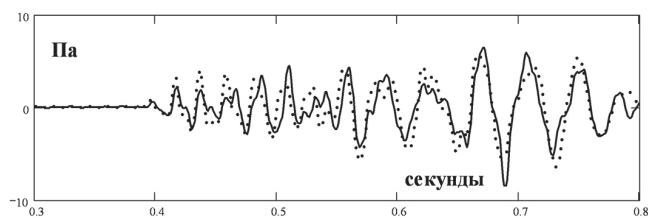


Рис. 3. Регистрограмма воздушной волны (сплошная линия) и расчет воздушной волны по велосиграмме (точечная линия)

меньше атмосферного давления распространяется со скоростью звука в воздухе $C = 340$ м/с. В плоской звуковой волне давление и скорость связаны соотношением (причем, и на фронте, и за фронтом воздушной волны):

$$p = \rho VC, \quad (1)$$

где p – давление в воздушной волне, $\rho = 1,28$ кг/м³ – плотность атмосферного воздуха. Формула (1) позволяет пересчитать велосиграмму в воздушную волну, используя коэффициент $\rho C = 435$ Па м/с. На рис. 3 сплошной линией приведен начальный фрагмент регистрограммы воздушной волны, а точечной линией показана велосиграмма, умноженная на коэффициент 435, то есть расчетная воздушная волна. Из рис. 3 видно хорошее совпадение расчетной и зарегистрированной волны, что подтверждает вышеописанный механизм образования воздушной волны.

Для интервала времени 0,3–0,8 с, показанного на рис. 3, был проведен корреляционный анализ регистрограммы воздушной волны и велосиграммы колебаний, который дал коэффициент корреляции 0,833. Для всей велосиграммы и регистрограммы воздушной волны, показанных на рис. 1 (для интервала времени 0–2 с), коэффициент корреляции составил 0,736. Оба результата подтверждают, что воздушная волна была излучена сейсмозрывными колебаниями дневной поверхности. Во втором случае коэффициент корреляции оказался меньше, и это понятно, так как «хвост» воздушной волны искажали воздушные волны, отраженные от окружающей застройки этой местности.

Основные спектральные составляющие в воздушной волне от 10 до 100 Гц, максимум спектра приходится на частоту 25 Гц. Амплитуда зарегистрированной воздушной волны около 6,5 Па. Делим на опорное давление $2 \cdot 10^{-5}$ Па, получим уровень звука воздушной волны 110 дБ. На рис. 4 приведена номограмма различной громкости звука от частоты [Июffe, 1979]. Из рис. 4 видно, что порог слышимости на частоте 25 Гц имеет уровень 65 дБ, следовательно, зарегистрированная воздушная волна будет хорошо слышна населением города в районе эпицентра камеры и уровень громкости этой волны будет около 110 дБ. Из рис. 4 также видно, что болевой порог слышимости в диапазоне частот от 20 до 1000 Гц около 120 дБ и он практически не зависит от частоты. Следовательно, никакой опасности для слухового аппарата человека такие воздушные волны не представляют. Но дискомфорт очевиден и воздушная волна – это дополнительный фактор к сейсмическим

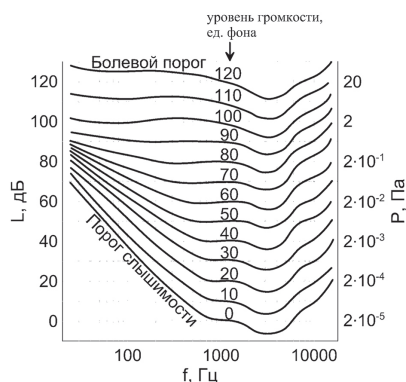


Рис. 4. Номограммы громкости звука

колебаниям, вызывающий беспокойство у населения города, а у отдельных лиц негативные психофизиологические эмоции.

В заключение следует сказать, что жалобы населения города на действие массовых взрывов могут быть связаны с обоими факторами, сейсмическими колебаниями и воздушной волной, действие которых совпадает по времени абсолютно, а население, как правило, не может различить эти два фактора воздействия подземных массовых взрывов. Отметим, что подобный эффект генерации воздушных волн сейсмическими волнами обсуждался в работе [Голицын, 1967] после сильнейшего землетрясения с магнитудой 8,4 на Аляске (27.03.1964 г.). Авторы показали, что их источником являлись поверхностные волны Рэлея.

Выводы

В ходе сейсмического мониторинга массовых взрывов на шахте им. Губкина в эпицентре взрываемых камер были зарегистрированы воздушные волны подземных взрывов, определен механизм их излучения и оценена степень воздействия на население города.

Литература

Голицын Г.С., Кляцкий В.И. Колебания в атмосфере, вызываемые движениями земной поверхности // Физика атмосферы и океана. 1967. Т. 3, № 10, с. 1044–1049.

Иоффе В.К., Корольков В.Г., Сапожков М.А. Справочник по акустике. М. : Связь. 1979.

УДК 551.248.2

ОЦЕНКА ТЕКТОНИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ТЕРРИТОРИИ КУРСКОЙ АЭС МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОГО ЛИНЕАМЕНТНОГО АНАЛИЗА

Г.Н. Иванченко

ИДГ РАН

Работа посвящена использованию компьютерного дешифрирования и основанного на нём линеаментного анализа (LESSA) для поиска признаков активности разломов в ближней зоне площадки Курской АЭС. Используются методы сравнения глобальной и локальной роз-диаграмм линеаментов, методы выделения протяжённых линеаментов и их сравнение с геологической ситуацией, а также рассмотрение и интерпретация линеаментных форм вблизи разломов с предполагаемой активностью. Показано, что вблизи Курской АЭС методами компьютерного дешифрирования и линеаментного анализа достоверные признаки современной ак-

тивности разломов не фиксируются. Район можно отнести к тектонически стабильным в пределах Курского мегаблока Воронежского кристаллического массива.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20177

Введение

Изучение современной геодинамики Воронежского кристаллического массива Восточно-Европейской платформы дистанционными методами имеет особую значимость из-за строительства и эксплуатации здесь объектов повышенного уровня ответственности, в том числе площадок АЭС, которые выбираются экспертным решением на основе данных, полученных большим набором геолого-геофизических методов. Среди них морфоструктурный и линеаментный анализы достаточно важны, а компьютерный линеаментный анализ в настоящее время является наиболее стандартизированной формой [Иванченко, Горбунова, 2015]. Рассматриваемая в данной работе ближняя зона Курской АЭС относится к Курскому мегаблоку Воронежского кристаллического массива и имеет ярко выраженное двухъярусное геологическое строение: архейско-протерозойский кристаллический фундамент и фанерозойский осадочный чехол. Тектонические деформации кайнозоя рассматриваются как внутриплитные, но с учётом наличия прочностных неоднородностей и включений, причём главной неоднородностью коры здесь является Днепровско-Донецкий авлакоген (ДДА), северный борт которого частично входит в исследуемый район. Структура докембрийского фундамента имеет большое значение, поскольку все разрывные нарушения фанерозоя в пределах Воронежской антеклизы представляют собой активизированные в разное время разломы фундамента. В данной работе продемонстрирована возможность применения компьютерного линеаментного анализа как вспомогательного метода при оценке современной геодинамической обстановки площадки Курской атомной станции. В качестве исходного материала взят космоснимок Landsat с разрешением растеризации около 100 метров для регионального уровня и в первые десятки метров для локального уровня. Таким образом, анализируется одно и то же изображение на разном уровне генерализации.

Методика

В рамках автоматизированного линеаментного анализа термин «линеамент» получил более широкое понятие, чем первоначально в геологии. Линеаментом называется любой линейный элемент растрового изображения, свойства которого описываются процедурой их выделения из изображения. При этом само изображение может иметь самую разную природу: космоснимок, цифровая модель рельефа или некоторое геофизическое поле [Zlatopolsky, 1992]. Линеаменты могут быть малыми, протяжёнными, с перерывами или без них, прямолинейными или изогнутыми. Они подбираются таким образом, чтобы результат был интуитивно похож на геометрическую линию. В ходе выполнения работы использовались космические снимки различного масштаба. Однако применение компьютерного линеаментного анализа для Восточно-Европейской платформы осложнено тем, что это территория интенсивного антропогенного воздействия, что затрудняет вычленение природных линеаментов из техногенного «шума». Поэтому для исследований тектонической активности в этих условиях следует анализировать наиболее статистически устойчивые характеристики поля линеаментов. Например, глобальную розу-диа-

грамму распределения линеаментов по направлениям, построенную для всего анализируемого изображения; или так называемые линеаментные формы (линии тока). Линеаментные формы представляют собой линии достоверной вытянутости векторов приведенной результирующей длины (базовое понятие угловой статистики) роз-диаграмм малых линеаментов, построенных в скользящем окне. Эти линии группируются в компактные прямолинейные или плавно изогнутые зоны разной ширины и протяженности. Похожим понятием является линеаментная зона, которая выделяется не линией, а полосой, имеющей некоторую ширину и внутреннюю структуру. Методические основы линеаментного анализа изложены в монографии [Иванченко, Горбунова, 2015].

Оценка неотектонической активности района исследований

Для вертикальных неотектонических движений стратиграфический и морфостратиграфический (с учётом поверхностей выравнивания) методы анализа реперных поверхностей являются основными и детально рассмотрены для района Курской АЭС в работе [Иванченко, Малкин, 2017], где показано, что после накопления полтавской серии миоцена (21–22 млн лет) величина деформаций не превышает первые десятки метров и представлена малоамплитудными пликативными структурами. Можно сказать, что такой тектонический режим не предполагает сколь-нибудь заметной активности разломов на этой территории. Однако полевое обследование зон разломов в ближней зоне Курской АЭС-2 показало, что по косвенным геолого-геоморфологическим признакам возможна активность Субширотного разлома (4 на рис. 1). Для самой Железногорской зоны разломов (1 на рис. 1) активной на современном этапе может считаться лишь ее восточная часть. При этом участок, расположенный в непосредственной близости от площадки Курской АЭС-2, малоактивен. Признаки активизации отмечаются только на расстоянии 15–20 км к северу от площадки, и примерно на таком же удалении к югу. Безымянный разлом (3 на рис. 1), повторяющий направление Железногорской зоны, проявляет признаки активности только в южной своей части, начиная с места пересечения его Субширотным разломом.

Однако, судя по малой амплитуде деформаций рельефа, интенсивность движений его весьма слабая. В пределах 20 км от площадки зона разлома существенно в рельефе не проявлена. Не выражена она и в геофизических полях. Зона Безымянного разлома выражена на геологических разрезах. Однако и здесь проявление деформаций затрагивает только верхнемеловые отложения и не отражается в верхней части осадочного чехла, что аналогично Железногорскому разлому, выраженному смещениями по подошве туронских верхнемеловых отложений (~94–90 млн лет), но не затрагивающему кайнозойские осадки. Кроме того, на других участках пересечения разломной зон, расположенных южнее станции, в разрезе не выделяется никаких следов современных подвижек, в том числе и по составу отложений, их структуре и т.д. Все сказанное позволяет утверждать, что в ближней 30 км зоне от площадки Курской АЭС-2 не выделено современных активных разломов. В настоящее время некоторые следы активности Железногорской зоны, включая оперяющие, такие как Безымянный разлом, отмечаются в эманациях радона, что позволяет предполагать влияние этих нарушений на гидрогеологический режим с возможной интенсификацией экзогенных явлений (оползни, просадки, овражная эрозия), что теоретически может отразиться и в структуре поля малых линеаментов. Незна-

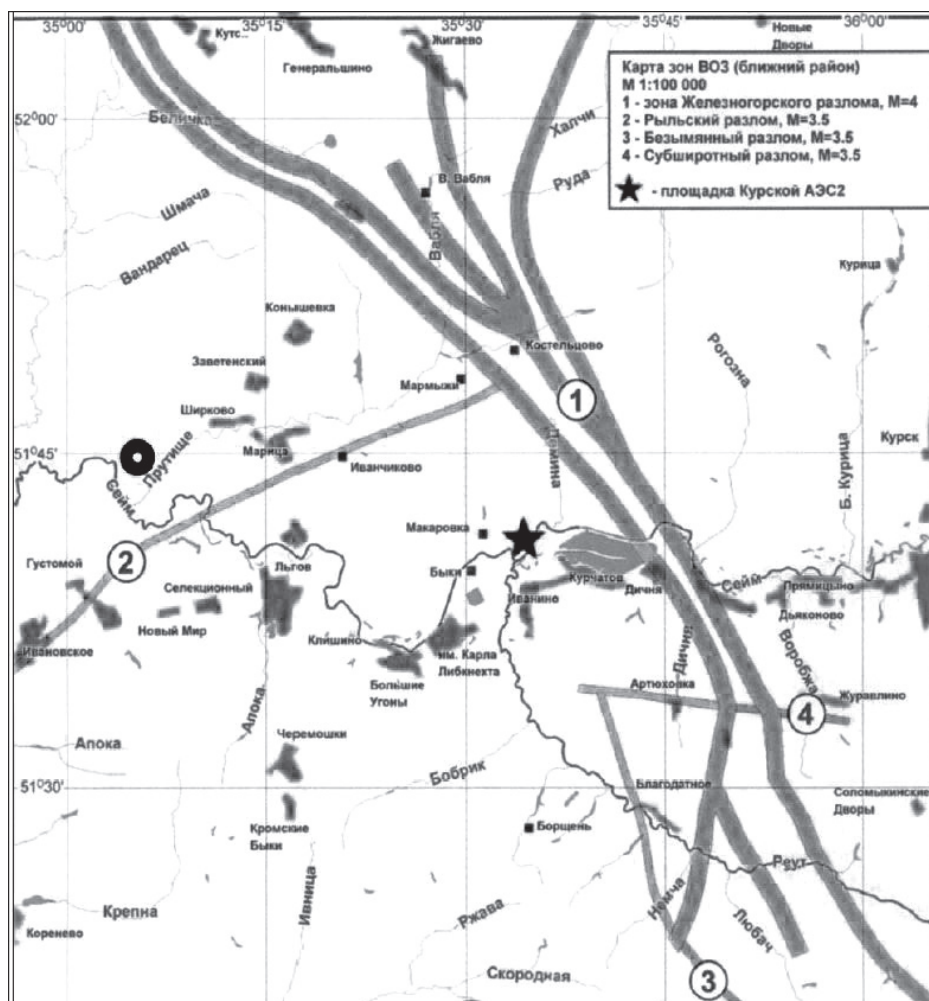


Рис. 1. Тектоническая основа модели зон ВОЗ района Курской АЭС-2 Разломы фундамента: 1 – Железнодорожный, 2 – Рыльский, 3 –Безымянный, 4 – Субширотный. Красный кружок – место расположения малоапертурной сейсмической группы

чительные пликативные деформации, восстанавливаемые по разрозненным выходам отложений полтавского горизонта миоцена, соответствуют формированию их в поле напряжений, где ось сжатия имеет субмеридиональное или юго-юго-восточное направление (давление распространяется от Альпийского пояса). Более древние верхнемеловые туронские слои в исследуемой области наклонены на юго-юго-запад к оси Днепровско-Донецкого авлакогена, в целом ещё отражая тектонику этапа его пострифтового опускания. Все нарушения, возможно активизированные на современном этапе развития, находятся вблизи границы ближней зоны.

В связи с наличием некоторых признаков локализации деформаций вдоль Безымянного и Субширотного разломов, для района их предполагаемой активности к югу от площадки АЭС, был проведен компьютерный анализ поля статистических

характеристик малых линейментов, исходя из предположения, что часть линейментов связана с тектонической трещиноватостью.

Наиболее крупная и протяженная зона докембрийского Железногорского разлома север-северо-западного простирания, нарушающего фундамент, в новейшей структуре большинством авторов на космоснимках не выделяется. Однако на структурной карте по подошве туронских отложений фрагмент этой зоны отмечается в работе [Друцкой, Кононов, 2001]. То есть в поздне меловое время активность этой зоны разлома ещё заметна. Можно было бы предположить, что эта крупная древняя неоднородность активизируется и в условиях современных неотектонических напряжений и деформаций. Это, в свою очередь, должно было бы проявиться в ходе компьютерного линеamentного анализа как в виде выраженности зоны разлома в «линеamentных формах» вблизи разломной зоны, так и в достоверном различии локальной и глобальной роз-диаграмм трещиноватости.

Предметом настоящей работы является проверка активности Железногорского разлома и некоторых прилегающих к нему вблизи площадки АЭС дизъюнктивов (Субширотного и Безымянного) методами компьютерного линеаментного анализа. Мы исходим из предположения, что, если разломы Безымянный, Субширотный и зона Железногорского разлома активны в четвертичное время, то они сами и/или их оперяющие могли отразиться в различных характеристиках поля линеаментов.

Обсуждение результатов исследований

Проведенный компьютерный анализ позволил выделить протяженные линейные элементы высокого иерархического уровня, отраженные в современном ландшафтном рисунке. На снимок (рис. 2) вынесены пликативные и дизъюнктивные

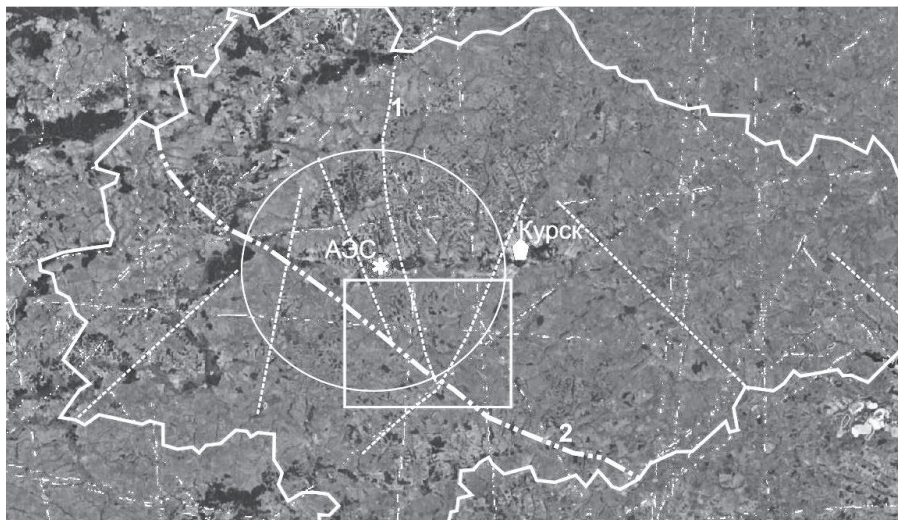


Рис 2. Линеаментный анализ территории Курской области. Белая врезка – район детальных исследований, окружность – 30 км зона. Показаны, выделенные LESSA, протяжённые линеаменты; вынесены активные верхнемеловые разломы (белые прерывистые линии). 1 – Железнодорожный разлом, 2 – верхнемеловая флексура

верхнемеловые (посттуронские) структуры, полученные в результате геологической съемки [Друцкой, Кононов, 2001].

На рис. 2 видно, что среди выделенных протяжённых линеаментов преобладают субмеридиональные простирания. Эти линеаменты, вероятно, отражают структурный рисунок архей-протерозойского фундамента. Линеаментная зона север-северо-восточного простирания, выделенная на западе Курского блока, определяет его границу с Брянским докембрийским мегаблоком. Железнодорожный разлом – сложно построенная дизъюнктивная структура, в линеаментах практически не выражена.

Верхнемеловой тектонический план, восстановленный по подошве туронских отложений, отличен от современного. Структурообразующей является пликативная флексура северо-западного простирания. Флексура разделяет Щигровский свод Воронежской антеклизы и северный склон Днепровско-Донецкого авлакогена [Друцкой, Кононов, 2001]. К северо-востоку от оси флексуры преобладают разломы северо-западного простирания. К юго-западу от флексуры простирание структур меняется на северо-восточное и север-северо-восточное. Это направление ортогонально простиранию ДДА и соответствует истории формирования этой региональной структуры.

Отметим, что при сопоставлении современных и меловых структур нарушения мелового времени не совпадают с современными протяжёнными линеаментами, выделенными в ходе дешифрирования, за исключением единичного случая (небольшой отрезок линеамента северо-восточного простирания к юго-востоку от флексуры). Субширотный линеамент, к северу от Сеймского долинного комплекса, является ограничителем для нескольких меловых разломов. Кроме того, отметим, что ни один из выделенных по методике LESSA линеаментов не проходит ближе 5 км от АЭС. Этот результат, на наш взгляд, проще всего интерпретировать как отсутствие выраженности в ландшафте и рельефе мезозойских нарушений на современном этапе и, соответственно, как отсутствие их реактивации. В целом, надо отметить, что в условиях техногенных ландшафтов и хозяйственной инфраструктуры Средне-Русской возвышенности компьютерное выделение протяжённых линеаментов по космическим снимкам малоинформативно и следует больше полагаться на устойчивые статистические характеристики полей малых линеаментов низких иерархических уровней, что и выполнено в ходе представленной работы: были проанализированы розы-диаграммы углового распределения малых фотолинеаментов по крупным доменам и «линеаментные формы», определяемые как возможные зоны и локализации деформаций.

Обратимся к анализу роз-диаграмм для Курского блока в целом и для тестового локального участка предполагаемой активизации разломов. На рис. 2 показан район получения методами программы LESSA глобальной (весь снимок) и локальной (врезка для тестового участка) роз-диаграмм, то есть распределение малых линеаментов по направлениям. Для локального участка анализ проводился на изображении лучшего растрового разрешения (первые десятки метров), чем для всего снимка (разрешение которого 100 м). Предполагаемая неотектоническая активность тестового участка определяется тем, что он является районом пересечения основных разломов, определенных при геологической съемке, также на этом участке локализуются места сочленения меловых дизъюнктивных и пликативных структур. При сопоставлении меловых и современных структурных планов можно видеть их дискордантность. При сравнении роз-диаграмм, построенных по космическим изображениям разных масштабов детализации, можно отметить практически

полную идентичность роз-диаграмм (рис. 3), что можно интерпретировать как статистический критерий отсутствия локальных деформаций.

Действительно, если бы разломы Безымянный, Субширотный и зона Железнодорожного разлома были активны, то они сами и их оперяющие должны были бы отразиться в поле линейamentов и, таким образом, обеспечить различие глобальной и локальной угловой статистики, что достоверно не наблюдается. Несколько более выраженные лучи локальной розы объясняются меньшим объёмом выборки.

Розы-диаграммы имеют два максимума простираций малых фотолинеamentов – субширотное и субмеридиональное. Субширотное направление объясняется тем, что субширотный характер имеют простираения осадочных пластов мезозойского и, отчасти, кайнозойского возраста, имеющих уклон в южном направлении, к Днепровскому палеорифту. Кроме того, в кайнозое морские трансгрессии распространялись с юга, а небольшие изгибовые деформации также определялись давлением с юга, со стороны Альпийского пояса. Современные эрозионные формы долины р. Сейм также имеют субширотное простираение. Таким образом, некоторое преимущество этого направления, которое просматривается на всех масштабных уровнях, весьма естественно.

Вторым преобладающим максимумом вытянутости роз-диаграмм является субмеридиональное. Это направление протяженных линейamentов связано с основными простираениями глубинных разломов фундамента. Такой современный линейamentный рисунок отмечался многими авторами. И.В. Флоринский [Флоринский, 2010] выделил по цифровым моделям рельефа линейamentы для дневной поверхности и для стратиграфических горизонтов осадочного чехла. На поверхности кристаллического фундамента они имеют преимущественно субмеридиональное простираение, на подошве туронского яруса меловой системы – генеральный северо-восточный азимут, хотя встречаются мелкие структуры северного и северо-западного простираения, а на дневной поверхности – преимущественно субмеридионального направления. А.И. Полетаев с соавторами [Полетаев и др., 1992] не исключили, что субмеридиональные линейные элементы современного рельефа могут отражать некоторые элементы глубинной структуры земной коры, связанной с субмеридиональными нарушениями докембрийского кристаллического фундамента, что определяет ясную выраженность меридионального луча как глобальной, так и локальной розы-диаграммы малых линейamentов.

Результаты линейamentного анализа космоснимка для фрагмента к юго-востоку от площадки АС показали следующее (рис. 4).

В линейamentных формах хорошо выражена описанная выше верхнемеловая флексурa, установленная по подошве туронских отложений [Друцкой, Кононов, 2001]. Эта мезозойская флексурa, разделяющая Щигровское поднятие на северо-востоке и северный склон Днепровского палеорифта, является крупной позднемеловой пликативной структурой, прекрасно выраженной в строении мелового разреза на территории всей Курской области (рис. 2). Линейamentные формы на тестовом участке субпараллельны простираению флексуры, маркируя ее с юго-востока

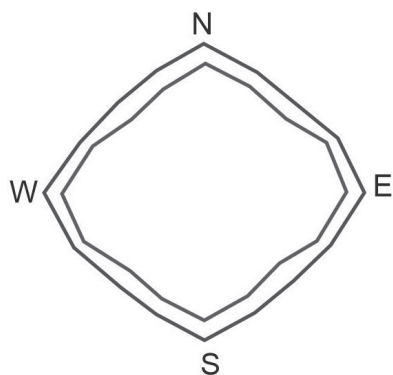


Рис 3. Сравнение региональной розы-диаграммы (внешний контур) и розы-диаграммы тестового участка (внутренний контур)

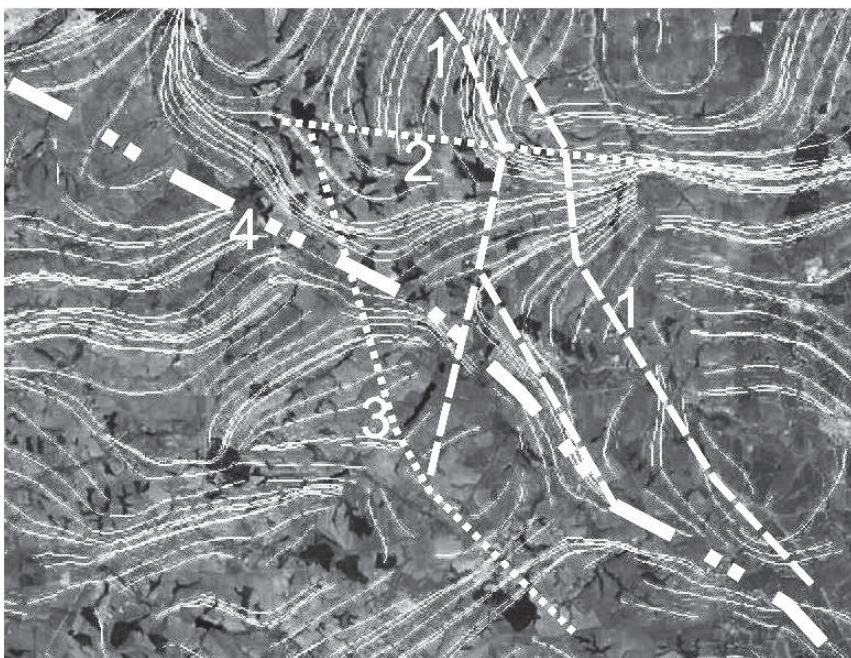


Рис. 4. Выраженность основных зон разломов: Железногорского (1), Субширотного (2) и Безымянного (3), а также мезозойской флексуры (4) в линейных формах

и северо-запада. Она делит район на два структурных блока. На северо-востоке находится Щигровский свод, на юго-западе – склон ДДА. Рисунок линейных форм в этих блоках различен. На северо-восток от флексуры линейные формы имеют замкнутый кольцевой характер, что соответствует глубинному плану свода. Разделяющий этот блок Субширотный разлом выражен в линейных формах, которые маркируют зону его динамического влияния. К юго-западу от флексуры линейные формы имеют запад-юго-запад-восток-юго-восточное и субширотное простирание. Это направление ортогонально основным структурам ДДА. Ветви Железногорского разлома практически нигде не подтверждаются линейными формами за исключением небольшого участка, где фрагмент Железногорского разлома совпадает с флексурой мезозойского осадочного чехла. Поэтому мы считаем, что и на рис. 4 выражена именно она, а не совпадающий с ней на небольшом участке фрагмент Железногорского разлома.

Как давно показано В.И. Макаровым [Макаров, 1997], в пределах платформенных областей разрывные дислокации (с заметными смещениями слоев, которые можно измерить) имеют подчиненное значение и сводятся преимущественно к трещинному крипу. Регион расположения Курской АЭС в течение всего позднего кайнозоя оставался платформенным регионом с крайне незначительными амплитудами (первые десятки метров) вертикальных движений [Иванченко, Малкин 2017], установленных стратиграфическим методом. Даже крупнейшие докембрийские разломы кристаллического основания в чехле не проявлены как разломы или проявлены в нём в качестве очень пологих флексур, то есть весьма малоградиентных как в пространстве, так и во времени изгибных дислокаций чехла. Полученная в результате компьютерного дешифрирования конфигурация линейных форм

(рис. 4) подтверждает выраженность упомянутой выше флексуры, по сути главной мезозойской пликативной структуры региона, в современном поле линеаментов и их статистических характеристик. На основе анализа линеаментных форм и их связи с геофизически установленными разрывными нарушениями можно сказать, что лишь фрагмент Субширотного разлома к востоку от его пересечения с Железнодорожным разломом хорошо выражен в линеаментных формах и, возможно, обладает некоторой современной активностью. Этот вывод совпадает с результатами полевых инженерно-геологических наблюдений.

Заключение

В результате исследования методами компьютерного линеаментного анализа достоверно не установлено признаков современной активности разломов вблизи площадки Курской АЭС за незначительным исключением восточного фрагмента Субширотного разлома и, таким образом, косвенно подтверждена высокая тектоническая стабильность территории вокруг (< 50 км) АЭС. В современных линеаментных формах лучше всего выражены слабые пликативные деформации пост-туронского времени, что, вероятно, свидетельствует об их длительном развитии.

В отличие от визуального дешифрирования метод компьютерного дешифрирования (LESSA) позволяет анализировать геодинамическую обстановку, благодаря повторяемости результатов и использованию наиболее устойчивых характеристик угловой статистики на базе большой выборки автоматически выделенных малых фотолинеаментов. Применение статистически достоверных параметров позволяет ослабить влияние шумов, связанных с линейными элементами изображения техногенной природы. Из природных факторов, определяющих линеаменты, отметим рельеф, прежде всего эрозионную сеть, что объясняет хорошее совпадение результатов линеаментного анализа космоснимков и цифровых моделей рельефа [Соколов, 2013; Флоринский, 2010]. Подтверждена тектоническая стабильность территории, прилегающей к АЭС, и Курского мегаблока в целом. Результат получен методами компьютерного линеаментного анализа космоснимков в двух масштабах и находится в соответствии с большинством оценок в ранее проведённых работах.

Работа выполнена в рамках Гос.задания ИДГ РАН (проект № АААА-А17-117112350022-3).

Литература

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

Иванченко Г.Н., Горбунова Э.М. Использование данных дистанционного зондирования участков земной коры для анализа геодинамической обстановки. М.: ГЕОС, 2015, 111 с.

Иванченко Г. Н, Малкин Б.В. Оценка неотектонических деформаций в районе Курской АЭС // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. Вып.9. М. : ГЕОС, 2017. С. 32–41.

Макаров В.И. Некоторые проблемы изучения новейшей тектоники платформенных территорий (на примере Русской плиты) // Разведка и охрана недр, 1997, № 1. С. 20–26.

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.

Полетаев А.И., Тевелев А.В., Брянцева Г.В., Блюмкина Н.В. Изучение разрывно-линеamentной структуры района расположения Курской АЭС. II-я очередь, реконструкция / Отчет по договору № 271 с МО БГНИИКИ «Атомэнергoproject». – М.: МГУ, 1992. Ч. I. – 204 с.; Ч. II. – 120 с.

Соколов С.А. Структурно-геоморфологическое строение и неотектоническое районирование территории Воронежского кристаллического массива: автореф. дисс. на соискание ученой степени кандидата геол.-мин. наук, Москва. 2013, – 24 с.

Флоринский И.В. Теория и приложения математико-картографического моделирования рельефа: диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук, Пушкино 2010, – 267 с.

Zlatopolsky A «Program LESSA (Lineament extraction and stripe statistical analysis) Automated linear image features analysis – experimental results», Computers and Geosciences, vol. 18, no. 9, 1992. С. 1121–1126.

УДК 53.082.2+532.546+551.491.5

ДИНАМИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОГО КОЛЛЕКТОРА ПО ДАННЫМ ПРЕЦИЗИОННОГО МОНИТОРИНГА УРОВНЯ ПОДЗЕМНЫХ ВОД

Э.М. Горбунова, А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов

ИДГ РАН

Реакция подземных вод на территории геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево» (ГФО «Михнево») на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений рассматривается в качестве основного индикатора, соответствующего динамике деформирования флюидонасыщенного коллектора. По данным прецизионного мониторинга уровня подземных вод в напорном водоносном горизонте за период наблюдений 2008–2017 гг. выделены гидрогеологические отклики от 11 землетрясений с магнитудами 7.1–9.1, в безнапорном водоносном горизонте на протяжении 2013–2017 гг. – от 36 землетрясений с магнитудами 6.2–8.2. Сравнительный анализ зарегистрированных вариаций уровня в высокочастотной и низкочастотной областях позволил установить 3 типа гидрогеологических эффектов. Первые два типа, которые определены в ограниченном и широком диапазонах частот, соответствуют косейсмическим вариациям уровня, синхронным смещению грунта от землетрясений. Третий тип – постсейсмические необратимые изменения уровня подземных вод могут быть связаны с нарушением структуры порово-трещинного пространства.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20178

Общие сведения

Механизм деформирования флюидонасыщенных коллекторов при сейсмическом воздействии недостаточно исследован [Peng, Gomberg, 2010; Кочарян, 2016]. Изучение основных закономерностей изменения состояния флюидонасыщенного коллектора на разных эпицентральных расстояниях от очага землетрясения является актуальной задачей на современном этапе исследований.

Гидрогеодинамические эффекты, проявляющиеся в виде косейсмических и постсейсмических откликов на прохождение сейсмических волн, могут рассматриваться в качестве основных индикаторов как динамического, так и необратимого изменения структуры трещино-порового пространства [Cooper et al., 1965; Киссин, 2015]. Гидрогеодинамические эффекты различают по времени их проявления: предшествующие толчку (предвестники), сопутствующие (косейсмические) и последующие (постсейсмические).

Наряду с этой систематизацией в работе [Копылова и др., 2012] предложен термин – «гидрогеосейсмические вариации», которые представляют сигналы в изменениях временных рядов уровня воды, вызванные сильными землетрясениями, и приведена их типизация. К типам: I – отнесен гидрогеодинамический предвестник землетрясения, II – косейсмические скачки уровня воды, III – постсейсмическое снижение уровня, IV – вариации уровня, связанные с динамическим воздействием землетрясений.

В свою очередь зарубежными коллегами [Shi et al., 2015] среди косейсмических и постсейсмических откликов выделены динамические вариации уровня – осцилляции, постепенные и внезапные (ступенчатые) изменения уровня, которые могут сопровождаться осцилляцией и остаточными эффектами. Например, ступенчатый косейсмический подъем уровня в одной из наблюдательных скважин в Китае, вызванный прохождением волн от землетрясения Тохоку (11.03.2011 г.), отмеченный в диапазоне периодов свыше 60 с, указывает на изменение фильтрационных свойств коллектора, которое подтверждено изменением значения фазового сдвига между приливной волной M_2 , прослеженной в смещении грунта и уровне подземных вод [Sun et al., 2015]. В статьях [Kitagawa et al., 2011; Sun et al., 2018] анализ частотных характеристик зарегистрированных гидрогеологических откликов на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений использован для оценки параметров пласта.

В работе [Brodsky et al., 2003] отмечено, что значение амплитудного фактора, рассчитанное как отношение амплитудных спектров вариаций уровня и скорости смещения грунта до и после землетрясения для периодов ниже 20 с, является частотно-зависимым. В статье [Lie et al., 2006] сопоставлены и проанализированы амплитудные спектры вариаций уровня и сейсмограммы землетрясения, произошедшего у западного побережья Северной Суматры (26.12.2004 г.), и его афтершока (28.03.2005 г.).

Систематизация многочисленных гидрогеологических эффектов с учетом частотных характеристик рассматриваемых водоносных горизонтов не разработана.

В данной работе предложена типизация зарегистрированных гидрогеологических эффектов на основе анализа реакции подземных вод в высоко- и низкочастотных областях (в диапазоне до 60 с и более). В качестве исходных данных использована сформированная база гидрогеологических откликов на территории ГФО «Михнево» на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений за период наблюдений 2008–2017 гг.

Методика работ

На территории ГФО «Михнево» проводится прецизионный мониторинг уровня подземных вод в двух скважинах с использованием прецизионных датчиков уровня LMP308i. Точность регистрации уровня с частотой 1 Гц составляет 1,7 мм. Наблюдения за режимом напорного горизонта, вскрытого в интервале 92–115 м, осуществляются с февраля 2008 г., за безнапорным горизонтом в интервале 42,6–56,2 м с июля 2013 г. Регистрация сейсмических данных ведется широкополосными сейсмометрами STS-2 и CM-3-E, установленными в шахте на глубине 20 м. Для сопоставления с гидрогеологическими данными частота опроса сейсмических данных 100 Гц приведена к 1 Гц. В результате ранее проведенной обработки имеющейся базы данных реакции подземных вод на землетрясения экспериментально определен нижний порог скорости регистрации сейсмических событий ($\geq 0,1$ мм/с) в вариациях уровня подземных вод [Горбунова и др., 2015], который в дальнейшем использован для формирования сводной таблицы гидрогеологических откликов на территории ГФО «Михнево» от землетрясений. Основные параметры землетрясений (время прихода продольной волны на станцию Обнинск, глубина и магнитуда) взяты из каталога Единой геофизической службы РАН (www.ceme.gsras.ru). Дополнительно выполнена оценка эпицентрального расстояния, двойной амплитуды скорости смещения грунта и уровня подземных вод.

Для типизации гидрогеологических откликов от землетрясений и выделения постсейсмических гидрогеологических эффектов, регистрируемых после вступления группы поверхностных волн на стадии свободной осцилляции грунта, связанной с затуханием сейсмического сигнала, данные регистрации уровня и скорости смещения грунта рассмотрены в двух диапазонах с периодами менее и более 60 с для 6 часовых интервалов. По сейсмическим и гидрогеологическим данным (за 3 часа до прихода волны на станцию и 3 часа после) рассчитывалось спектральное отношение записи землетрясений для удаления влияния локальных особенностей расположения станции. По каждому спектру определялись значения рассматриваемых параметров (амплитуда, частота), которые одновременно выделялись в записи скорости грунта и вариациях уровня напорного и безнапорного горизонтов на одних и тех же частотах (с точностью до 4 отсчетов). При последующем делении спектра уровня воды на спектр скорости грунта на определенных ранее частотах определялся коэффициент усиления – амплитудный фактор, который является параметром отклика уровня воды в скважине на прохождение сейсмических волн от землетрясений [Brodsky et al., 2003; Besedina et al., 2016]. Применение подобного подхода к обработке данных позволило дополнительно выделить отклик напорного водоносного горизонта на два землетрясения, которые произошли в Непале (25.04.2015 г.) и в Таджикистане (07.12.2015 г.). Вместе с тем не для всех землетрясений был определен амплитудный фактор. Для напорного горизонта – рассчитан для 7 сейсмических событий из 11 зарегистрированных, для безнапорного – для 28 землетрясений из 36.

При двойной амплитуде скорости смещения грунта, определенной по спектру, не превышающей 0,6 мм/с для напорного водоносного горизонта и 0,2 мм/с для безнапорного, не установлена синхронизация по частоте спектров уровня воды и скорости грунта. Также амплитудный фактор не выделен для землетрясений, произошедших на глубинах более 70 км за исключением 3 землетрясений (26.10.2015 г. в Афганистане, 22.01.2017 г. в районе Соломоновых островов и частично 08.09.2017 г. в Мексике).

**Список событий, отклик которых зарегистрирован в скважинах
ГФО «Михнево»**

№	Дата	Время, ОВН	Глубина, км	Магнитуда	Расстояние, км	Двойная амплитуда		Регион
						ско- рость, мм/с	уро- вень, мм	
Напорный водоносный горизонт								
1	2010-02-27	06:53:19.7	23	8.8	14464	1.79	14.9	Поб. Центрального Чили
2	2011-03-11	05:57:17.2	20	9.1	7467	3.78	41.5	Вост. поб. о.Хонсю, Япония
3	2011-10-23	10:45:18.6	15	7.1	1864	1.51	7.0	Турция
4	2012-04-11	08:49:41.1	25	8.6	7764	2.51	19.4	Зап. поб. Сев. Суматры
5	2012-10-28	03:15:31.9	20	7.8	8029	0.39	6.0	Р-н о-ов Королевы Шарлот- ты
6	2013-04-16	10:50:44.6	70	7.7	3563	1.01	6.3	Юго-Западный Пакистан
7	2013-05-24	05:53:59.8	600	8.3	6492	0.77	3.5	Охотское море
8	2015-09-16	23:13:29.5	25	8.3	14026	0.58	3.0	Поб. Центрального Чили
9	2017-09-08	05:02:50.4	70	8.2	11024	2.46	8.0	Поб. Чьяпас, Мексика
Безнапорный водоносный горизонт								
1	2013-09-28	07:40:58	7.7	6.8	3802	0.34	10.7	Пакистан
2	2014-02-12	09:26:55.8	6.9	6.9	3978	0.14	6.0	Южный Синьцзян, Китай
3	2014-04-02	00:05:29.2	20	8.1	12961	0.42	15.1	Поб. Северного Чили
4	2014-04-03	03:01:57.6	20	7.7	13009	0.32	13.3	Поб. Северного Чили
5	2014-04-12	20:33:26.9	10	7.6	13189	0.20	9	Соломоновы о-ва
6	2014-05-24	09:28:51.4	10	6.9	1863	0.62	–	Эгейское море
7	2014-11-22	13:19:08.3	10	6.2	7351	0.11	4.8	Вост. поб. о.Хонсю, Япония
8	2015-04-25	06:19:30.5	13	7.9	4783	0.66	29.2	Непал
9	2015-04-26	07:17:22.1	10	6.7	4897	0.22	10.3	Непал
10	2015-05-12	07:13:32	15	7.2	4901	0.87	38.1	Непал
11	2015-05-30	11:33:36.7	680	7.9	8279	0.11	3.8	Р-н о-ва Бонин, Япония
12	2015-07-03	01:14:20.4	20	6.4	3596	0.23	10.2	Южный Синьцзян, Китай
13	2015-09-16	23:13:29.5	25	8.3	14026	0.58	23.1	Поб. Центрального Чили
14	2015-10-26	09:15:19.7	215	7.5	3240	0.39	14.2	Р-н Гиндукуш, Афганистан
15	2015-11-13	21:02:24.7	10	6.8	7309	0.33	12.6	Северо-зап. о-ов Рюкю
16	2015-11-17	07:14:34.7	10	6.5	2221	0.16	5.5	Греция
17	2015-12-07	07:56:09.0	33	7.2	3206	0.82	35.0	Таджикистан
18	2016-01-24	10:40:55.9	130	7.1	7260	0.055	3.5	Южная Аляска
19	2016-03-02	13:01:35.8	10	7.8	8422	0.18	9	Юго-зап. Суматры, Индо- незия
20	2016-04-15	16:35:52	10	7.0	7287	0.29	9.2	о. Кюсю, Япония

№	Дата	Время, OBN	Глубина, км	Магнитуда	Расстояние, км	Двойная амплитуда		Регион
						ско- рость, мм/с	уро- вень, мм	
21	2016-04-16	00:12:12.8	20	7.8	11698	0.21	3.8	Поб. Эквадора
22	2016-06-26	11:23:10.6	15	6.4	3145	0.11	4.4	Таджикистан
23	2016-10-30	6:44:45.8	10	6.6	2237	0.25	8.2	Центральная Италия
24	2016-11-13	11:22:33.8	10	7.8	16507	0.16	10.2	Южные о-ва, Нов. Зеландия
25	2016-11-21	21:10:45.3	10	6.9	7482	0.25	9	Вост. поб. Хонсю
26	2016-12-08	17:57:29.1	33	7.8	13079	0.58	23	Соломоновы острова
27	2016-12-25	14:41:41.0	33	7.6	15079	0.22	8.8	Южное Чили
28	2017-01-22	04:48:37.0	150	7.9	12265	0.35	13.3	Соломоновы о-ва
29	2017-06-12	12:32:43.7	12	6.3	1975	0.31	10.2	Эгейское море
30	2017-07-17	23:44:45.8	10	7.7	7082	0.34	13.2	Командорские о-ва, Россия
31	2017-07-20	22:35:34.3	10	6.6	2152	0.23	6.1	о-ва Додеканес, Греция
32	2017-08-08	13:28:51.8	16	6.5	5571	0.08	3.9	Ганьсу, Китай
33	2017-08-08	23:34:10.8	27	6.3	3395	0.33	13.7	Сев. Синьцзян, Китай
34	2017-09-08	05:02:50.4	70	8.2	11024	2.46	110.6	Поб. Чьяпас, Мексика
35	2017-09-19	18:28:04.4	50	7.1	10873	0.15	7.7	Поб. Чьяпас, Мексика
36	2017-11-12	18:23:00.0	20	7.4	2315	0.52	18.3	Ирак

Результаты исследований и обсуждение

За период прецизионных наблюдений с 2008 по 2017 гг. в уровне подземных вод прослежены гидрогеологические отклики на землетрясения с магнитудами от

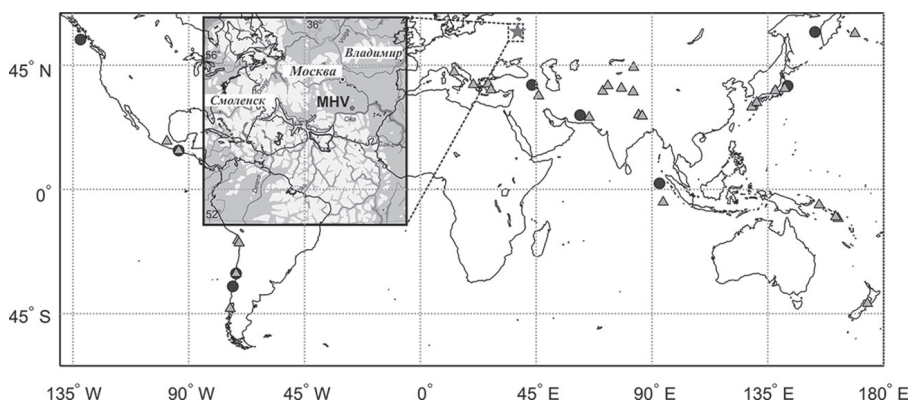


Рис. 1. Схема эпицентров землетрясений, которые зарегистрированы в вариациях уровня напорного (черные кружки) и безнапорного (серые треугольники) водоносных горизонтов на территории ГФО «Михнево» (MHV) (звездочка)

6.2 до 9.1, произошедшие в разных регионах мира на эпицентральных расстояниях от 1863 до 16507 км от ГФО «Михнево» (рис. 1).

Предварительный сравнительный анализ полученных данных в высокочастотной и низкочастотной областях позволил выделить 3 типа гидрогеологических эффектов, связанных с прохождением сейсмических волн [Gorbunova et al., 2018]. К первому типу отнесены динамические вариации уровня, которые ограниченно выделяются только в высокочастотной или только в низкочастотной области (в диапазоне до 60 с и более) на фоне шума (рис. 2, а). Второй тип представлен динамическими вариациями, проявляющимися в широком диапазоне частот (рис. 2, б). Первый и второй типы соответствуют косейсмическим вариациям уровня подземных вод и синхронны смещению грунта, вызванному прохождением сейсмических

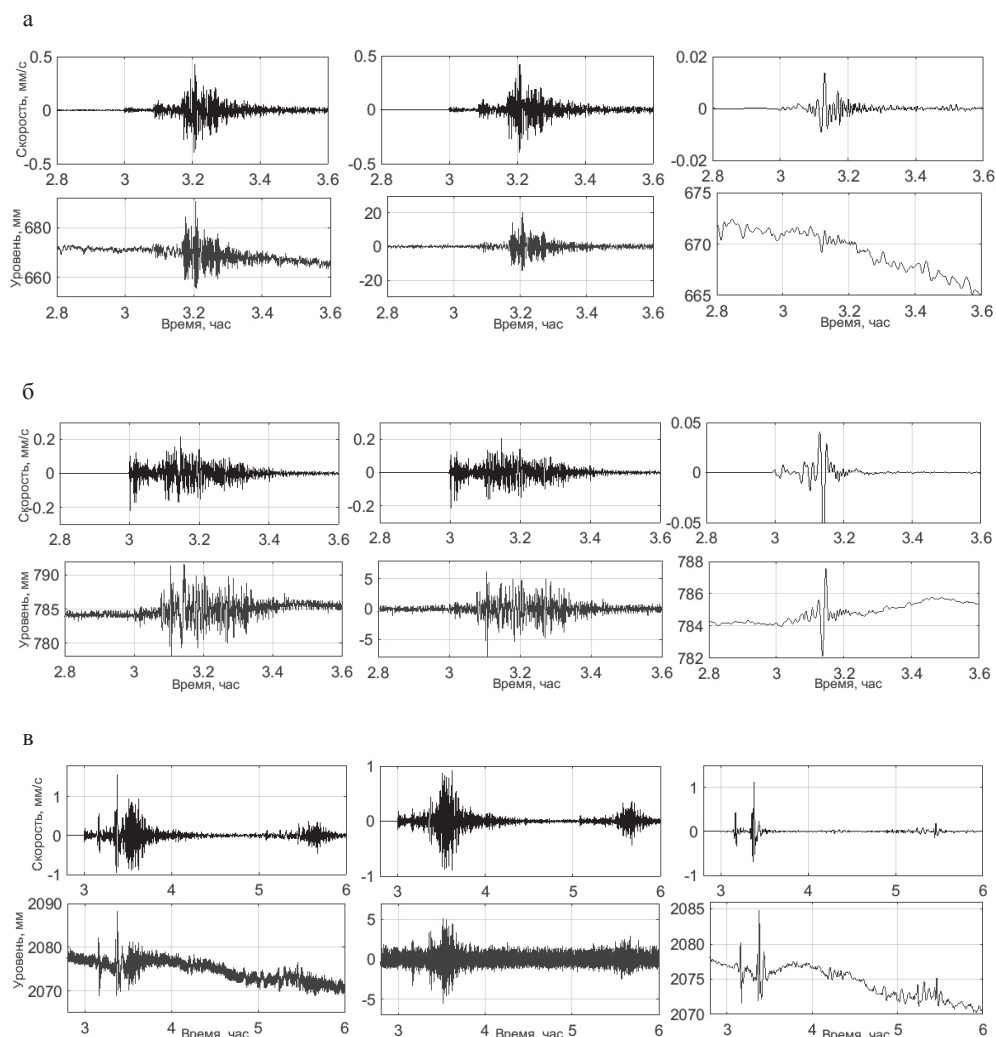


Рис. 2. Сейсмограммы и диаграммы уровня подземных вод при землетрясениях, произошедших в Таджикистане (07.12.2015 г.) М 7.2 (а), в районе Гиндукуша, Афганистан (26.10.2015 г.) М 7.5 (б) и у западного побережья Северной Суматры (11.04.2012 г.) М 8.6 (в). Слева – исходные данные, в центре – выделены в диапазоне периодов до 60 с, справа – в диапазоне периодов более 60 с

волн. Амплитуды косейсмических вариаций уровня составили 41.5 мм в напорных условиях и 110.6 мм в безнапорных.

Третий тип гидрогеологических эффектов представлен остаточными изменениями уровня, которые прослежены в низкочастотной области в виде плавного постсейсмического подъема уровня, устойчиво выраженного в низкочастотном диапазоне от 60 с и более (рис. 2, в). Максимальная амплитуда постсейсмического подъема уровня составила ~ 15 мм для землетрясения Тохоку, Япония (11.03.2011 г.).

Подобные эффекты выделены в вариациях уровня напорного горизонта в диапазоне низких частот после землетрясений у побережий Северной Суматры (11.04.2012 г.), Центрального Чили (27.02.2010 г.) и Мексики (08.09.2017 г.). После Суматранского землетрясения установлен подъем уровня в течение ~23 мин, после Чилийского – на протяжении 18 мин. Общий тренд изменения уровня подземных вод может привести как к уменьшению, так и к увеличению амплитуд и продолжительности динамических вариаций уровня, вызванных прохождением сейсмических волн от землетрясений.

На следующем этапе исследований построены диаграммы амплитудных факторов, рассчитанные для напорного (рис. 3, а) и безнапорного (рис. 3, б-г) водоносных горизонтов, с учетом приуроченности очагов землетрясений к различным сейсмическим поясам.

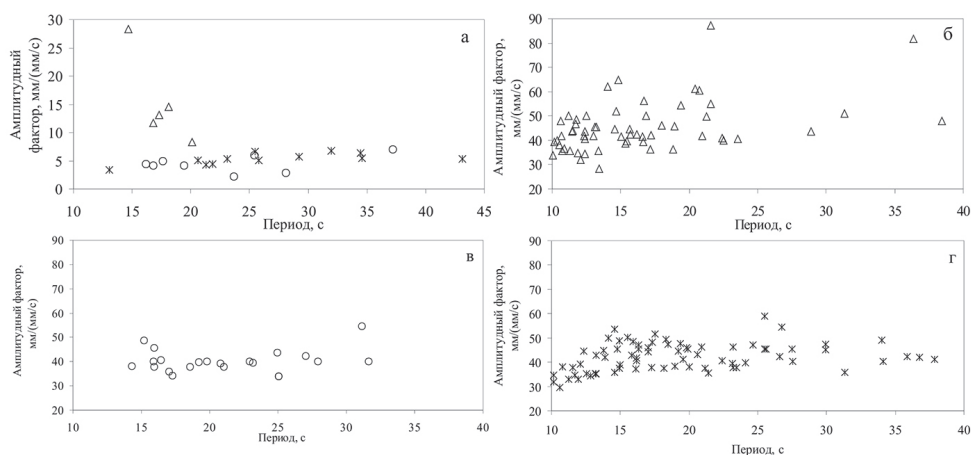


Рис. 3. Зависимость амплитудного фактора от периода сейсмического воздействия от землетрясений Средиземноморско-Трансзиатского пояса (треугольники), восточной (кружки) и западной (крестики) ветвей Тихоокеанского (кружки); а – напорный, б-г – безнапорный водоносные горизонты

Для напорного горизонта амплитудный фактор определен для 7 землетрясений из 11, выделенных в вариациях уровня. Значения амплитудного фактора напорного горизонта от землетрясений, произошедших в пределах Трансзиатского и Тихоокеанского сейсмических поясов, различаются. В первом случае в диапазоне периодов 15–20 с значение амплитудного фактора изменяется от 8 до 28 мм/(мм/с). Во втором, в интервале периодов 13–37 с значение амплитудного

фактора от землетрясений Тихоокеанского сейсмического пояса плавно увеличивается от 3 до 7 мм/(мм/с).

В диапазоне периодов 25,4–25,8 и 34,5–34,6 с значения амплитудных факторов от землетрясений Тохоку (11.03.2011 г.) и вблизи побережья Суматра (11.04.2012 г.) совпадают (рис. 3, а). Минимальные значения амплитудного фактора 2,2 и 2,7 мм/(мм/с) на периодах 24 и 28 с от землетрясения вблизи побережья Мексики (08.09.2017 г.) установлены через 7,5 лет после последней регистрации. Возможно, подобное различие значений амплитудного фактора при сопоставимых скоростях смещения грунта косвенно подтверждает постсейсмическое изменение свойств флюидонасыщенного коллектора. Для безнапорного горизонта амплитудный фактор определен для 28 землетрясений из 36. Для 10 событий Средиземноморско-Транс-азиатского пояса на относительно близких эпицентральных расстояниях от 1975 до 4901 км амплитудный фактор характеризуется большим диапазоном значений от 22 до 65 мм/(мм/с) преимущественно в области периодов 10–24 с (рис. 3, б). Проследить какие-либо закономерности динамических вариаций флюидонасыщенного коллектора на данном этапе исследований не представляется возможным. Следует отметить, что для глубокого землетрясения в Афганистане (26.10.2016 г.) выделено наибольшее количество периодов синхронизации отношений спектров гидрогеологических и сейсмических сигналов, в диапазоне периодов 20–22 с отмечено увеличение амплитудного фактора. Значения амплитудного фактора для 5 землетрясений, произошедших у побережий Чили (01–03.04.2014, 19.06.2015, 25.12.2016 гг.) и Эквадора (16.04.2016 г.), в пределах восточной ветви Тихоокеанского пояса изменяются от 32 до 42 мм/(мм/с) в диапазоне периодов 14–30 с (рис. 3, в). Амплитудный фактор для 10 землетрясений, приуроченных к западной ветви Тихоокеанского пояса, варьирует от 30–38 до 46 мм/(мм/с) для периодов 10–38 с (рис. 3, г). Увеличение значений амплитудного фактора отмечено от землетрясений, произошедших 02.03.2016 г. в районе острова Суматра, 13.11.2016 г. – у Южных островов, 12.04.2014 и 22.01.2017 гг. – вблизи Соломоновых островов. Для отдельных землетрясений амплитудный фактор изменяется от 33 до 67 мм/(мм/с) в диапазоне периодов от 43 до 81 с. За исключением данных регистрации землетрясения, произошедшего в районе Соломоновых островов 22.01.2017 г., при котором в области периодов 41–144 с значения амплитудного фактора не превышали 33–38 мм/(мм/с).

В целом, распределение амплитудного фактора напорного и безнапорного горизонтов за рассматриваемый период наблюдений является частотно независимой функцией и косвенно указывает на динамическое деформирование флюидонасыщенного коллектора. Для некоторых сейсмических событий отмечено увеличение значения амплитудного фактора в определенных интервалах периодов. Более низкие значения амплитудного фактора напорного горизонта по сравнению с безнапорным может быть обусловлено различием фильтрационных характеристик, так как по данным предварительного гидрогеологического опробования водоносных горизонтов водопроницаемость безнапорного горизонта составляет $15 \text{ м}^2/\text{сут}$, напорного – $4 \text{ м}^2/\text{сут}$.

Рассмотренные значения амплитудных факторов не противоречат опубликованным данным, полученным в сейсмоактивных регионах. В работе [Brodsky et al., 2003] получены постоянные значения амплитудного отклика $\sim 200 \text{ м}/(\text{мм/с})$ для периодов 20–60 с от удаленных землетрясений на эпицентральных расстояниях 5000–12500 км. В наблюдательной скважине радиусом 0,06 м вскрыт водоносный горизонт с напором 83 м и коэффициентом фильтрации $0,006 \text{ м/сут}$, приуроченный к трещиноватому гранодиориту. Приведенное значение в 4–10 раз превышает

амплитудный фактор напорного горизонта, определенный по результатам прецизионного мониторинга, проводимого в платформенных условиях.

На территории ГФО «Михнево» водовмещающие породы представлены трещиноватыми известняками с более высоким коэффициентом фильтрации 0,17 м/сут. Водоносный горизонт имеет значительно меньший напор (23 м) при сопоставимом радиусе скважины 0,06 м. Это подтверждает зависимость коэффициента усиления напорной системы от фильтрационных свойств водоносного горизонта, что согласуется с [Cooper et al., 1965].

Подобная теория не может быть применена для безнапорной системы, но отметим, что водопроводимость безнапорного горизонта выше относительно напорного горизонта в 3,7 раза, а коэффициент усиления – в 6 раз. Кроме того, два водоносных горизонта на территории ГФО «Михнево» характеризуются различными условиями распространения (радиальным и латеральным направлениями подземного стока), градиентами подземного потока, глубиной скважины и вскрытым интервалом. Все эти эффективные параметры пласта, вероятно, влияют на реакцию подземных вод при прохождении сейсмических волн.

Заключение

Изменение состояния флюидонасыщенного коллектора под действием сейсмических колебаний может рассматриваться в качестве одной из современных «ступенек» трансформации сложнопостроенной геологической среды на микроуровне. Упругое деформирование флюидонасыщенного коллектора подтверждено синхронизацией вариаций уровня и скорости смещения грунтов в высокочастотном диапазоне. Дополнительное прослеживание реакции подземных вод в области низких частот, вероятно, свидетельствует о квазиупругом (хрупко-пластичном) деформировании коллектора. Наличие постсейсмических эффектов соответствует необратимому изменению структуры трещинно-порового пространства.

Подземные воды могут являться как индикатором состояния флюидонасыщенного коллектора, так и реагентом, провоцирующим изменение структуры коллектора трещинно-порового типа. Интенсивность гидрогеологических откликов на прохождение сейсмических волн зависит не только от параметров самого землетрясения и водоносного горизонта, но и от фоновых трендов уровня подземных вод.

В платформенных относительно стабильных условиях интенсификация антропогенной нагрузки способствует активизации природно-техногенных процессов. Гидрогеологические отклики на удаленные катастрофические землетрясения могут рассматриваться в качестве возможных триггеров, приводящих к изменению состояния флюидонасыщенных коллекторов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИДГ РАН (проект № АААА–А17–117112350020-9).

Литература

Горбунова Э.М., Беседина А.Н., Виноградов Е.А., Свинцов И.С. Реакция подземных вод на прохождение сейсмических волн от землетрясений на примере ГФО «Михнево» // Динамические процессы в геосферах. Вып.7. М. : ГЕОС. 2015. С. 60–67.

Киссин И.Г. Флюиды в земной коре. Геофизические и тектонические аспекты. М. : Наука. 2015. – 328 с.

Копылова Г.Н., Болдина С.В., Смолина Н.Н., Сизова Е.Г., Касимова В.А. Гидрогео-сейсмические вариации уровня в пьезометрических скважинах Камчатки (по данным наблюдений 1987–2011 гг.) // Сейсмологические и геофизические исследования на Камчатке. К 50-летию детальных сейсмологических наблюдений. Петропавловск-Камчатский: Холд.комп. «Новая книга». 2012. С. 236–269.

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

Besedina A., Vinogradov E., Gorbunova E., Svintsov I. Chilen Earthquakes: Aquifer Responses at the Russian Platform // Pure and Applied Geophysics. Vol.173. N2. 2016. P. 321–730.

Brodsky E., Roeloffs E., Woodcock D., Gall I., Manga M. A mechanism for sustained ground water pressure changes induced by distant earthquakes // J. Geophys. Res. Vol. 108. 2003. P. 2390–2400.

Cooper H.H., Bredehoeft J.J., Papadopoulos I.S. and Bennett R.R. The Response of Well-Aquifer Systems to Seismic Waves // Journal of Geophysical Research. Vol.70. No.16. August 15, 1965. P. 3915–3926.

Gorbunova E.M., Besedina A.N. and Vinogradov E.A. Water level response recorded at Russian Platform to remote earthquakes // SGEM2018 Conference Proceedings 18. 2018. P. 59–766.

Kitagawa Y., Itaba S., Matsumoto N. and 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. Vol. 116. B08301.2011. P. 1–12.

Liu C., Huang M.-W. and Tsai Y.-B. Water level fluctuations induced by ground motions of local and teleseismic earthquakes at two wells in Hualien, Eastern Taiwan // TAO. Vol. 17. No. 2. 2006. P. 371–389.

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

Shi Z., Wanga G., Manga M., Wang C.-Y. Mechanism of co-seismic water level change following four great earthquakes - insights from co-seismic responses throughout the Chinese mainland // Earth and Planetary Science Letters. 430. 2015. P. 66–74.

Sun X., Wang G., Yang X. Coseismic response of water level in Changping well, China, to the Mw 9.0 Tohoku earthquake // Journal of Hydrology. 531. 2015. P. 1028–1039.

Sun X., Xiang Y., Shi Z. Estimation the hydraulic parameters of a confined aquifer based on the response of groundwater levels ti seismic Rayleigh waves // Geophys. J. Int. 213. 2018. P. 919–930.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ВЯЗКОУПРУГИХ ПОРИСТЫХ СРЕД ПОД ВЛИЯНИЕМ ВНЕШНЕЙ НАГРУЗКИ

***Н.А. Барышников, А.Д. Куприянов, Е.В. Зенченко,
С.Б. Турунтаев, А.В. Орлов***

ИДГ РАН

Проведена серия опытов по изучению зависимости фильтрационных свойств малопроницаемых вязкоупругих образцов пористой породы от внешней нагрузки. В ходе опытов наблюдалось скачкообразное падение проницаемости при повышении давления обжатия. На основании предположений о характере деформирования порового пространства предложена аналитическая модель зависимости проницаемости вязкоупругих пористых сред от приложенной нагрузки. При анализе результатов эксперимента проведено попарное сравнение последовательных скачков проницаемости при изменении давления обжатия. Данный способ позволяет, не смотря на сложную историю деформирования, анализировать вид зависимости проницаемости от внешнего давления, что позволяет делать выводы о геометрии порового пространства образца.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20180

Введение

Вопрос зависимости проницаемости горных пород от внешнего давления широко освещался, начиная с 50-х годов прошлого века. Так, например, исследования Уилсона [Wilson, 1956] относительной и абсолютной проницаемости песчаников при различных поровых и горных давлениях показали, что для воды эффективная проницаемость уменьшается с ростом внешнего давления. Тема консолидации – выдавливания воды из слоев почвы под действием внешней нагрузки – изучалась Терцаги [Терцаги, Пек, 1958]. Исследования, проводимые Маттаксом [Mattax et al., 1975] показали, что проницаемость образцов керна, при проведении нескольких циклов нагрузки – разгрузки образца, в значительной степени отличаются от первоначальных значений. Эффект гистерезиса на макро- и микроскопических уровнях отмечался в работе Косси [Coussy, 2010]. Ранее, в ходе исследования зависимости фильтрационных свойств от приложенной внешней нагрузки, нами также наблюдался неполный возврат проницаемости к изначальным значениям при сбросе давления обжатия [Архипов и др., 2017]. Значительные отличия проницаемости при проведении последовательных циклов, в ходе которых давление обжатия сначала поднималось до некоторого максимального значения, а потом сбрасывалось до начальной величины, может быть объяснено влиянием пластических деформаций на фильтрационные свойства образцов. Целью данной работы является исследование изменения фильтрационных свойств вязкоупругих пористых сред под влиянием внешней нагрузки.

Эксперимент

В ходе работы была использована лабораторная установка (рис. 1), подробное описание которой дано в работе [Барышников и др., 2016]. Исследуемый образец, в плотно прилегающей к нему резиновой манжете, помещается в кернодержатель, в корпусе которого при помощи масляного насоса создаётся необходимое давление обжатия образца. Конструкция кернодержателя такова, что обжатие образца можно в первом приближении считать всесторонним. Фильтрация жидкости через образец происходит при постоянном перепаде порового давления, создаваемого при помощи пневмогидроцилиндра, расположенного на входе в кернодержатель. Поровое давление на выходе из кернодержателя регулируется при помощи обратного клапана. Расход жидкости измеряется путём непрерывного взвешивания ёмкости с жидкостью, прошедшей через образец. Точность измерения расхода жидкости определяется временем, в течение которого производится измерение. Проницаемость исследуемого образца вычисляется по закону Дарси с учётом поправки на нелинейность потока жидкости в образце и температурной зависимости её вязкости и плотности.

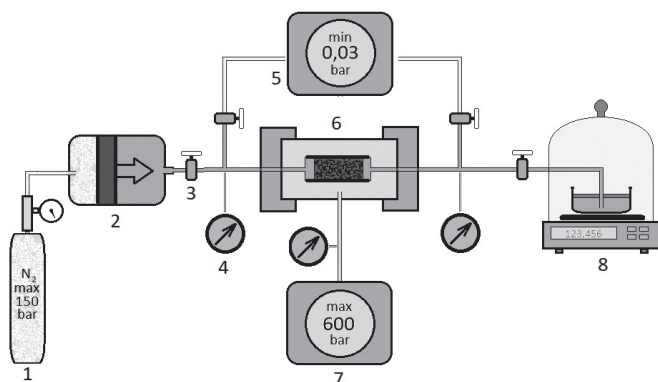


Рис. 1. Схема установки: 1 – буферная ёмкость; 2 – пневмогидроцилиндр; 3 – краны; 4 – датчики давления; 5 – вакуумный насос; 6 – кернодержатель с образцом; 7 – насос высокого давления; 8 – весы с ёмкостью для собранной жидкости

В ходе опытов исследовался керамический образец, выбуренный из керамического кирпича. Предварительно обмеренный микрометром, образец в резиновой манжете помещался в кернодержатель, создавалось начальное давление обжатия 2 МПа, после чего образцы вакуумировались и выдерживались в течение трёх суток.

В качестве поровой жидкости в опытах использовалась дистиллированная вода. В начале каждого опыта производилась её длительная прокачка через образец при заданных давлениях на входе и выходе из кернодержателя и давлении обжатия. После чего давление обжатия скачкообразно повышалось и в течение продолжительного времени производилось измерение реакции проницаемости образца на изменение внешней нагрузки. В среднем, время проведения отдельного опыта составило 1 сутки. Предполагалось, что этого времени было достаточно для установления напряжённо-деформированного состояния образца.

Результаты опытов

Над одним и тем же образцом была проведена серия из 6 опытов. В ходе каждого из них давление обжатия повышалось с начального уровня P_0 (порядка 1 МПа) до величины P_1 (2,6–14,6 МПа). Между опытами образец в течение недели выдерживался при давлении порядка 1 МПа. Во всех опытах наблюдалось скачкообразное падение проницаемости образца, происходящее в момент резкого повышения давления обжатия. Во многих опытах также наблюдалось медленное изменение проницаемости образца со временем в процессе непрерывной прокачки жидкости при постоянных параметрах нагружения (рис. 2). Мы предполагаем, что это может быть

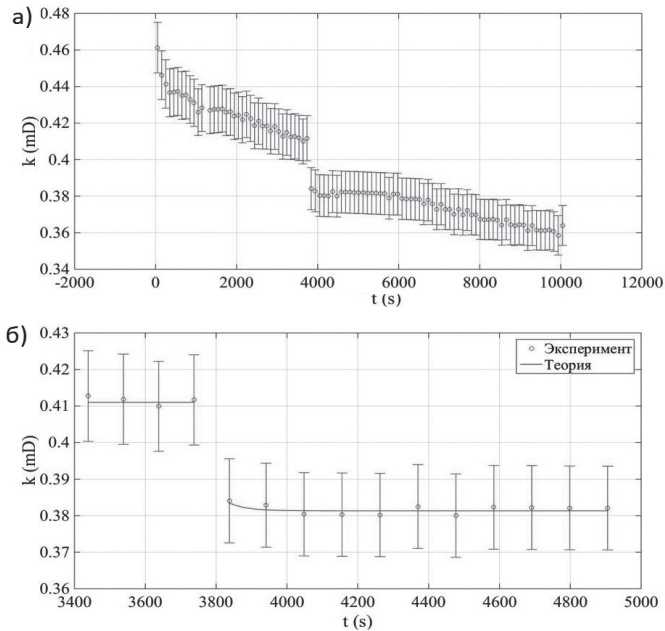


Рис. 2. а) – зависимость проницаемости от времени на протяжении всего опыта (опыт № 1); б) – изменение проницаемости в момент повышения давления обжатия

Таблица

Параметры опытов

№	P_0 , МПа	k_0 мД $\pm 5\%$	P_1 , МПа	k_1 мД $\pm 5\%$	k_∞ мД $\pm 5\%$	dP_{pore} МПа	E_D ГПа	E_S ГПа	μ с^{-1}	α
1	1.11	0.411	2.68	0.384	0.382	0.17	2.14	1.99	0.02	–
2	1.36	0.288	3.14	0.268	0.265	0.09	2.17	2.04	–	3.14
3	0.81	0.321	6.12	0.244	0.224	0.24	2.02	1.53	0.02	3.05
4	1.39	0.313	8.06	0.254	0.247	0.09	2	1.85	–	3.03
5	5.39	0.228	14.62	0.211	0.211	0.13	2.27	2.06	–	2.96
6	1.53	0.251	5.18	0.228	0.227	0.08	2.16	1.86	–	2.95

связано с деформациями, происходящими на масштабе отдельных пор и поровых каналов. Характерные времена этих изменений на несколько порядков превышают оценки для времени установления фильтрационного потока в задаче о пороупругости для параметров описанных опытов [Барышников и др., 2016]. Это явление сильно затрудняет интерпретацию изменений проницаемости, происходящих в результате изменения внешней нагрузки, и требует дальнейшего изучения. Параметры проведённых опытов показаны в табл. В данной таблице показаны давления обжатия P_0 до скачка и P_1 сразу после скачка, значения проницаемости до k_0 , сразу после k_1 и спустя длительное время после скачка k_∞ , а также разница поровых давлений на входе и выходе dP_{pore} из кернодержателя.

Анализ результатов и обсуждение

Для теоретического описания зависимости проницаемости от времени для вязкоупругого образца при скачкообразном повышении всестороннего давления обжатия могут быть сделаны следующие предположения: 1) материал пористого скелета и жидкость будем считать малосжимаемыми, деформация образца происходит за счёт изменения объёма его порового пространства; 2) все изменения пористости в процессе деформирования будем считать малыми ($\varepsilon \ll 1$, $\Delta m \ll m$).

Задачу нахождения зависимости проницаемости образца от времени в процессе вязкоупругого деформирования целесообразно разбить на две подзадачи: зависимость проницаемости образца от деформации и зависимость деформации образца от времени.

Зависимость проницаемости образца от деформации. Будем считать, что изменение проницаемости и пористости образца в процессе деформирования описывается степенной зависимостью от характерного размером пор r :

$$k = k_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\gamma \quad m = m_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\chi$$

где γ , χ – параметры, определяющие геометрию порового пространства. Величины с индексом 0 относятся к недеформированному состоянию. Нетрудно убедиться, что данные соотношения с учётом сделанных ранее предположений о характере деформирования справедливы для различных модельных сред. Так, для пористой среды, состоящей из множества капилляров с радиусом r показатели степени $\gamma = 4$, а $\chi = 2$. Для слоистой или трещиноватой среды показатели $\gamma = 3$, а $\chi = 1$. Для среды, представленной в виде плотной упаковки отдельных частиц $\gamma = 4$, а $\chi = 3$. Подобный подход можно встретить в различных работах, например, [Gangi, 1978], посвящённой построению модели стресс-зависимой проницаемости.

Так как, согласно нашим предположениям, деформирование пористой среды происходит за счёт изменения объёма порового пространства, мы можем записать следующее соотношение для деформации ε пористого образца: $3\varepsilon = m - m_0$. Откуда, с учётом степенных законов изменения проницаемости и пористости можно получить соотношение для зависимости проницаемости среды от деформации:

$$k = k_0 \left(1 + \frac{3\varepsilon}{m_0} \right)^\alpha, \quad (1)$$

где $\alpha = \gamma/\chi$ – параметр, определяемый геометрией порового пространства.

Зависимость деформации образца от времени. Для описания зависимости проницаемости от времени воспользуемся реологической моделью Пойтинга-Томаса, которая представляет из себя комбинацию параллельного соединения упругого и вязкого элементов с последовательным соединением с упругим элементом (рис. 3). Зависимость деформации от времени в модели Пойтинга-Томаса при скачкообразном изменении напряжения с σ_0 до σ_1 описывается следующим выражением [Кочарян, 2009]:

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} \frac{\sigma_0}{E_s}, t < t^* \\ \frac{\sigma_1 - \sigma_0}{E_s} \left[1 - \left(1 - \frac{E_s}{E_D} \right) e^{-\mu(t-t^*)} \right] + \frac{\sigma_0}{E_s}, t \geq t^* \end{cases}, \quad (2)$$

где t^* – момент скачкообразного повышения напряжения, $E_D = E_1$ – «динамический» модуль, $E_s = (E_1 + E_2)/E_1 E_2$ – «статический» модуль, $\mu = E_2/\eta$ – параметр вязкости среды (рис. 3).

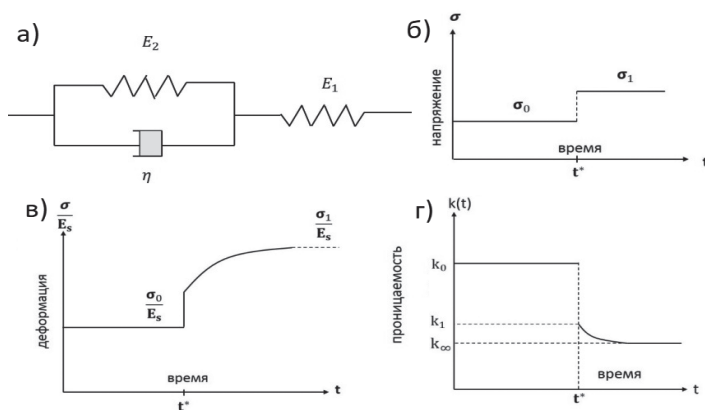


Рис. 3. а) – модель Пойтинга-Томаса; б) – зависимости напряжения; в) – деформации от времени для модели Пойтинга-Томаса; г) – зависимость проницаемости от времени при деформировании образца согласно модели

Зависимость проницаемости деформированного образца от времени. Объединяя вместе решения (1) и (2) можно получить зависимость проницаемости пористого образца при однократном скачкообразном изменении давления всестороннего сжатия:

$$k(t) = \begin{cases} k_0, t < t^* \\ k_0 \left\{ 1 - \frac{3\Delta P}{m_0 E_s} \left[1 - \left(1 - \frac{E_s}{E_D} \right) e^{-\mu(t-t^*)} \right] \right\}^\alpha, t \geq t^* \end{cases}, \quad (3)$$

где $\Delta P = \sigma_1 - \sigma_0$ – разница эффективных напряжений до и после скачка. Так как поровое давление всё время остаётся неизменным, изменение эффективных напряжений численно равно разности давлений обжатия. Также можно записать выражения для проницаемости образца сразу после скачка давления k_1 и проницаемости через продолжительный промежуток времени k_∞ :

$$k_1 = k_0 \left(1 - \frac{3\Delta P}{m_0 E_D} \right)^\alpha \quad k_\infty = k_0 \left(1 - \frac{3\Delta P}{m_0 E_S} \right)^\alpha. \quad (4)$$

Сопоставление модели и результатов экспериментов. Соотношение (3) содержит ряд неизвестных параметров: параметры реологической модели E_D , E_S , μ , а также параметр структуры порового пространства α . Совместное их нахождение путём аппроксимации экспериментальных данных представляется затруднительным. Однако мы можем воспользоваться соотношениями (4) для нахождения параметра структуры порового пространства отдельно от прочих. Для этого рассмотрим изменение проницаемости при скачке давления для пары последовательных опытов. Обозначим параметры первого опыта индексами a , а параметры второго – b . Исключив динамический модуль E_D из выражения для величин проницаемости, получим уравнение относительно параметра α :

$$\frac{1}{\Delta P_a} \left(1 - \left[\frac{k_{1a}}{k_{0a}} \right]^{\frac{1}{\alpha}} \right) = \frac{1}{\Delta P_b} \left(1 - \left[\frac{k_{1b}}{k_{0b}} \right]^{\frac{1}{\alpha}} \right).$$

Решая численно данное уравнение, получим значения параметра α для каждой последовательной пары опытов (табл.). Можно видеть, что для проделанных опытов этот параметр близок к 3, что говорит о трещиноватом характере геометрии порового пространства исследуемого образца. Данный вывод хорошо соотносится с результатами, полученными нами ранее [Архипов и др., 2016]. Величина параметра α мало меняется на протяжении всей серии опытов. Незначительное её снижение может быть связано с необратимым закрытием некоторой доли проводящих трещин, тем не менее, общий трещиноватый характер структуры его порового пространства остался неизменным.

Пользуясь полученными значениями параметра α , с помощью соотношений (4) для каждого опыта можно вычислить значения параметров реологической модели E_D , E_S . После чего, с помощью приближения методом средних квадратов зависимостью (3), можно вычислить параметр μ . Вычисленные параметры представлены в таблице.

На графике (рис. 4) представлена зависимость проницаемости образца до и сразу после скачка от давления обжатия для всей серии опытов. Экспериментальные

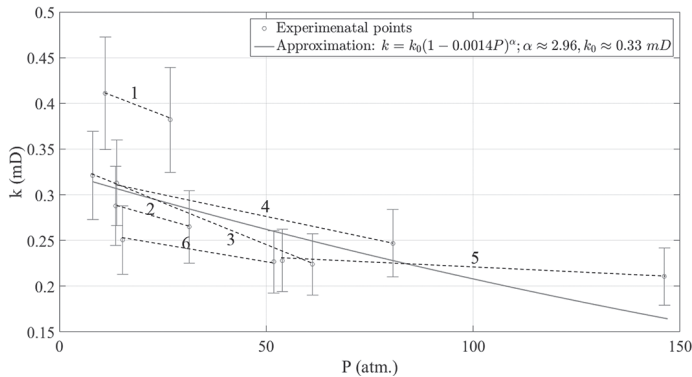


Рис. 4. Зависимости проницаемости образца от давления обжатия для 6 опытов. Точки для каждого скачка давления соединены попарно пунктирной линией.

точки приближены зависимостью вида (4), в качестве параметров модели в которой взято среднее значение для всех пар опытов. Данный способ позволяет, не смотря на сложную историю деформирования, анализировать вид зависимости проницаемости от внешнего давления, что позволяет делать выводы о геометрии порового пространства образца.

Выводы

Проведена серия опытов по изучению зависимости фильтрационных свойств малопроницаемых вязкоупругих образцов пористой породы под воздействием внешней нагрузки. На основании предположений о характере деформирования порового пространства предложена аналитическая модель зависимости проницаемости вязкоупругих пористых сред от приложенной нагрузки. При анализе результатов эксперимента проведено попарное сравнение последовательных скачков проницаемости при изменении давления обжатия. Данный способ позволяет анализировать вид зависимости проницаемости от внешнего давления при сложной истории деформирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-05-00869) и в рамках гос. задания ИДГ РАН (проект № 0146-2017-00011).

Литература

Архипов Я.Д., Барышников Н.А., Зенченко Е.В., Турунтаев С.Б. Изменение фильтрационных свойств малопроницаемых пористых сред под воздействием внешней нагрузки // Динамические процессы в геосферах. № 9. ИДГ РАН. М. : Графитекс. 2017. С. 68–75.

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. № 8. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2016. С. 35–42.

Кочарян Г.Г. Деформационные процессы в массивах горных пород. М.: МФТИ, 2009. – 378 с.

Терцаги К., Пек Р. Механика грунтов в инженерной практике. Государственное издательство литературы по строительству, архитектуре и строительным материалам. Москва, 1958.

Coussy O. Mechanics and physics of porous solids Wiley, 2010, 281 pages, ISBN: 0470721359.

Gangi, A.F. Variation of whole and fractured porous rock permeability with confining pressure. United States: N. p., 1978. Web. doi:10.1016/0148-9062(78)90957-9.

Mattax, C.C., McKinley, R.M., & Clothier, A.T. (1975, December 1). Core Analysis of Unconsolidated and Friable Sands. Society of Petroleum Engineers. doi:10.2118/4986-PA.

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

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ СДВИГЕ ПО ПОВЕРХНОСТИ РАЗЛОМА

А.М. Будков, Г.Г. Кочарян

ИДГ РАН

Приводятся некоторые результаты 2D численного моделирования процесса излучения колебаний при сдвиге по гетерогенной поверхности, содержащей участки с разным характером фрикционного взаимодействия. Показано, что высокочастотная часть спектра излучения определяется характеристиками пятен со свойствами скоростного разупрочнения – «asperities», на одном из которых всегда наблюдается старт разрыва. Низкочастотная часть спектра, а, следовательно, и такие параметры, как сейсмический момент и магнитуда на большом расстоянии, определяются характеристиками области разлома, вовлеченной в движение. Остановка разрыва происходит в области, обладающей свойством скоростного упрочнения, обусловленного либо локальным снижением уровня напряжений, нормальных к плоскости разлома, либо свойствами геоматериала, слагающего участок разлома.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20181

Введение

В ранних моделях очага землетрясения явно или неявно предполагался в среднем равномерный сброс напряжений и равномерное выделение запасенной упругой энергии в окрестности всей поверхности разрыва. В самом деле, угловая частота спектра колебаний на больших расстояниях примерно соответствуют величине $\omega \cong C_s/L$, где C_s – скорость распространения поперечных волн, а L – характерный размер разрыва. В тоже время, попытка описания спектра колебаний в ближней зоне землетрясения наталкивается на необходимость введения предположения о гетерогенности поверхности скольжения.

В 70–80-е годы прошлого века был предложен подход, согласно которому поверхность скольжения не однородна, а содержит особые участки. Терминология для описания гетерогенности плоскости разлома стала общеупотребимой и названия «неровности» (asperities) и «барьеры» (barriers) часто используются в литературе. Изначально предполагалось, что и «asperities» [Kanamori, Stewart, 1978], и «барьеры» [Aki et al., 1977] представляют собой некоторые «сильные пятна», которые, однако, играют разную роль в распространении разрыва землетрясения.

Барьеры, по мнению авторов [Aki et al., 1977], представляют собой области на поверхности разлома «недоразрушенные» в процессе распространения разрыва землетрясения. Наличием таких областей в данной модели объясняется, в частности, возникновение афтершоков.

Asperities в первоначальной модели [Kanamori, Stewart, 1978] представляют собой «прочные, напряженные» пятна, окруженные областями, где напряжение частично сбрасывается в межсейсмический период форшоками и событиями

медленного скольжения. В окрестности этих пятен величина косейсмического смещения максимальна, а коэффициент сейсмической эффективности близок к единице

$$\chi = \frac{\dot{P}_s}{v_p S_f} \approx 1. \quad (1)$$

В выражении (1) $P_s = \frac{M_0}{G} = \int_S u dS$, M_0 – сейсмический момент, G – модуль сдвига, u – вектор косейсмического смещения, S_f – площадь разрыва, v_p – скорость смещения плиты под действием тектонических сил.

В соответствии с моделью «asperities» величина землетрясения зависит от возможности нескольких этих областей разрушиться в течение одного события. Хотя термин «asperities» интуитивно подводит к понятию повышенной прочности, концепция сильных и слабых «пятен» не была достаточно обоснована ни с позиций структуры, ни физически.

В последние годы появляется все больше аргументов в пользу того, что «asperities» являются областями с выраженным свойством скоростного разупрочнения в рамках модели Rate & State трения, в то время как барьеры представляют собой области со скоростным упрочнением [Scholz, 1998; Sholz, Campos, 2012; Кочарян, 2016; Corbi et al., 2017]. В рамках этого подхода старт разрыва может происходить только внутри нестабильных площадей, где имеет место классическое прерывистое скольжение с коэффициентом сейсмической эффективности $\chi = 1$. В окружающей области скольжение условно стабильно (скольжение стабильно при квазистатической нагрузке, но может стать нестабильным при динамической нагрузке выше определенной величины), а коэффициент сейсмической эффективности $0 < \chi < 1$. Существуют разные мнения относительно того, какой параметр отвечает за разницу во фрикционном поведении этих областей – уровень напряжений или свойства материала.

С точки зрения механики очага землетрясения представляет большой интерес вопрос о вкладе различных участков разлома и окружающего массива в излучение сейсмических колебаний. В настоящей работе приведены результаты численного моделирования этапа излучения сейсмических волн при сдвиге разлома с гетерогенной поверхностью.

Постановка расчетов и полученные результаты

Осуществлялось численное моделирование процесса сдвигового деформирования шероховатых контактов скальных поверхностей. Для проведения численных расчетов использовался двумерный программный комплекс [Архипов и др., 2003], разработанный на основе лагранжева численного метода «Тензор». Расчеты выполнены в плоской постановке.

В серии расчетов рассматривалась система из двух упругих блоков (плотность $\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$, скорость продольных волн $C_p = 3000 \text{ м/с}$, модуль сдвига $G = 52 \text{ МПа}$), разделенных поверхностью скольжения. При задании граничного условия в середине плоскости скольжения выделялось пятно «asperity» протяженностью 10 м, трение в котором описывалось с помощью Rate & State закона. Согласно известным соотношениям этой эмпирической модели [Dieterich, 1979], коэффициент трения μ зависит от текущей скорости скольжения V и от переменной состояния θ :

$$\mu = \mu_0 - a \ln \left(\frac{V_0}{V} + 1 \right) + b \ln \left(\frac{V_0 \theta}{D_c} + 1 \right). \quad (2)$$

Здесь μ_0 – константа, соответствующая стабильному скольжению, a, b, D_c, V_0 – эмпирические константы, V – текущая скорость смещения.

При $(a - b) > 0$ реализуется режим скоростного упрочнения, то есть скольжение остается стабильным. Условие $(a - b) < 0$ приводит к скоростному разупрочнению и обеспечивает условия для возникновения прерывистого скольжения.

От традиционной модели Rate & State используемый закон трения отличался тем обстоятельством, что после срыва трение на пятне описывается тем же законом Кулона, что и на остальной части контакта:

$$\mu = \mu_0. \quad (3)$$

Это было сделано для того, чтобы избежать повторных динамических срывов при прохождении волн отраженных от краев блока. Используемые в основной серии расчетов коэффициенты модели обеспечивали режим скоростного разупрочнения: $\mu_0 = 0.3$, $a = 0.0002$, $b = 0.0882$, $D_c = 1$ мкм, $V_0 = 0.002$ м/с. Размеры верхнего подвижного блока (высота, длина) 50×100 м. Нижний блок размером 400×800 м неподвижен: с трех сторон зажат абсолютно жесткими стенками.

Расчет проводился в три этапа. На первом этапе верхний блок (блок 1) прижимается к нижнему блоку (блок 2) силой нормального давления так, чтобы обеспечить требуемое среднее значение вертикальной компоненты тензора напряжений. На втором этапе расчета (предварительный сдвиг с целью сокращения времени счета) производится горизонтальная протяжка верхней грани блока 1 со скоростью ~ 1 см/с до возникновения скольжения на всей нижней грани блока. После этого протяжка останавливается и, с помощью искусственных вязкостей, гасятся все колебательные процессы в системе. На третьем этапе расчета осуществляется равномерная горизонтальная протяжка блока 1 за верхнюю грань со скоростью $v_p = 1$ мм/с. Выбор величины скорости протяжки обусловлен целесообразностью сокращения расчетного времени, хотя при интерпретации результатов расчета следует иметь в виду, что отношение v_p/C_p велико по сравнению с натурным значением.

В расчетах контролировались кинематические параметры движения и компоненты тензора напряжений. Кроме того, для визуализации области выделения упругой энергии рассчитывалось пространственное распределение изменения плотности энергии сдвиговой деформации блоков в различные моменты времени относительно начала срыва.

На рис. 1 приведен пример расчета зависимости от времени кинетической энергии E_{kin} блоков 1 и 2, а также пространственного распределения разности величин плотности энергии сдвигового деформирования ΔE_s в начале срыва и в момент достижения максимума величины кинетической энергии. Энергия нормирована на кинетическую энергию E_0 верхнего блока, движущегося со скоростью протяжки v_p . Величина ΔE_s показывает, за счет разгрузки каких областей массива потенциальная энергия деформирования переходит в кинетическую (излученную). Можно видеть, что максимальная плотность энергии достигается в окрестности пятна скоростного разупрочнения («asperity»).

Картины излучения в обоих блоках довольно близки так, что в дальнейшем мы будем рассматривать параметры движения только верхнего блока. Более того,

специально проведенные расчеты, в которых нижний блок считался абсолютно жестким, показали, что волновые процессы, происходящие в нижнем блоке, слабо влияют на параметры движения верхнего блока. Это позволяет существенно упростить задачу, рассматривая скольжение верхнего блока по абсолютно жесткой поверхности. В такой постановке выполнена серия расчетов, в которой моделировалась протяжка блоков различного размера. Следует отметить, что положение пятна «asperity», а также соотношение размера пятна и длины блока имеет важное значение, вследствие существенно неравномерного распределения нормальных напряжений σ_n в основании скользящего блока (рис. 2, а). Особенности в углах связаны с конечностью размеров блоков.

Размером верхнего блока обусловлена и неравномерность распределения нормальных напряжений σ_n , выраженная на концах участка (рис. 2, а). На большей части контакта величина σ_n близка к постоянной величине, хотя

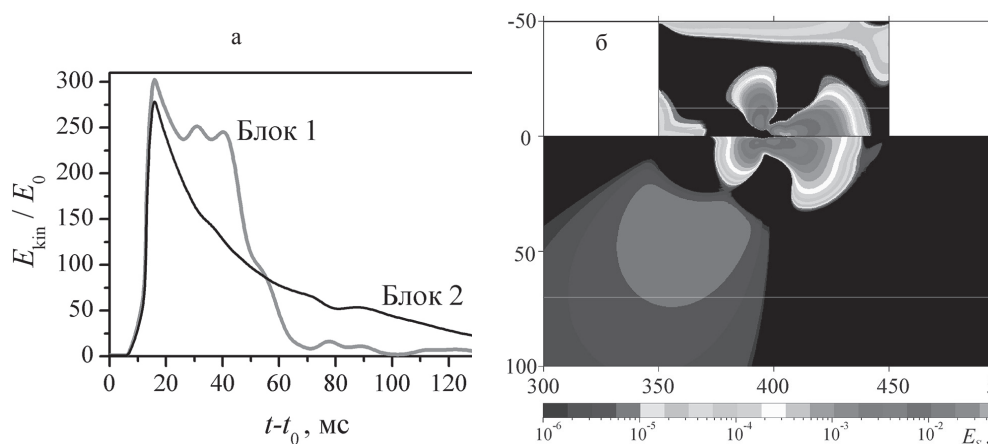


Рис. 1. Зависимости от времени кинетической энергии блоков в процессе срыва (а) и пространственное распределение разности величин плотности сдвиговой энергии в начале и в пике срыва (б)

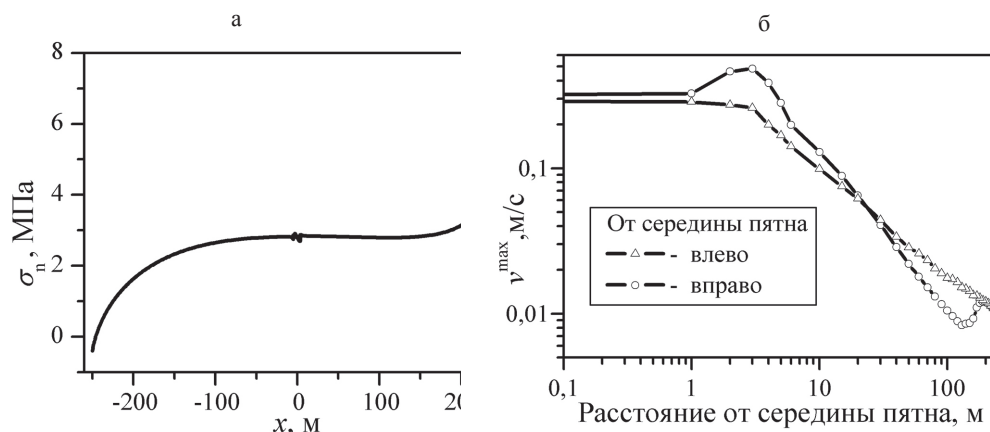


Рис. 2. Распределения нормальных напряжений в основании верхнего блока (а) и амплитуды скорости скольжения вдоль поверхности разрыва (б). Блок размером 250×500 м

небольшая вариация нормального напряжения на «asperity» определяет и анизотропию скорости скольжения. По мере удаления от «asperity» скорость скольжения снижается примерно пропорционально расстоянию (рис. 2, б). Длительность основной фазы движения довольно короткая и составляет величину порядка $t \cong 2l/C_p$, где l – размер пятна «asperity». Величина t более чем на порядок меньше периода, соответствующего угловой частоте спектра колебаний на больших расстояниях от очага $\omega \cong C_s/L$, где L – характерный размер разрыва. Это связано с тем, что излучение упругих волн формируется за счет двух источников – квазиповерхностного и объемного. Первый определяет излучение в высокочастотной области и параметры движения в окрестности разрыва. В то время как второй ответственен за излучение в низкочастотной части спектра и определяет параметры сейсмических колебаний на большом расстоянии от источника. В этом смысле ситуация аналогична наблюдаемой при камуфлетном взрыве, когда высокочастотная часть спектра определяется эпюрой напряжений на стенке развивающейся полости, а низкочастотная – величиной вытесненного объема.

На рис. 3, а приведено распределение смещений $\Delta u_x(x)$ по поверхности разрыва для разных моментов времени после окончания срыва, а на рис. 3, б – изменение во времени величины $\hat{M}_0 = \int_0^L \Delta u(x) dx$, пропорциональной полному реализованному «сейсмическому моменту». Пунктиром здесь же приведена величина $\hat{M}_T = v_p \cdot t \cdot L$, пропорциональная сейсмическому моменту, реализованному за счет «тектонических сил». После старта разрыва продолжительность косейсмической фазы реализации момента составляет около 500 мс, после чего происходит постепенное выравнивание величины относительного смещения берегов по длине блока, а скорость нарастания сейсмического момента снижается. Стартуя, разрыв развивается в соответствии с волновой скоростью распространения возмущения в сторону периферии блока, а мода скольжения блока как целого реализуется через значительное время, которое, вероятно, определяется распространением фронта медленного возмущения, представляющего собой суперпозицию колебаний, многократно отраженных от краев блока [Rubinstein et al., 2004]. Как видно из рис. 3,

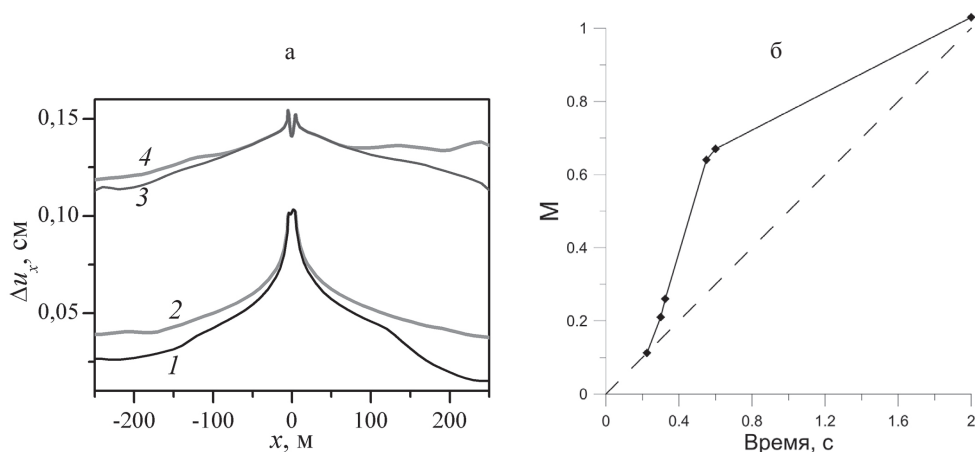


Рис. 3. Пространственное распределение приращения горизонтальной составляющей смещения на плоскости скольжения в различные моменты времени: 1 – 75, 2 – 100, 3 – 225, 4 – 375 мс после срыва (а) и зависимость приведенного сейсмического момента от времени (б)

коэффициент сейсмической эффективности χ на участке разлома в окрестности «asperities» в соответствии с (1) будет близок к единице, снижаясь к периферии разрыва. Заметим, что картина распределения параметра χ существенно смазана из-за высокого значения скорости протяжки. При низких значениях v_p этот эффект будет более выражен.

Если на поверхности контакта вне пятна трение определяется законом Кулона, то разрыв не останавливается, а скорость относительного смещения берегов постепенно затухает в соответствии с рис. 2, б. Существенно иная ситуация складывается в том случае, когда трение вне пятна «asperity» задается соотношением (2) с $(a - b) > 0$, то есть выполняется условие скоростного упрочнения. Наличие такого участка приводит к быстрой остановке разрыва (рис. 4).

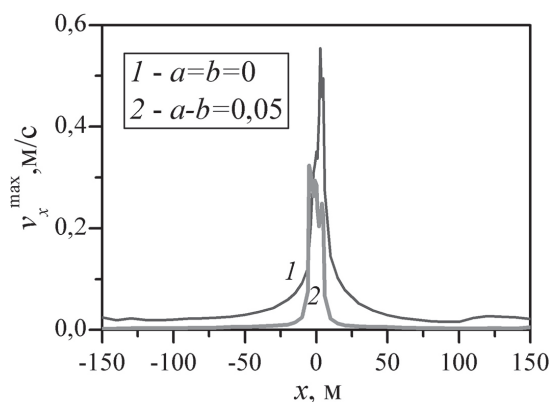


Рис. 4. Распределение максимальной скорости на границе скольжения в случае кулоновского трения за пределами пятна (1) и при наличии упрочнения (2)

Чтобы оценить отдельно вклад в сейсмический эффект срыва поверхностного источника (собственно, пятна «asperity») и объемного источника (подвергшегося сдвиговой деформации в результате протяжки блока) был выполнен расчет по упрощенной модели. Рассматривался ненапряженный блок ($v_0 = 0$), на участке основания которого задано граничное условие в виде распределения скоростей смещения относительно нижнего блока, соответствующее по своим амплитудным и временным параметрам расчету с «asperity».

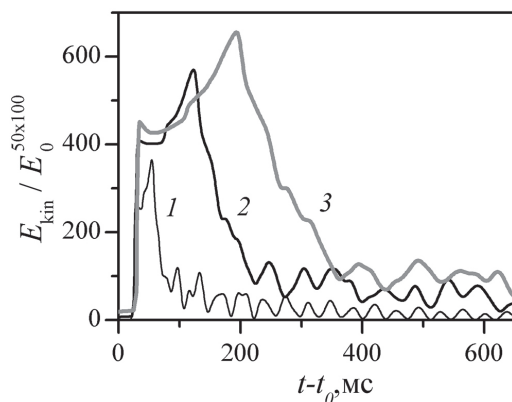
В первом варианте расчета по упрощенной модели нормальные напряжения на контакте не задавались, то есть трение на границе отсутствовало. Это приводит к симметричному, в отличие от основного расчета (рис. 2, б), пространственному распределению амплитуды скорости (рис. 5). Сопоставление полученных данных рис. 5 с результатами полного расчета показывает, что в окрестности разрыва один поверхностный источник сдвига обеспечивает сейсмический сигнал по амплитуде близкий к полному варианту. Вероятно, подкачка энергии при распространении волны по напряженному блоку происходит, главным образом, в зафронтной области и приводит к увеличению длительности первой фазы и, соответственно, увеличению амплитуды смещений, что хорошо демонстрируют результаты численного моделирования протяжки блоков различного размера с одинаковыми параметрами «asperity» (рис. 6). Данные рис. 6 нормированы на кинетическую энергию блока размером 50×100 м, движущегося со скоростью протяжки.

Во втором варианте расчета по упрощенной модели нормальные напряжения формально задавались в соответствии с распределением на рис. 2, а и, соответственно, рассчитывалась сила трения. В этом варианте (линия 2 на рис. 5) разрыв

Рис. 5. Зависимость максимальной скорости движения от расстояния до середины основания блока вдоль плоскости скольжения. Расчет с модельным источником без учета (1) и с учетом трения (2)



Рис. 6. Зависимости от времени кинетической энергии блоков разных размеров в процессе срыва: 1 – блок 50×100, 2 – блок 150×300, 3 – блок 250×500 м



остановился на расстоянии 5 м от края пятна. Это означает, что необходимым условием распространения разрыва является наличие напряжений, касательных к плоскости контакта, а сейсмический сигнал от срыва является лишь триггером. Более того, крип на стабильных участках контактной границы означает наличие баланса между напряжениями сдвига и силой трения. Именно поэтому в случае кулоновского трения закономерности распространения разрыва не зависят от величины коэффициента трения.

Если на плоскости контакта будут расположены несколько пятен «asperities» подготовленных к срыву, то из-за суперпозиции областей с высоким значением коэффициента сейсмической эффективности (участки «быстрого» выделения энергии) часть излученной энергии будет перераспределена в высокочастотную область, тогда как реализованный сейсмический момент, а, следовательно, и магнитуда события, определенная на большом расстоянии, будет определяться характерным размером блока, вовлеченного в движение.

В заключение обратим внимание, что участок скоростного разупрочнения («asperity») совершенно не обязательно является областью с высоким или низким, по отношению к остальной площади разлома, коэффициентом трения. Аналогично участки остановки разрыва, часто ассоциируемые с прочными областями, зачастую напротив, сложены малопрочными материалами с низким коэффициентом трения и пониженным уровнем нормальных напряжений [Scholz, Campos, 2012].

Выводы

1. Стартуя на участке скоростного разупрочнения («asperity»), разрыв распространяется по напряженному тектоническому разлому до участка, обладающего свойствами скоростного упрочнения. Это может быть область либо с пониженными значениями эффективных напряжений нормальных к плоскости разлома, либо выполненная иным геоматериалом.

2. Величина реализованного в ходе динамической подвижки сейсмического момента M_0 определяется характерным размером области разлома, вовлеченной в движение, то есть расположением относительно точки старта разрыва участков скоростного упрочнения – барьеров, в то время как изменение скорости реализации момента во времени $M_0(t)$ зависит от количества и взаимного расположения участков скоростного разупрочнения («asperities»).

Работы проводились при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-05-00694) и в рамках государственного задания ИДГ РАН (проект № 0146-2014-0008).

Литература

Архипов В.Н., Борисов В.А., Будков А.М. и др. Механическое действие ядерного взрыва. М. : Физматлит, 2003. – 550 с.

Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М. : ГЕОС, 2016. – 432 с.

Aki, K., M. Bouchon, B. Chouet, and S. Das, Quantitative prediction of strong motion for a potential earthquake fault, Ann. Geofis., 30, 341–368, 1977.

Kanamori, H., Stewart G.S., Seismological spectr of the Guatemala earthquake of February 4, 1976, J. Geophys. Res. 1978, 83, 3427–3434.

Corbi, F., Funiello F., Moroni M., van Dinther Y., Mai P. M., Dalguer L. A., and Faccenna C., The seismic cycle at subduction thrusts: 1. Insights from laboratory models, J. Geophys. Res. Solid Earth 2017, 118, 1483–1501, doi:10.1029/2012JB009481.

Dieterich, J.H. Modeling of Rock Friction: 1. Experimental results and constitutive equations // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 2161–2168.

Rubinstein S.M., Cohen, G., Fineberg J. Detachment fronts and the onset of dynamic friction // Nature. 2004. V. 430. P. 1005–1009.

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

Scholz C.H., Campos J. The seismic coupling of subduction zones revisited, J. Geophys. Res., 117, 2012. B05310, doi:10.1029/ 2011JB009003.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЙСМОГЕНЕРИРУЮЩИХ ПОДВИЖЕК НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ RATE-STATE ЭКСПЕРИМЕНТОВ МЕЖБЛОКОВОГО СКОЛЬЖЕНИЯ

В.Ю. Риза², С.Б. Турунтаев^{1,2,3}, А.А. Остапчук¹

¹ИДГ РАН, ²ВНИИА, ³МФТИ

Рассматриваются различные варианты закона трения типа rate-state применительно к данным лабораторных экспериментов по скольжению блоков под действием нормальных и сдвиговых напряжений. Показано, что оптимальным является двухпараметрический закон трения. Для воспроизведения в расчете не только распределения динамических подвижек во времени, но и формы импульса при подвижке, необходимо использование закона трения с дополнительным слагаемым в виде аналога динамической вязкости. Посредством множественных расчетов удалось найти оптимальные значения параметров, обеспечивающих минимизацию различий между экспериментом и численным результатом как по форме импульсов, так и по повторяемости событий, регистрируемых в лабораторных экспериментах.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20183

Введение

Задача моделирования и прогнозирования развития сейсмических процессов (как естественных, так и индуцированных) становится все более актуальной. Это связано с появлением все большего количества фактов негативного влияния деятельности человека на процессы в недрах Земли и с необходимостью оценки последствий такого воздействия при добыче углеводородов, использовании геотермальной энергии и др. [McGarr et al., 2002; Ellsworth et al., 2015]. Прогресс в данном направлении обуславливается накоплением наблюдательных данных, в том числе сейсмических, и ростом вычислительных возможностей. В настоящее время в качестве основного принципа предотвращения катастрофических техногенных землетрясений используется так называемый «светофорный» принцип [Bommer et al., 2006], согласно которому воздействие должно быть прекращено, если магнитуа индуцированных сейсмических событий превысит некоторое пороговое значение (обычно порядка 3). К примеру, из-за возникновения сейсмичности в результате закачки воды на глубину более 5 км с целью использования геотермальной энергии в районе г. Базель [Häring et al., 2008] пришлось данный проект закрыть, что привело к значительным убыткам (порядка 100 млн евро). Умение прогнозировать «ответ» недр на воздействие могло бы позволить выбрать условия (место, режим закачки и пр.), при которых закрытие проекта не произошло бы.

Успешное решение задачи прогноза реакции недр на техногенное воздействие требует развития новых теоретических представлений и разработки на их основе численных моделей. Сложность адекватного описания процессов, приводящих к возникновению сейсмичности, связана, в частности, с недостаточной изученностью

блоковой структуры земной коры на различных масштабах. Даже с использованием современных геофизических методов достаточно сложно оценить геометрические и механические параметры разломов.

Важным также является выбор модели, адекватно описывающей эволюцию силы трения на берегах разлома по мере его скольжения. Именно вид этой зависимости в значительной мере определяет динамику скольжения разломов и возможную сейсмичность.

В настоящее время широкое распространение получил эмпирический закон трения rate-and-state [Dieterich, 1979]. Популярность этого подхода объясняется тем, что удастся описывать достаточно широкий спектр движений – от прерывистого сейсмогенерирующего скольжения до непрерывного скольжения. Практически единственным способом проверить корректность закона трения и подобрать его параметры являются лабораторные исследования, результаты многих из которых достаточно хорошо описываются с использованием закона rate-state. Но все же классическая форма закона трения rate-state не позволяет описывать некоторые особенности и виды движений, в частности, так называемые «медленные» землетрясения.

В статье представлены результаты расчетов по различным модификациям закона трения типа rate-state. На основе сопоставления результатов численных расчетов и данных эксперимента [Кочарян и др., 2014; Kocharyan et al., 2014] делаются выводы о степени применимости на практике различных модификаций закона трения.

Закон трения

В качестве модели, описывающей движение по разломам, выбрана модель rate-and-state, которая предполагает зависимость коэффициента трения от скорости перемещения берегов разломов и может использоваться для описания как несейсмичной, так и сейсмичной фаз скольжения. Наибольшей популярностью пользуется однопараметрический вариант уравнения rate-and-state, предложенный в работах [Dieterich et al., 1979; Ruina et al., 1983; Будков и др., 2015; Budkov, Kocharyan, 2017]:

$$\mu = \mu_0 + a \ln\left(\frac{v}{v^*}\right) + b \ln\left(\frac{v\theta}{L}\right) \quad (1)$$

где μ , μ_0 – коэффициенты трения движения и покоя, v – скорость скольжения; a , b , v^* и L – параметры, θ – переменная состояния, значение которой характеризует состояние скользящих поверхностей и эволюция которой во времени определяется уравнением:

$$\dot{\theta} = 1 - \ln\left(\frac{v\theta}{L}\right) \quad (2)$$

Переменная состояния имеет размерность времени и может интерпретироваться, как характерное время жизни шероховатости, а соответствующая форма закона трения называется законом в форме «старения». Помимо (2) существуют и другие уравнения состояния, например например:

$$\dot{\theta} = -\frac{v\theta}{L} \ln\left(\frac{v\theta}{L}\right) \quad (3)$$

Или как в работе [Gu et al., 1984]:

$$\mu = \mu_0 + a \ln\left(\frac{v}{v_*}\right) + \theta \quad (4)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{v}{L} \left[\theta + b \ln\left(\frac{v}{v_*}\right) \right] \quad (5)$$

Там же предложен двухпараметрический вариант закона трения:

$$\mu = \mu_0 + a \ln\left(\frac{v}{v_*}\right) + \theta_1 + \theta_2 \quad (6)$$

$$\dot{\theta}_i = -\frac{v}{L_i} \left[\theta_i + b_i \ln\left(\frac{v}{v_*}\right) \right] \quad (7)$$

В работе [Gu et al., 1984] приведен пример экспериментальных данных, которые не получается описывать в рамках однопараметрического закона, и возникает необходимость использовать двухпараметрический. Стоит отметить, что наблюдаемые как в природе, так и в лабораторных экспериментах, процессы скольжения обычно характеризуются хаотическим (апериодическим) движением.

Описание такого типа движений в широком диапазоне значений определяющих параметров возможно в рамках двухпараметрического закона [Turuntaev, Riga, 2017]. На рис. 1 представлены значения безразмерных параметров в двухпараметрическом законе ($\beta_1 = B_1/A$, $\beta_2 = B_2/A$, $\rho = L_1/L_2$), при которых наблюдается хаотическое движение. Общее количество расчетов составляет 45500 (в диапазонах параметров, указанных на графиках), начальные параметры расчетов были выбраны случайным образом. Если $\rho = 1$, то 2-х параметрический закон трения вырождается в однопараметрический, соответственно, чем значение этого параметра ближе к 1, тем меньше различаются двух- и однопараметрический законы. Из

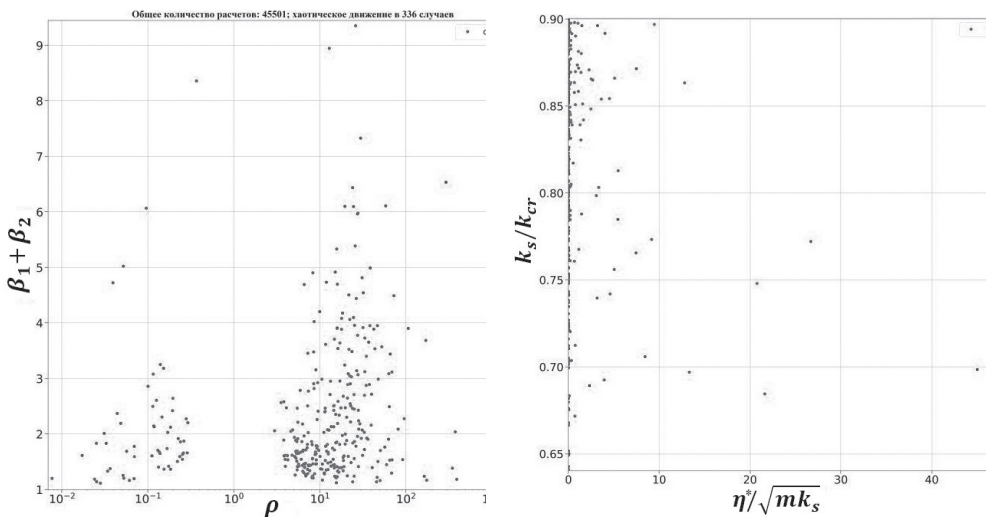


Рис. 1. Значение безразмерных параметров, при которых наблюдается хаотическое движение

представленного графика видно, что хаотическое движение возникает, если различие между L_1 и L_2 достаточно велико (более 5 раз).

Результаты выполненного численного моделирования показали, что конкретная форма закона трения не столь важна в том смысле, что каждая из форм позволяет описать один и тот же спектр движений. Более того, даже формы эпюр скорости блока при одних и тех же значениях параметров достаточно похожи.

Основная проблема заключается в том, что данные «классические» законы трения не позволяют описывать медленные события. Поэтому была рассмотрена модификация закона трения путем введения дополнительного члена типа вязкости и изменением закона эволюции параметра θ [Budkov et al., 2017; Kato et al., 2001]:

$$\tau = \tau_* + \sigma_n \left(a \ln \left(\frac{v}{v_*} \right) + \theta_1 + \theta_2 \right) + \eta^* v \quad (8)$$

$$\dot{\theta}_i = e^{\frac{v}{v_c}} - \frac{v}{L_i} \left[\theta_i + b_i \ln \left(\frac{v}{v_*} \right) \right] \quad (9)$$

здесь для удобства введена переменная $\eta^* = \eta/l$, где l – ширина межблокового контакта, η – динамическая вязкость межблокового контакта.

Численный анализ законов трения

Ранее упоминалось, что конкретная форма закона трения не столь важна. Это хорошо видно на рис. 2, законы трения были взяты в форме (1–2) и (4–5) – оба в двухпараметрическом виде, оба в двухпараметрическом виде с добавкой в виде вязкого слагаемого, о котором будет сказано далее.

На рис. 3 представлено изменение эпюры скорости по мере изменения параметра v_c из уравнения (9), на рис. 4 – при изменении параметра η^* , на рисунках 5 и 6 представлена зависимость характеристик скачка перемещений от параметра вязкости.

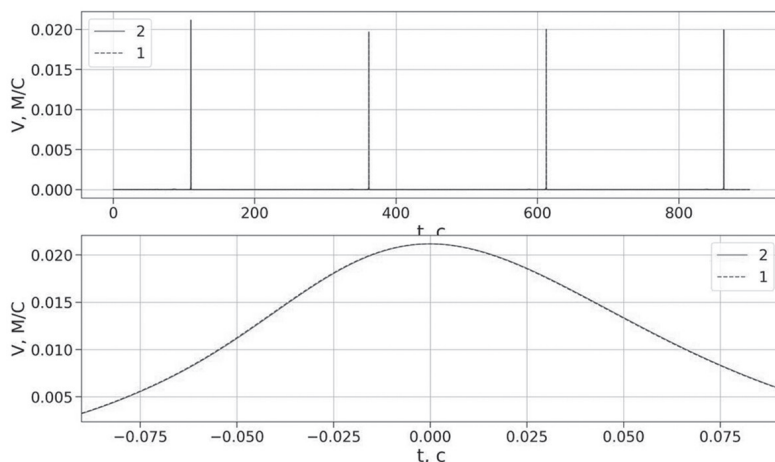


Рис. 2. Эпюра скорости блока для одних и тех же значений параметров. 1 – закон в форме (1–2), 2 – (4–5) в двухпараметрическом варианте с добавлением вязкого слагаемого

Как видно на рис. 3, новый параметр оказывает слабое влияние на ширину пика скорости, при этом значительно влияет на пиковое значение скорости. Помимо этого была предпринята попытка подобрать такие значения параметров законов трения в рамках данной модели, которые позволили бы описать движение блока, наблюдаемое в лабораторных экспериментах. Результаты численного моделирования показали, что данная модель не дает удовлетворительных результатов.

Как видно из рис. 4–6, модификация закона трения в виде введения дополнительного слагаемого позволяет достаточно эффективно изменять ширину пика

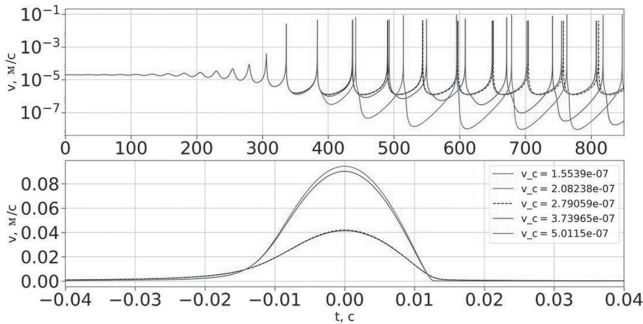


Рис. 3. Зависимость профиля пика скорости от v_c при неизменных других параметрах

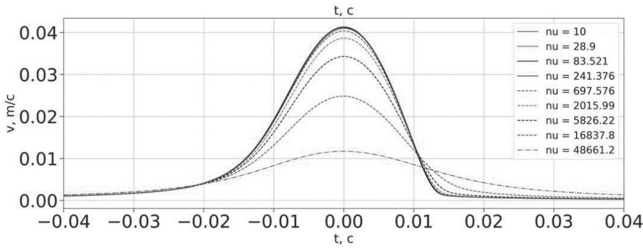


Рис. 4. Зависимость профиля пика скорости от η^* при неизменных других параметрах

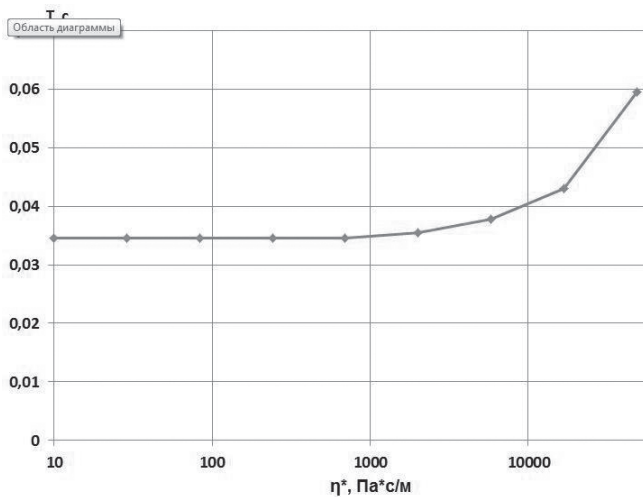


Рис. 5. Зависимость ширины пика скорости от приведенной вязкости η^*

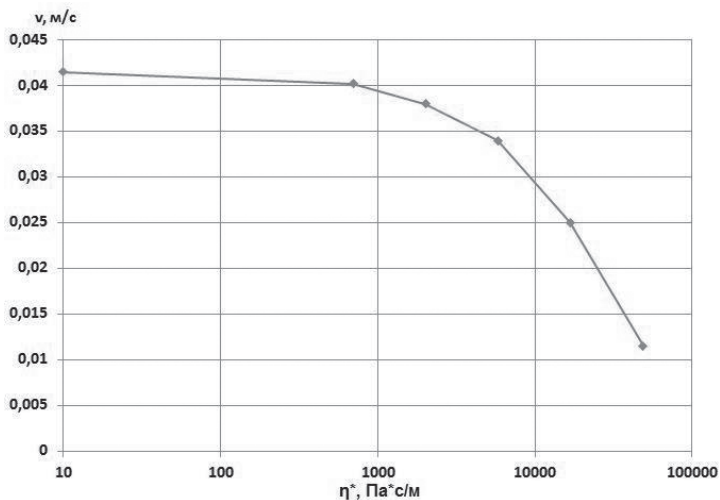


Рис. 6. Зависимость пиковой скорости от вязкости η^*

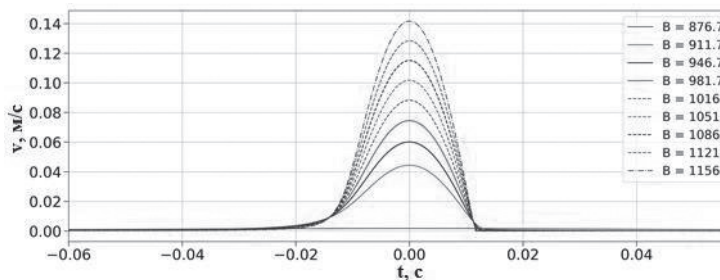


Рис. 7. Изменение эпюры скорости по мере изменения параметра B для однопараметрического закона трения

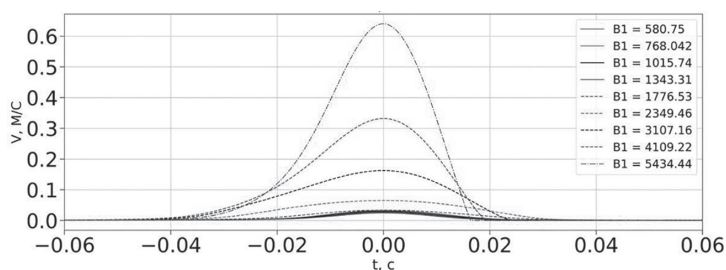


Рис. 8. Изменение эпюры скорости по мере изменения только B_1 для двухпараметрического закона трения. Во всех случаях $B_2 = 901$ Па

скорости, «растягивая» его по мере увеличения параметра вязкости. Так же уменьшается максимальная скорость. Так как параметры A , B_1 , B_2 в основном влияют на амплитуду, но не на длительность импульса, использование вязкого слагаемого позволяет достаточно эффективно «подстраиваться» под конкретную эпюру скорости. По этим причинам именно данная модификация закона трения будет в дальнейшем использоваться для воспроизведения данных лабораторных измерений.

Отметим еще одно преимущество двухпараметрического закона трения по сравнению с однопараметрическим. Для этого обратимся к рис. 7 и 8. Величины $B_1 + B_2$ и B имеют один и тот же смысл для однопараметрического и двухпараметрического законов трения, и при $B_1 = B_2$ двухпараметрический закон вырождается в однопараметрический. Если менять B_1 и B_2 так, чтобы сохранять соотношение между ними, то это будет аналогично изменению B в однопараметрическом законе. Рис. 7 демонстрирует эпюры скорости для однопараметрического закона, а рис. 8 – для двухпараметрического при изменении параметра B и B_1 соответственно. Эти графики демонстрируют, что наличие двух параметров, в отличие от одного, позволяет менять соотношение ширины между передним и задним фронтом пика скорости, то есть менять форму пика. При некоторых условиях и в случае однопараметрического движения можно менять форму скачка с изменением B , но при этом так же будет значительно меняться периодичность повторяемости событий.

Лабораторные эксперименты

Рассматриваются эксперименты, описанные в [Кочарян и др., 2014; Kocharyan et al., 2014; Кочарян, 2016]. Рассмотрим две серии экспериментов: с заполнителем, содержащим глину, и содержащим соль (табл. 1). Задачей является верификация закона трения на основе лабораторных исследований. Можно выделить две подзадачи: 1 – воспроизведение формы скачка; 2 – воспроизведение повторяемости «событий».

Таблица 1

Заполнители в различных экспериментах

Номер эксперимента	Наполнитель
NaCl(%) + тальк	
1	80%
2	50%
3	55%
Глина (увлажненная)	
1	25%
2	26%
3	30%

В рамках предложенной модели 1-я подзадача является приоритетной. 2-я подзадача может быть для некоторых экспериментальных данных невыполнимой в силу нескольких обстоятельств: возможность хаотического движения, обусловленного использованием двухпараметрического закона трения, нивелируется введением слагаемого в виде вязкости, который вносит «упорядочивающее» влияние (рис. 1). По мере увеличения безразмерного параметра $\bar{\eta} = \eta^*/\sqrt{km}$ частота встречи хаотических событий становится все меньше и меньше, а при значениях этого параметра более нескольких десятков их вовсе не наблюдается. Тем не менее, как будет показано далее, периодическое движение вполне воспроизводимо.

Если рассматривать модель, в которой нет вязкого слагаемого, а последнюю добавку рассматривать как модификацию модели (ее возмущение), одним из определяющих параметров является критическая жесткость пружины – то значение, при превышении которого движение становится стабильным. В работах [Rice et al., 1983; Gu et al., 1984] получено значение критического значения для случая блока пренебрежимо малой массы, но аналогично может быть получено выражения и в общем случае:

$$k_{cr} = \frac{2A}{L_1 + L_2} \left(\frac{mv^2}{L_1 A} (\rho + 1) + 1 \right) \left[\frac{(\beta_1 - 1) + \rho^2 (\beta_2 - 1) + 2\rho(\beta_1 + \beta_2 - 1) + \sqrt{[(\beta_1 - 1) + \rho^2 (\beta_2 - 1)]^2 + 4\rho^2 (\beta_1 + \beta_2 - 1)}}{4\rho} \right] \quad (10)$$

При постепенном уменьшении отношения k/k_{cr} от 1 до числа, близкого к 0, максимальная скорость возрастает, его длительность становится меньше и количество событий на единицу времени увеличивается. Так как жесткость пружины задана, то это отношение может регулироваться за счет изменения параметров закона трения.

В соответствии с вышесказанным, параметры для воспроизведения лабораторных данных выбирались следующим образом: сначала производились множественные расчеты с произвольным набором значений параметров, но таким, чтобы отношение k/k_{cr} лежало в определенном интервале (в зависимости от конкретного случая). Значение величины η^* так же выбирался или относительно малым (от 0.1 до $\sim 10^4$), или относительно большим (от 10^4 до 10^8) в зависимости от ситуации. Так, например, если событий мало и их длительность невелика, то η^* достаточно взять малым. Затем, после проведения расчетов, выбирались наилучшие «кандидаты», и, с учетом известной зависимости параметров пика скорости от параметров закона трения, результат постепенно улучшался (минимизация невязок с экспериментальными данными).

Результаты представлены на рисунках 9–11 и в табл. 2. В случае 1-го эксперимента с NaCl удалось достаточно хорошо воспроизвести как форму, так и повторяемость скачков перемещений (рис. 9). При этом временной интервал между двумя интенсивными событиями достаточно большой, соответственно в данном случае

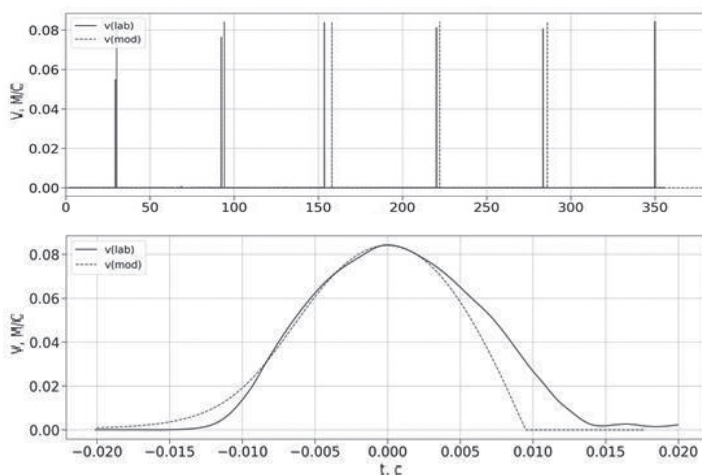


Рис. 9. Профиль скорости. Лабораторные данные и модель: NaCl, эксперимент 1

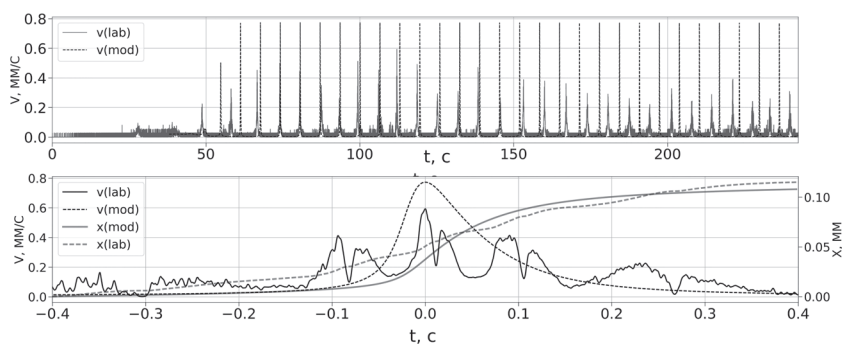


Рис. 10. Профиль скорости. Лабораторные данные и модель: NaCl, эксперимент 2

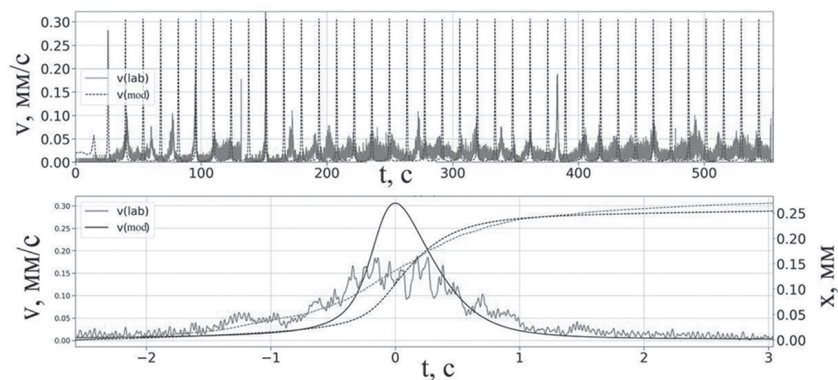


Рис. 11. Профиль скорости. Лабораторные данные и модель: увлажненная глина, эксперимент 3

Таблица 2

Значения параметров для модели, позволяющих воспроизводить экспериментальные данные

NaCl	1 эксперимент	2 эксперимент	3 эксперимент
A , Па	125.5	261.382	941,8
B_1 , Па	90.9	558.9	1089.5
B_2 , Па	507.1	351.4	50.2
L_1 , Па	$3,87 \cdot 10^{-8}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$1,43 \cdot 10^{-5}$
L_2 , Па	$5,57 \cdot 10^{-5}$	$4,98 \cdot 10^{-6}$	$1,72 \cdot 10^{-7}$
η^* , Па с/м	268.272	$5,23 \cdot 10^5$	$1,29 \cdot 10^6$
k_s/k_{cr}	0.735	0.34	0.45
Увлажненная глина	1 эксперимент	2 эксперимент	3 эксперимент
A , Па	522.7	696.1	611.4
B_1 , Па	270.5	192	390.4
B_2 , Па	551.5	901.5	482.7
L_1 , Па	$3,55 \cdot 10^{-7}$	$3,48 \cdot 10^{-3}$	$2,45 \cdot 10^{-5}$
L_2 , Па	$5,78 \cdot 10^{-5}$	$3,79 \cdot 10^{-5}$	$2,03 \cdot 10^{-8}$
η^* , Па с/м	142.7	$2,24 \cdot 10$	$2,07 \cdot 10^6$
k_s/k_{cr}	0.839	0.8	0.41

значение k/k_{cr} недалеко от 1, но меньше ~ 0.8 (табл. 2) – это то значение, с которого прекращается режим прерывистого скольжения.

В остальных случаях в силу аperiodичности движения удалось воспроизвести лишь форму импульса скорости, а так же среднюю повторяемость событий. Из-за ввода вязкости в расчетах не удастся получить хаотическое движение.

Таким образом, показано, что, основываясь на информации о характеристиках скольжения блока (повторяемость событий, их длительность и интенсивность), можно «выбрать» или откорректировать предварительно выбранные параметры расчетной модели так, чтобы наиболее успешно воспроизвести наблюдаемое движение.

Выводы

Исследовались различные виды и модификации закона трения типа rate-and-state. На основании численного моделирования выявлены характерные особенности различных законов трения: возможность описания двухпараметрическим законом трения хаотического движения, влияния параметров закона трения на форму профиля скорости; зависимость параметров профиля пика скорости от величины дополнительного вязкого слагаемого; факт уменьшения частоты встречаемости хаотического движения по мере увеличения вязкого слагаемого. Показаны преимущества двухпараметрической формы закона трения. Выбран тип модификации модели, который позволяет описывать медленные события, а так же конкретные типы движений, наблюдаемых в экспериментах. В результате аппроксимации данных экспериментов моделью получены основные факторы, которые надо учитывать при определении параметров модели трения: величина пиковой скорости, ширина пика скорости, соответствующее смещение блока, средний период повторяемости событий. Полученные результаты могут быть в дальнейшем использованы при моделировании природных систем, в частности, при определении или выборе характерных значений параметров закона трения. Так, основываясь на том, является ли скольжение разлома стабильным или нет, каковы характерные скорости скольжения, повторяемость эпизодов скольжения и их длительность, и основываясь на полученных зависимостях этих характеристик от параметров модели трения и численной модели, можно дать оценку параметрам модели.

Работы проводились при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-05-00869) и в рамках гос. задания ИДГ РАН (проект № 0146-2017-00011).

Литература

Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б., Новиков В.А. и др. Медленные перемещения по разломам: параметры, условия возникновения, перспективы исследований // Геодинамика и тектонофизика, 2014, 5 (4), с. 863–891.

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

Bommer J.J., Oates S.J., Cepeda M., Lindholm C., Bird J., Torres R., Marroquín G., Rivas J. Control of hazard due to seismicity induced by a hot fractured rock geothermal project // Engineering Geology, 2006. 83, 287–306.

Budkov, A. M., Kocharyan, G.G. Experimental Study of Different Modes of Block Sliding along Interface. Part 3. Numerical Modeling Physical Mesomechanics 2017. V. 20, № 2, p. 203–208. DOI: 10.1134/S1029959917020102.

Dieterich, J.H. Modeling of rock friction: 1. Experimental results and constitutive // J. Geophys. Res., 1979, 84(B5), 2161–2168.

Ellsworth W., Llenos A., McGarr A., Michael A., Rubinstein J., Mueller C., Petersen M., Calais E. Increasing seismicity in the U.S. midcontinent: Implications for earthquake hazard // The Leading Edge, 2015, 34(6), 618–626, doi:10.1190/tle34060618.1.

Gu J.C., Rice J.R., Tse S.T. Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction // Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1984, 32(3), 167–196.

Häring M.O., Schanz U., Ladner F. Characterisation of the Basel 1 enhanced geothermal // Geothermics, 2008, Volume 37, Issue 5, 469–495.

Kato N., Tullis T.E. A composite rate-and state dependent law for rock friction // Geophys. Res. Lett., 2001, 28(6), 1103–1106.

Kocharyan G.G., Markov V.K., Ostapchuk A.A. et al. Mesomechanics of shear Resistance along a Filled Crack // Phys Mesomech, 2014, 17(2), 123–133.

McGarr A., D. Simpson, L. Seeber. Case histories of induced and triggered seismicity // W.H.K. Lee and H. Kanamori, eds., International handbook of earthquake and engineering seismology: Academic Press, 2002, 81A, 647–660.

Rice J.R., Ruina A.L. Stability of steady frictional slipping // J. Appl. Mech., 1983, 50(2), 343–439.

Ruina A. Slip instability and state variable friction laws // J. Geophys. Res., 1983, 88 (B12), 10359–10370.

Sergey B Turuntaev, Vasily Y Riga. Non-linear effects of pore pressure increase on seismic event generation in a multi-degree-of-freedom rate-and-state model of tectonic fault sliding. // Nonlin. Processes Geophys., 2017, 24, 215–225, doi:10.5194/npg-24-215-2017.

УДК 550.34

ИНЖЕКЦИЯ ФЛЮИДА КАК МЕТОД ИЗМЕНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДИНАМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ

В.С. Мартынов, А.А. Остапчук, А.М. Будков

ИДГ РАН

В настоящей работе представлены результаты лабораторных и численных экспериментов, в которых исследуется влияние флюида на режим деформирования модельного разлома. Показано, что незначительные вариации свойств флюида могут привести к радикальному изменению реологии разлома и реализуемого режима деформирования.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20184

Введение

Инженерная деятельность часто приводит к интенсификации сейсмичности или её возникновению в ранее асейсмических областях, например, при разработке месторождений углеводородов, работе гидротермальных станций, строительстве дамб, ведении горных работ [Адушкин, Турунтаев, 2015; Bondrachuk et al., 2012; Kangi, Heidari, 2008; Bischoff et al., 2010] и др. Спектр индуцированных сейсмических событий включает как события медленного скольжения и слабые землетрясения, так и опасные крупные землетрясения. Понимание закономерностей формирования различных режимов деформирования в перспективе может помочь созданию инженерных методов «корректировки» сейсмического режима локальной области в масштабах месторождения.

Опасность неконтролируемого изменения состояния земных недр убедительно демонстрируют процессы, происходящие в центральных районах США на месторождениях сланцевого газа. Используемая при добыче технология множественных гидроразрывов приводит к нарушению флюидного режима и изменению напряженного состояния обширных областей, и вызывает тем самым резкий многократный рост сейсмичности [Ellworth, 2013]. Еще одним вероятным примером неконтролируемого изменения сейсмического режима является эксплуатация гидротермальной станции в Южной Корее, где после прекращения работ станции произошло крупное землетрясение с $M = 5.5$ [Grigoli et al., 2018]. При этом стоит отметить, что даже средние землетрясения с $M = 3-4$ могут приводить к крупным экономическим потерям из-за небольшой глубины залегания гипоцентра [Trutnevye, Azevedo, 2018].

В настоящее время основным механизмом, объясняющим вариацию сейсмического режима в результате инъекции флюида, считается изменение порового давления локальной области разломной зоны. Рост порового давления в локальной области нагруженного разлома приводит к снижению его прочности и, тем самым, может инициировать разрыв [Cornet et al., 1995; Turuntaev, Riga, 2017]. Однако рассмотрение только порового давления в качестве фактора, определяющего параметры индуцированных сейсмических событий, не может в полной мере объяснить широкий спектр регистрируемых сейсмических событий [Wei et al., 2015]. В этой связи, возможным механизмом является изменение фрикционных свойств зоны скольжения за счет наличия флюида. Например, в результате химических изменений под действием гидротермальных флюидов, осаждения глин и минералов существующая связность материала разлома может измениться. Если связность материала разлома снижена, то инициированные сейсмические события могут заблаговременно высвободить часть тектонических напряжений. Если связность возрастает, то существующие пластические деформации (крип) могут трансформироваться в прерывистое скольжение [например, Atkinson, 1984; Marone, 1998]. Влияние именно самого флюида (а не порового давления) на сдвиговую прочность контакта продемонстрировано [например, в Nouailletas et al., 2017], где уменьшение сдвиговой прочности контакта было обусловлено обработкой поверхности модельного разлома кислотой, при этом измерения шероховатости поверхности разлома до и после обработки показали минимальные изменения.

В настоящей работе представлены первые результаты исследований влияния свойств флюида на реологию разлома и закономерности релаксации избыточных напряжений. Полученные результаты указывают на новый возможный механизм,

который может обуславливать вариации деформационного режима локального участка разлома.

Лабораторные эксперименты

Лабораторные эксперименты проводились в постановке классической слайдер-модели, в которой блок под действием нормального и сдвигового усилия скользит вдоль интерфейса. Блок размером $8 \times 8 \times 3$ см³, изготовленный из оргстекла, располагался на основании из оргстекла. Контакт между шероховатыми поверхностями заполнялся слоем гранулированного материала толщиной 2 мм. Нормальное усилие составляло 125 кПа и оказывалось набором грузов. Сдвиговое усилие прикладывалось через пружину с жесткостью 60 кН/м, конец которой смещался с постоянной скоростью 20 мкм/с. Заполнитель разлома состоял из смеси кварцевого песка (200–315 мкм) и глины (10–60 мкм), который увлажнялся различными флюидами.

В ходе эксперимента регистрировались сдвиговое усилие, действующее на подвижный блок, и перемещение блока. Точность измерения сдвигового усилия составляла 1 Н, перемещение 0.1 мкм. По полученным записям перемещения рассчитывалась скорость блока. Пример полученных в одном из экспериментов зависимостей представлен на рис. 1. В ходе экспериментов был реализован режим регулярного прерывистого скольжения – лабораторный аналог сейсмического цикла. Однако из-за структурной неоднородности кварц-глиняного заполнителя, параметры реализуемых событий в разных экспериментах серии могли варьироваться (рис. 1, б).

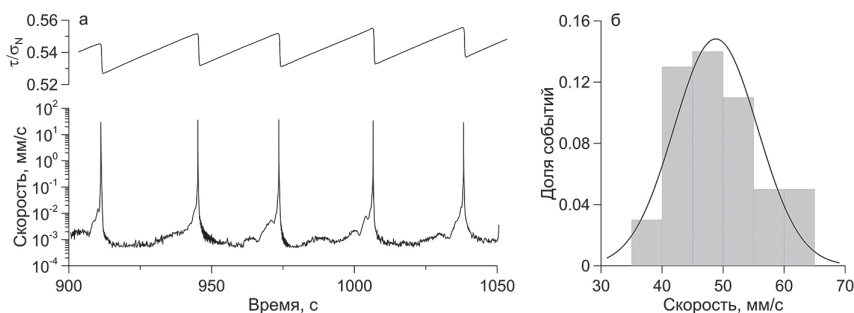


Рис. 1. Реализация прерывистого скольжения в одном из экспериментов серии: а – зависимости от времени сдвигового усилия и скорости смещения блока; б – распределение скоростей динамических событий, реализованных во всех экспериментах серии с заполнителем модельного разлома, состоящего из смеси песка (97.5%) и глины (2.5%). Заполнитель был увлажнен этиленгликолем (5% по массе)

Использование в качестве увлажняющего агента различных жидкостей позволили существенно варьировать параметры реализуемых событий (рис. 2). Если увлажнение водой дает максимальные амплитуды реализуемых событий и переход к стационарному крипу наблюдается при содержании глины ~30%, то увлажнение глицерином – минимальные, а переход к стационарному крипу происходит при содержании глины ~5%.

Опираясь на полученную выше зависимость (рис. 2), мы сделали попытку увеличить (не инициировать!) амплитуду динамических событий путем инъекции воды в локальную область модельного разлома. Для этого после установления режима

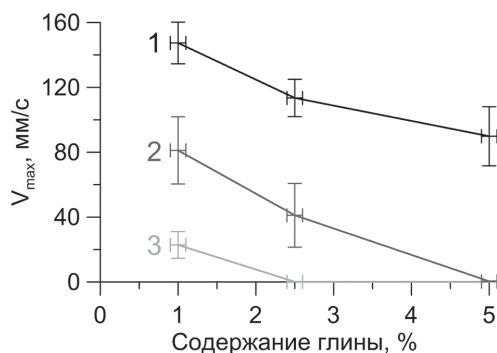


Рис. 2. Зависимость максимальной скорости смещения модельного разлома от содержания глины в материале-заполнителе, при увлажнении флюидом с вязкостью, мПа*с: 1–1, 2–16, 3–950

регулярного прерывистого скольжения в центральную зону межблокового контакта, увлажненного этиленгликолем, через 2 канала с диаметром 1 мм инжестировалась вода. В каждом отдельном эксперименте закачивалось 5 мл флюида с постоянным расходом в течение 15 с. При напряжениях близких к критическим в процессе инъекции из-за конечного времени процесса сдвиговое нагружение прекращалось; нагружение возобновлялось после завершения процесса инъекции. Локальное повышение порового давления создавалось только в момент инъекции и составляло ~5 кПа, что пренебрежимо мало по сравнению с уровнем нормальных напряжений и со сбросом напряжений во время динамического события. В процессе эксперимента инжеструемый флюид распространялся примерно на площади 80% от начальной площади контакта.

На рис. 3 представлена зависимость изменения параметров динамических событий в зависимости от момента инъекции. Можно видеть, что инъекция воды в центральную зону модельного разлома приводит к существенному изменению параметров событий. При этом эффективность изменения не зависит от момента инъекции. Стоит отметить, что при напряжениях близких к критическим, инъекция

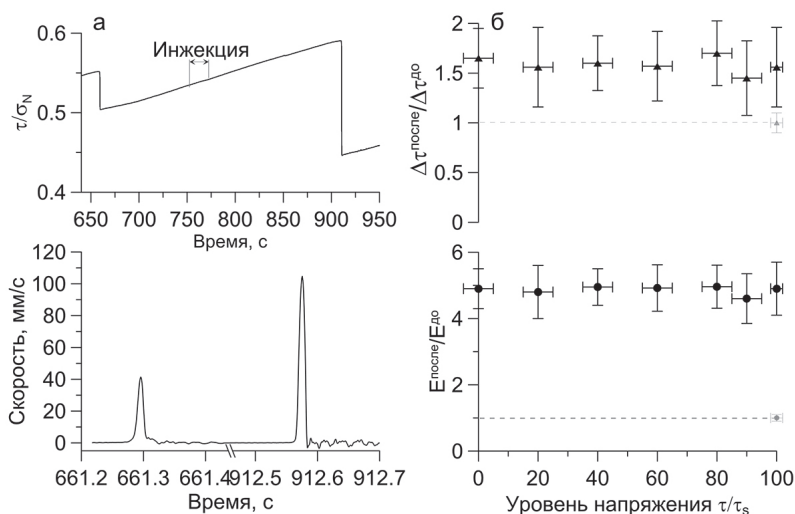


Рис. 3. Влияние инъекции флюида на параметры режима деформирования разлома в лабораторном эксперименте: а – сравнение сдвигового усилия и скорости смещения двух последовательных событий до и после инъекции; б – зависимость параметров динамических событий (сброс напряжений и максимальная кинетическая энергия смещения) от момента инъекции флюида

флюида в центральную зону разлома приводило к инициированию события практически без изменения его параметров. То есть незначительное даже самое слабое воздействие в предкритической области только инициирует подвижку.

Численное моделирование

Представленный выше сценарий мы смоделировали численно. В численных экспериментах мы рассмотрели 1D слайдер-модель, предложенную Барриджем и Кноповым [1966]. Модель представляет систему блоков, упруго связанных друг с другом (рис. 4). Каждый блок движется под действием упругих сил, действующих со стороны соседних блоков и драйвера, и сил трения, действующих вдоль интерфейса разлома. В наших расчетах мы рассматривали систему из 10 блоков. Так как при проведении лабораторных экспериментов в процессе инъекции поровое давление не оказывало существенного влияния на напряженное состояние, то инъекция флюида моделировалась изменением в определенный момент времени параметров модели у 8 блоков (так как в лабораторных экспериментах при инъекции область распространения флюида составляла примерно 80% площади контакта).

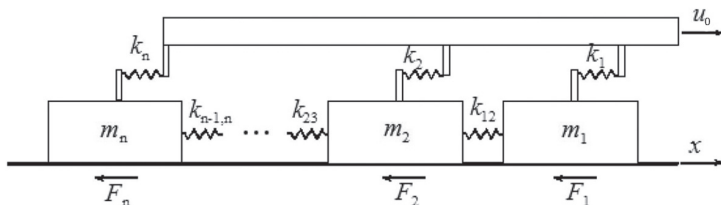


Рис. 4. Модель Барриджа и Кнопова. Блоки массой m_i движутся под действием упругих сил, действующих со стороны межблоковых пружин $k_{n-1,n}$ и пружин k_i , соединяющих блоки с драйвером, а также сил трения F_i . Драйвер перемещается с постоянной скоростью u_p

Уравнения движения системы блоков записываются в виде:

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_1 = k_1(u_0 t - x_1) - k_{12}(x_1 - x_2) - F_1 \\ m_2 \ddot{x}_2 = k_2(u_0 t - x_2) + k_{23}(x_2 - x_3) - F_2 \\ m_n \ddot{x}_n = k_n(u_0 t - x_n) + k_{n-1,n}(x_{n-1} - x_n) - F_n \end{cases} \quad (1)$$

где m_n , x_n – соответственно масса и смещение n -го блока, а $F_n = \mu S \sigma_{Nn}$ – действующая на него сила трения (μ – коэффициент трения, S – площадь контактной зоны, σ_{Nn} – нормальные напряжения). Для задания силы трения использовался закон трения «Rate & State»:

$$\mu = \mu_0 + a \ln \left(\frac{|\dot{x}|}{u^*} \right) + b \ln \left(\frac{u^* \theta}{D_c} \right), \quad (2)$$

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

$$\dot{\theta} = 1 - \left(\frac{|\dot{x}| \theta}{D_c} \right). \quad (3)$$

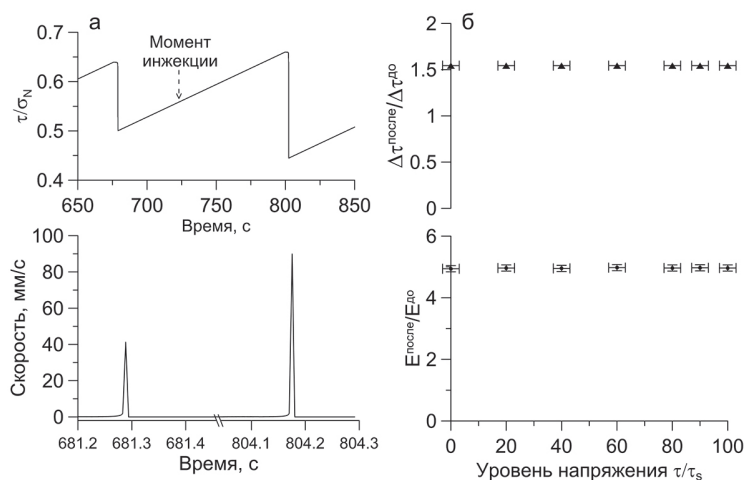


Рис. 5. Влияние инъекции флюида на параметры режима деформирования разлома в численном эксперименте: а – сравнение сдвигового усилия и скорости смещения двух последовательных событий до и после инъекции; б – зависимость параметров динамических событий (сброс напряжений и максимальная кинетическая энергия смещения) от момента инъекции флюида

В состоянии стабильного скольжения с некоторой скоростью $\dot{x} = u_0$ переменная состояния θ принимает значение $\theta = D_s/u_0$. Это значение используется в качестве начального условия при численном решении уравнения (2).

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1) совместно с уравнениями (2) и (3) решались численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка аппроксимации. Эмпирические константы R&S модели были определены на основе анализа эпюр скоростей скольжения блока в экспериментах, представленных на рис. 2.

Полученные в численных расчетах закономерности изменения параметров динамических событий представлены на рис. 5. Можно видеть, что кривые качественно и количественно соответствуют результатам лабораторных экспериментов. В отличие от лабораторных экспериментов при напряжениях близких к пределу прочности ($\tau > 0.99\tau_s$) резкое изменение параметров трения приводит к инициированию слабого события, после чего происходит уже высокоамплитудный срыв.

Обсуждение

В ходе проведенных исследований было установлено сильное влияние инъекции флюида на параметры динамических событий. Было показано, что инъекцией флюида в контактную зону можно существенно увеличить амплитуду событий и энергию, излучаемую в виде сейсмических волн, в то время как эффект порового давления заключается в снижении амплитуды событий. В ряде работ говорится, что индуцированная сейсмичность должна рассматриваться как процесс, зависящий от времени [Gaucher et al., 2015]. Однако в условиях наших экспериментов, когда влиянием порового давления можно пренебречь в силу его малости, процесс инъекции воды никак не проявляется. Флюид, распространяясь вдоль модельного разлома, приводит к изменению фрикционных свойств интерфейса, что вызывает радикальное изменение закономерностей динамических событий, следующих

за моментом инъекции. То есть изменение фрикционных свойств интерфейса в результате воздействия может существенно изменить баланс энергии во время динамических событий [Kocharyan et al., 2017].

В представленных экспериментах в процессе инъекции флюида в центральную зону разлома, заполненную увлажненным гранулированным заполнителем, в поровом пространстве присутствуют жидкости двух различных фаз. Теоретическая оценка показывает, что время смешивания этиленгликоля и воды в условиях наших экспериментов составляет ~4 с [Желтов, 1986; Новоселов и др., 2006]. Учитывая, что рекуррентное время событий составляет ~150 с, то в первом приближении можно считать, что свойства интерфейса изменяются мгновенно после инъекции флюида. Это же подтвердили и численные эксперименты.

Изменение реологических свойств интерфейса разлома может объяснить и эффекты, наблюдаемые в природе. Так, в экспериментах, проведенных Y. Guglielmi et al. [2015], показано, что при инъекции флюида площадь зоны изменения режима скольжения в несколько раз превышает размер зоны изменения порового давления. Интересно, что динамические срывы начали происходить лишь после того, как размер зоны скольжения превысил радиус зоны повышенного, в результате закачки, порового давления. Аналогичные результаты получены в других работах, выполненных на большем масштабе. Зона скольжения по разлому, инициированного инъекцией флюида, распространяется на несколько характерных размеров участка изменения порового давления. Этот вывод сделан по результатам инъекции флюида как одиночной скважиной непосредственно в зону разлома, так и нагнетанием жидкости многими скважинами в значительном объеме массива.

Выводы

Показано, что свойства жидкости, увлажняющей интерфейс, существенно влияют на закономерности скольжения вдоль разлома. Вариации свойств жидкости способствуют реализации как быстрых, так и медленных мод скольжения.

Инъекция жидкости может привести к радикальному изменению параметров реализуемых динамических событий и увеличению кинетической энергии блока в момент срыва.

Изменение параметров скольжения в результате инъекции флюида наблюдается на любой стадии сейсмического цикла. Однако при напряжениях близких к критическим инъекция с высокой долей вероятности приведет к инициированию динамического события без изменения его параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 18-35-00587, 17-05-01271).

Литература

Адушкин В.В., Турунтаев С.Б. Техногенная сейсмичность – индуцированная и триггерная. М.: ИДГ РАН, 2015. – 364 с.

Желтов Ю.П. Разработка нефтяных месторождений. 1986. с. 208-212.

Новоселов А.Г., Тишин В.Б., Дужий А.Б. Справочник по молекулярной диффузии в системах газ – жидкость и жидкость – жидкость. В кн.: Новый справочник химика и

технолога. Процессы и аппараты химических технологий. Ч. II. – СПб. : НПО «Профессионал», 2006. – 916 с.

Atkinson, B.K. (1984). Subcritical crack growth in geological materials. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012), 89(B6), 4077–4114.

Bischoff, M., Cete, A., Fritschen, R. et al. Coal Mining Induced Seismicity in the Ruhr Area, Germany // *Pure Appl. Geophys.* 2010. Vol. 167. P. 63–75. <https://doi.org/10.1007/s00024-009-0001-8>.

Bondarchuk, A., Ask, M.V.S., Dahlström, L.-O. et al. Rock mass behavior under hydropower embankment dams: a two-dimensional numerical study // *Rock Mech Rock Eng.* 2012. Vol. 45. P. 819–835. <https://doi.org/10.1007/s00603-011-0173-2>.

Cornet, F.H. Jianmin Y. Analysis of induced seismicity for stress field determination and pore pressure mapping // *Pure Appl. Geophys.* 1995. Vol. 145. P. 677–700. <https://doi.org/10.1007/BF00879595>.

Ellworth W.L. Injection-Induced Earthquakes // *Science.* 2013. Vol. 341. P. 1225942. Doi: 10.1126/science.1225942.

Gaucher E., Schoenball M., Heidbach O., Zang A., Fokker P.A., van Wees J.-D., Kohl T. Induced seismicity in geothermal reservoirs: A review of forecasting approaches // *Renewable and Sustainable Energy Reviews.* 2015. Vol. 52. P. 1473–1490.

Grigoli F., Cesca S., Rinaldi A.P., et al. The November 2017 Mw 5.5 Pohang earthquake: A possible case of induced seismicity in South Korea // *Science.* 2018. Vol. 360. P. 1003–1006. DOI: 10.1126/science.aat2010.

Guglielmi Y., Cappa F., Avouac J.-P., Henry P., Elsworth D. Seismicity triggered by fluid injection-induced aseismic slip // *Science.* 2015. Vol. 348. P. 1224–1226. DOI: 10.1126/science.aab0476.

Kangi A., Heidari N. Reservoir-induced seismicity in Karun III dam (Southwestern Iran) // *J Seismol.* 2008. Vol. 12. P. 519–527. <https://doi.org/10.1007/s10950-008-9104-4>.

Kocharyan G.G., Novikov V.A., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V. A study of different fault slip modes governed by the gouge material composition in laboratory experiments // *Geophys. J. Int.* 2017. V. 208. P. 521–528.

Marone C. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences.* 1998. Vol. 26. P. 643–696.

Nouailletas, O., Perlot, C., Rivard, P. et al. Impact of Acid Attack on the Shear Behaviour of a Carbonate Rock Joint // *Rock Mech Rock Eng.* 2017. Vol. 50. P. 1439–1451. <https://doi.org/10.1007/s00603-017-1182-6>.

Trutnevyte E., Azevedo I. Induced seismicity hazard and risk by enhanced geothermal systems: an expert elicitation approach // *Environmental Research Letters.* 2018. Vol. 13. № 3. 034004.

Turuntaev S.B., Riga V.Y. Non-linear effects of pore pressure increase on seismic event generation in a multi-degree-of-freedom rate-and-state model of tectonic fault sliding // *Nonlinear Processes in Geophysics.* 2017. Vol. 24. P. 215–225.

Wei S., Avouac J.-P., Hudnut K.W., et al. The 2012 Brawley swarm triggered by injection-induced aseismic slip // *Earth and Planetary Science Letters.* 2015. Vol. 422. P. 115–122.

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТИ ЗАПОЛНИТЕЛЯ ТРЕЩИНЫ НА ИНИЦИАЦИЮ СЕЙСМОГЕННОГО РАЗРЫВА. ЛАБОРАТОРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

И.В. Батухтин, Д.В. Павлов, В.К. Марков, А.В. Варыпаев

ИДГ РАН

В серии лабораторных экспериментов с упругим блоком исследовалось влияние пространственной неоднородности заполнителя модельной трещины на процесс зарождения разрыва при сдвиговом деформировании. Неоднородность заполнителя достигалась использованием двух компонент – сухого крахмала и глины, где первый обеспечивал регулярное прерывистое скольжение (стик-слип), а второй – непрерывное скольжение (крип). Показано, что зарождение разрыва локализовалось в области, соответствующей стик-слипу. Смещение этой области по площади контакта приводило к соответствующему смещению точки зарождения разрыва.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20186

Введение

Процесс образования разрыва в очаге землетрясения остается в центре внимания исследований, посвященных физике и механике землетрясений. Широко распространенным инструментом в подобных исследованиях является лабораторное моделирование.

С признанием прерывистого скольжения (стик-слип) хорошим аналогом механизма большинства землетрясений, происходящих в земной коре [Brace and Byerlee, 1966], процессы в очаге стали с успехом моделироваться смещением блоков из того или иного материала друг относительно друга, причем граница раздела играла роль сейсмогенного разлома. В последние десятилетия ряд деформационных событий, которые могут происходить на границах раздела между блоками земной коры (кроме известных уже давно землетрясений и асейсмического крипа), пополнился «медленными» событиями, такими как «медленное землетрясение» [Kanamori and Hauksson, 1992], «низкочастотное событие», «сверхнизкочастотное событие», «событие медленного скольжения», [Peng and Gombert, 2010; Кочарян и др., 2014]. Все эти явления теперь регистрируются инструментально. Это дало новый импульс и лабораторному моделированию. Приведем несколько примеров.

Так, в [Rubinstein et al., 2004] процесс образования разрыва моделировался на плексигласовых блоках (площадь контакта, имитирующего разлом, 150×6 мм²). Прозрачный материал дал возможность с помощью оптической регистрации зафиксировать четыре волновых фронта, сопровождающих образование разрыва, причем два из них, «медленные», соответствовали собственно разрыву и началу относительного движения блоков.

Эксперименты на блоках из такого же материала (плексиглас, площадь контакта 400×80 мм²) были использованы [Selvadurai and Glaser, 2015] для построения

численной модели, имитирующей процесс образования разрыва на границе раздела блоков, основанной на взаимодействии «шероховатостей» (asperities). В другой серии экспериментов этими же авторами было симитировано реальное событие медленного скольжения, произошедшее в Японии (2013–2014 гг.) [Selvadurai et al., 2017].

Для моделирования процессов образования разрыва применяются и природные скальные материалы. Например, [Yamashita et al., 2018] использовали блоки метагаббро (площадь контакта 1500×100 мм²) для исследования влияния шероховатости блоков на процесс подготовки разрыва, который соответствовал медленному проскальзыванию перед событием стик-слипа. Шероховатость интерфейса увеличивалась с ростом числа проведенных экспериментов (числа сдвигов блоков друг по другу). Увеличение шероховатости привело к смещению точки инициации медленного сдвига от одного из краёв модели к её центру.

Гранитные блоки (762×203 мм²) использовались [McLaskey and Yamashita, 2017] для демонстрации того, как прерывистое скольжение может меняться на медленное «тихое» скольжение без излучения сейсмических сигналов в результате изменения условий нагружения, а не фрикционных свойств или жесткости нагружающего устройства. Медленные события происходили, когда разрыв не успевал полностью сформироваться, не достигнув краев модели. Динамические события происходили после длительных периодов «залечивания» межблокового контакта или внезапного увеличения скорости нагружения.

Отметим, что все упомянутые здесь эксперименты проводились на контактах блоков из одинакового материала без заполнителя. Параметры трения задавались шероховатостью контактирующих поверхностей. Однако и в такой постановке, как уже было сказано выше, изменение шероховатости интерфейса во время экспериментов привело к перераспределению начальных напряжений и смещению точки инициации разрыва [Yamashita et al., 2018]. Вероятно, пространственная неоднородность структуры контакта играет существенную роль в процессе образования разрыва.

Было бы интересно посмотреть за эволюцией процесса инициации разрыва, меняя именно структуру контакта. Представляется, что проще всего это можно сделать на модели трещины с заполнителем – действительно, поменять заполнитель трещины легче, чем, например, изменить шероховатость её берегов. Принципиальная возможность управления режимом деформации трещины с заполнителем уже была продемонстрирована экспериментально [Батухтин и др., 2015], и, в частности, для трещин с пространственно неоднородным заполнителем [Мартынов и др., 2016].

Цель настоящей работы – проанализировать, как пространственная неоднородность заполнителя влияет на процесс образования разрыва модельной трещины при сдвиговом деформировании.

Описание экспериментальной установки

Для исследования процесса образования разрыва модельной трещины при сдвиговом деформировании была создана новая экспериментальная установка. Эксперименты проводились по следующей схеме: по нижнему неподвижному резиновому блоку 2 размером $200 \times 100 \times 50$ мм движется подвижная дюралевая плита 4 (рис. 1). Нижний блок является упруго деформируемым ($C_p = 1300$ м/с, $C_s = 1000$ м/с,

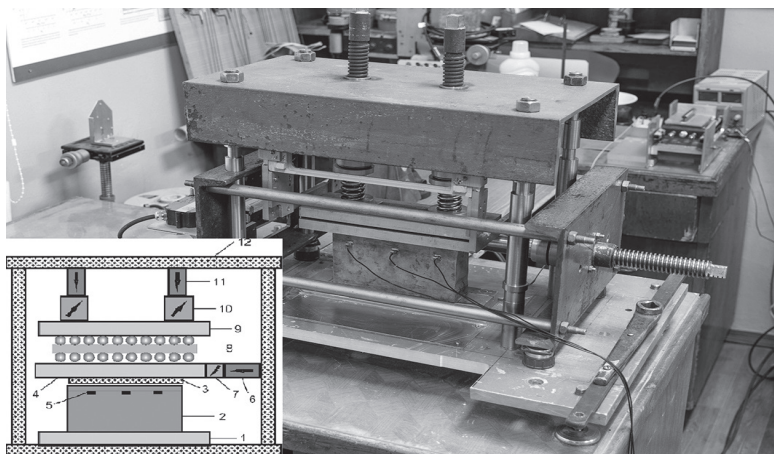


Рис. 1. Экспериментальная установка. На врезке её схема: 1 – нижняя опорная пластина, 2 – резиновый блок, 3 – межблоковая прослойка, 4 – подвижная опорная пластина, 5 – акселерометр, 6 – элемент сдвигового нагружения, 7 – измерительные датчики сдвиговой нагрузки, 8 – обойма с роликами, 9 – верхняя опорная пластина, 10 – измерительные датчики нормальной нагрузки, 11 – элементы нормальной нагрузки, 12 – корпус установки

$\rho = 1500 \text{ кг/м}^3$). Сдвиговое усилие передаётся вращением вручную винта 6 и регистрируется датчиком силы 7 CFT/5kN. Нормальная нагрузка на неподвижную плиту 9 регулируется винтами 11 через пружины 10. Величина нагрузки – 1600 Н. Для исключения дополнительной сдвиговой нагрузки от устройства нормальной нагрузки между плитами 4 и 9 расположена обойма с роликами 8. На резиновый блок нанесена искусственная шероховатость – борозды глубиной 3 мм. Площадь контактной поверхности $200 \times 50 \text{ мм}^2$.

Для регистрации волн, излучаемых в резиновый блок при образовании разрыва, к одной из его боковых сторон с шагом 5 см были прикреплены три акселерометра 5 Briel&Kjaer 4344. Перемещение верхней плиты 4 и деформация резинового блока 2 регистрировались лазерными датчиками перемещения ILD2220-10 в частотном диапазоне 0–5 кГц.

Методика проведения экспериментов

Для проведения экспериментов были подобраны два принципиально различных заполнителя, один из которых обеспечивал стабильное скольжение (крип), а второй – прерывистое скольжение (стик-слип). Чтобы исключить инициацию разрыва, связанную с разными прочностными свойствами компонент заполнителя, важно, чтобы оба материала имели одинаковый предел прочности. Выбор пал на глину как заполнитель, обеспечивающий стабильное скольжение, и крахмал как заполнитель, обеспечивающий прерывистое скольжение. Предел прочности для обоих материалов составляет 2100 Н при нормальной нагрузке 1600 Н. Контакт между резиновым блоком и подвижной плитой заполнялся этими двумя компонентами в различных комбинациях.

Была поставлена задача исследовать сдвиговое деформирование контакта, изменяя распределение материалов-заполнителей по его площади.

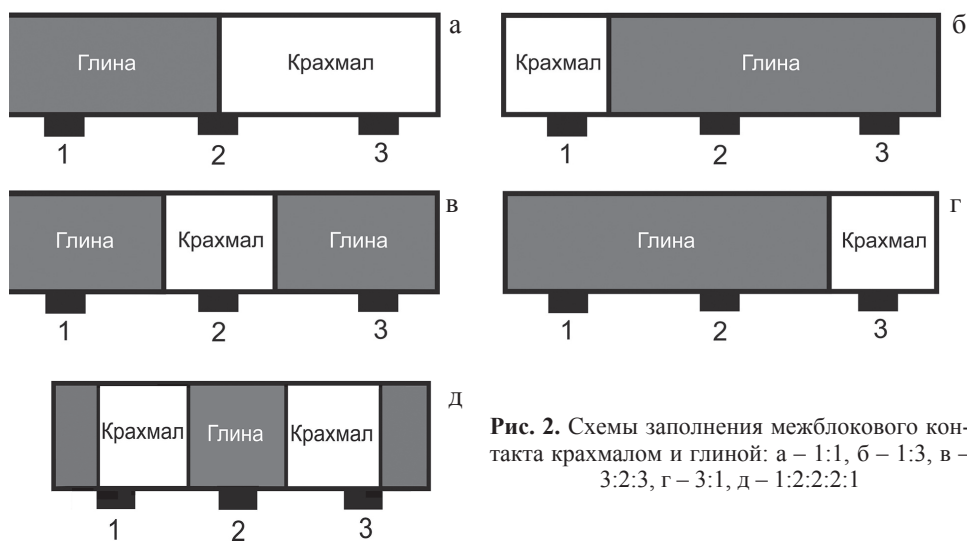


Рис. 2. Схемы заполнения межблокового контакта крахмалом и глиной: а – 1:1, б – 1:3, в – 3:2:3, г – 3:1, д – 1:2:2:2:1

В начале серии были проведены эксперименты с контактом, заполненным крахмалом и глиной по отдельности. Затем слой заполнялся крахмалом и глиной по следующим схемам: в первом опыте были выделены две равные по длине зоны для каждого заполнителя (рис. 2, а); со второго по четвёртый опыты зона с крахмалом была уменьшена до 25% и располагалась последовательно у каждого из трёх акселерометров (рис. 2, б–г). В пятом эксперименте зона с крахмалом была разделена на две по 25% от общей длины слоя, остальная область контакта заполнялась глиной (рис. 2, д), далее – многозональное заполнение. В заключение был выполнен эксперимент с контактом, заполненным равномерно перемешанной смесью глины и крахмала.

Результаты экспериментов

Каждый эксперимент проводился следующим образом. После приложения сдвиговой нагрузки контакт начинал деформироваться и по достижению предельной прочности выходил на «запредельную» ветвь. На этой ветви затем для всех экспериментов, указанных выше, выбирались участки одинаковой длины, на которых реализовывался либо регулярный стик-слип, либо равномерный крип, либо режим деформирования с «медленными» событиями. Основные усреднённые характеристики срывов, наблюдаемых на этих участках «запредельной» ветви сдвигового деформирования контакта, приведены на рис. 3: длительность срыва Δt , относительное смещение резинового блока Δu , максимальная скорость относительного смещения резинового блока V_m , величина сброса силы ΔF . Кружочками отмечены значения величин, полученных в опытах при зональном заполнении с единственной зоной, заполненной крахмалом. Содержание 50% глины соответствует схеме заполнения на рис. 2, а. Содержание 75% глины – на рис. 2, в.

При заполнении крахмала и глины в соотношении 1:1 (рис. 2, а) наблюдается снижение сброса силы и относительного смещения резинового блока примерно в 2 раза. При этом максимальная скорость и длительность относительного смещения

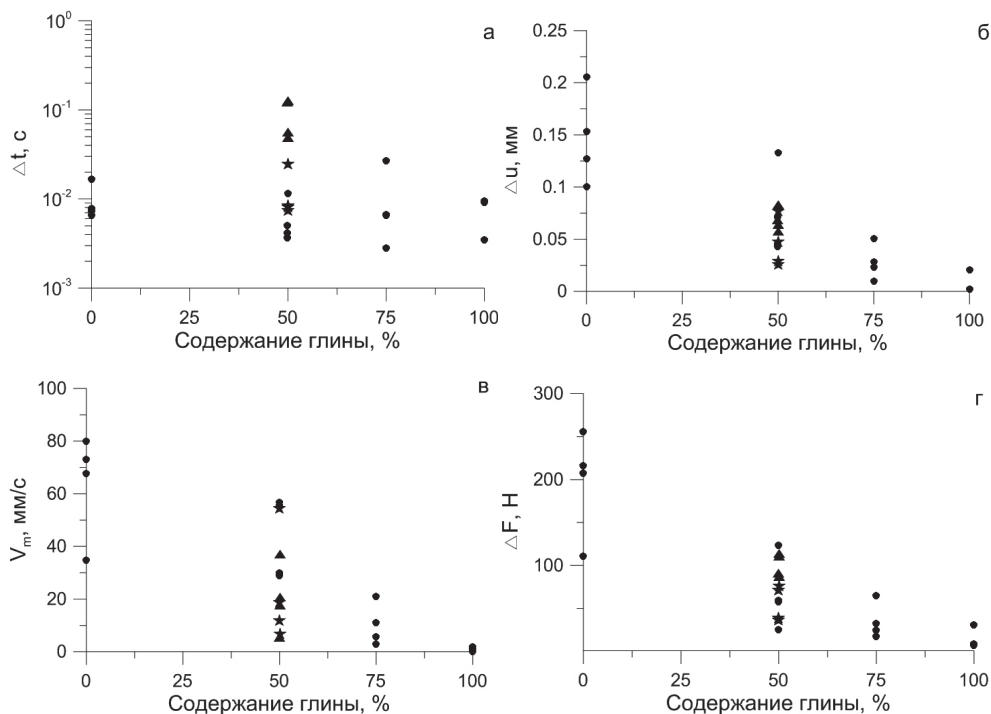


Рис. 3. Графики зависимости параметров срывов от содержания глины в слое: а – длительность события Δt , б – относительное смещение резинового блока Δu , в – максимальная скорость смещения V_m , г – сброс силы ΔF . Кружочки – зональное заполнение с единственной зоной из крахмала; треугольники – равномерная смесь; звездочки – многозональное заполнение

блока практически не изменяются. Но стоит разделить участок, заполненный крахмалом, участком, заполненным глиной (рис. 2, д), и уже наблюдается резкое снижение практически всех параметров наблюдаемых срывов; кроме длительности, которая увеличивается. Увеличение содержания глины до 75% (рис. 2, в) уменьшает значения параметров срывов в среднем на 30%. Заполнение слоя смесью крахмала и глины на порядок увеличивает длительность срывов. Остальные параметры срывов не изменяются по сравнению с зональным заполнением в той же пропорции между двумя материалами-заполнителями. Опыты с контактом, заполненным глиной, демонстрируют преимущественно крип с медленными событиями. Однако в этих опытах можно было периодически наблюдать временные интервалы с короткими срывами, имеющими низкие сброс силы и относительное смещение.

Для определения момента вступления фронта разрыва в работу применяется алгоритм, математической основой которого является модель разладки гауссовского процесса авторегрессии (АР-процесса) [Percival and Walden, 1993]:

$$x_t = \begin{cases} \xi_t, & 1 \leq t \leq \tau \\ \xi_t + y_t, & \tau < t \leq N \end{cases} \quad (1)$$

где $x_N = (x_t, t \in \overline{1, N})$ – участок регистрируемых наблюдений на одном из датчиков. Как видно из модели (1), в отсутствие полезного сигнала наши наблюдения представлены помехой ξ_t , создаваемой внешними источниками. Начиная с некоторого

момента τ , на фоне помехи ξ_t наблюдается процесс y_t (полезный сигнал), генерируемый срывом. В предположении, что ξ_t и $\xi_t + y_t$ являются АР-процессами p с параметрами $(\phi_1^j, \phi_2^j, \dots, \phi_p^j, \sigma_j^2), j = \overline{1, 2}$, можно построить оценку максимального правдоподобия для момента разладки τ :

$$\tau = \arg \max \left(-\frac{\tau}{2} \ln \hat{\sigma}_1^2(\tau) - \frac{N-\tau}{2} \ln \hat{\sigma}_2^2(\tau) \right), \quad (2)$$

где $\hat{\sigma}_1^2(\tau)$ и $\hat{\sigma}_2^2(\tau)$ – оценки параметров σ_1^2 и σ_2^2 , которые являются дисперсиями так называемых порождающих шумов для АР-процессов ξ_t и $\xi_t + y_t$. Вычисление оценок $\hat{\sigma}_1^2(\tau)$ и $\hat{\sigma}_2^2(\tau)$ производится одновременно с вычислением оценок коэффициентов АР-модели согласно следующим формулам:

$$\hat{\sigma}_j^2(\tau) = \hat{C}_0^j(\tau) - \sum_{l=1}^p \hat{\phi}_l^j \hat{C}_l^j(\tau), \quad \hat{C}_u^1(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau-u} x_t x_{t+u}, \quad \hat{C}_u^2(\tau) = \frac{1}{N-\tau} \sum_{t=\tau+1}^{N-u} x_t x_{t+u} \quad (3)$$

$$\sum_{k=1}^p \hat{\phi}_l^j \hat{C}_{k-l}^j(\tau) = \hat{C}_l^j(\tau), \quad l \in \overline{1, p} \quad (4)$$

Выражение (4) представляет собой известную систему из уравнений Юла-Уокера [Yule, 1927; Walker, 1931] для оценок коэффициентов $(\phi_1^j, \phi_2^j, \dots, \phi_p^j)$ АР-процессов. Подробный вывод оценки момента разладки (2), а также формул (3) и (4) можно найти в [Kushnir, 2012]. Порядок АР-процесса в данной задаче также является неизвестным параметром, который оценивается по наблюдениям с помощью информационного критерия Акаике [Akaike, 1974]. В настоящей работе было использовано значение $p = 5$. Таким образом, оценка момента вступления полезного сигнала может быть найдена с помощью выражения (2).

Благодаря вышеописанному методу, удалось с высокой точностью определить время прихода фронта разрыва, распространяющегося по контакту. Оказалось, что в подавляющем большинстве случаев датчик, располагающийся около зоны контакта, заполненной крахмалом, регистрирует начало распространения разрыва первым (рис. 4). Всего было отобрано по 10 срывов для каждой схемы заполнения по достижении контакта предела прочности. Оказалось, что при перемещении зоны, заполненной крахмалом, по площади контакта точка инициации разрыва также пе-

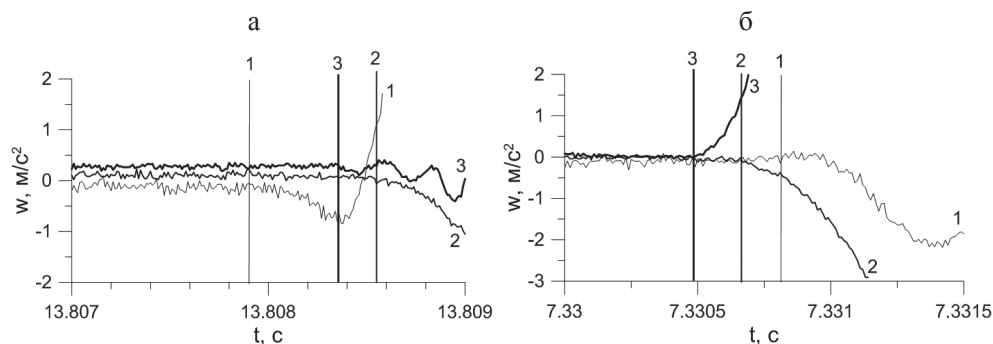


Рис. 4. Примеры акселерограмм для двух схем зонального заполнения глиной и крахмалом межблокового контакта: а – 1:3, б – 3:1. Вертикальными линиями показаны моменты вступления акселерометров. Цифры соответствуют их порядковым номерам

ремещается за ней. В случае контакта, заполненного равномерно перемешанной смесью, точка инициации определяется особенностями начального распределения напряжений на экспериментальной установке.

Заключение

Вновь созданная экспериментальная установка дала возможность исследовать влияние структуры модельной трещины на особенности образования разрыва при её сдвиговом деформировании. Деформируемый блок из вакуумной резины с относительно низкими значениями скорости распространения продольных и поперечных волн позволил ограничиться сравнительно небольшим масштабом экспериментальной установки. Использование заполнителя трещины, составленного из двух принципиально разных, с точки зрения деформационных свойств, компонент (крахмал обеспечивал стик-слип, глина – крип) упростило процесс смены структуры контакта. Меняя взаимное расположение областей, заполненных разными компонентами, по площади контакта, удалось показать, что инициация разрыва происходит в области, соответствующей стик-слипу (крахмал). При перемещении этой области по площади контакта соответственно перемещалась и точка инициации разрыва.

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

Литература

Батухтин И.В., А.А. Остапчук, Д.В. Павлов Управление режимом деформирования трещины в лабораторном эксперименте // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН, Вып. 7. М. : ГЕОС. 2015. С. 15–22

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

Мартынов В.С., Остапчук А.А. Влияние пространственной гетерогенности свойств межблокового контакта на режим его деформирования // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. Вып. 8. М. : ГЕОС. 2016. С. 21–28.

Akaike H. (1974). A new look at the statistical model identification, IEEE Transactions on Automatic Control, 19 (6): 716–723.

Brace W.F. and J.D. Byerlee (1966) Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. Vol. 153. No. 3739. P. 990-992.

Kanamori H. and Hauksson E. (1992) A slow earthquake in the Santa Maria Basin, California // BSSA. Vol. 82. No. 5. P. 2087–2096.

Kushnir A. (2012). Statistical and computational methods of seismic monitoring. URSS, Moscow. Chapter 8.

Mclasley G.C. and Yamashita F. (2017) Slow and fast ruptures on a laboratory fault controlled by loading characteristics // J. Geophys. Res. Solid Earth. Vol.122. P. 3719–3738. DOI: 10.1002/2016JB013681.

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

Percival D., Walden A. (1993). Spectral Analysis for Physical Applications. Cambridge University Press.

Rubinstein S.M., Cohen G. and Fineberg J. (2004) Detachment fronts and the onset of dynamic friction // Nature. Vol. 430. P. 1005–1009.

Selvadurai P.A. and Glaser S.D. (2015) Laboratory-developed contact models controlling instability on frictional faults // J. Geophys. Res. Solid Earth. Vol. 120. P. 4208–4236. DOI:10.1002/2014JB011690.

Selvadurai P.A., Glaser S.D. and Parker J.M. (2017) On factors controlling precursor slip fronts in the laboratory and their relation to slow slip events in nature // Geophys. Res. Lett. Vol. 44. DOI:10.1002/2017GL072538.

Walker G. (1931). On Periodicity in Series of Related Terms, Proceedings of the Royal Society of London, Ser. A, Vol. 131, 518–532.

Yamashita F., Fukuyama E., Xu Sh., Mizoguchi K., Kawakata H. and Takizawa Sh. (2018) Rupture preparation process controlled by surface roughness on meter-scale laboratory fault // Tectonophysics. DOI: 10.1016/j.tecto.2018.01.034.

Yule U. (1927). On a Method of Investigating Periodicities in Disturbed Series, with Special Reference to Wolfer's Sunspot Numbers, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Ser. A, Vol. 226, P. 267–298.

ГЛАВА 2

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА АТМОСФЕРУ

ВЫБРОС ВОДЫ В АТМОСФЕРУ ПРИ ПАДЕНИИ АСТЕРОИДОВ В ОКЕАН

В.В. Шувалов

ИДГ РАН

С помощью численного моделирования оценивается объем воды, выбрасываемой в атмосферу на разные высоты при падении астероидов в океан. Исследуется зависимость этого объема от размера астероида, его скорости и глубины океана.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20187

Введение

Более двух третей земной поверхности покрыты морями и океанами, поэтому большая часть космических тел, сталкивающихся с Землей, падает в воду. Однако падения комет и астероидов в воду изучены значительно хуже, чем удары по твердой поверхности. Это связано с тем, что исследования ударных процессов связаны, главным образом, с изучением и моделированием конкретных ударных кратеров, а доля подводных кратеров составляет всего лишь около 10% от всех обнаруженных [Ormö, Lindström, 2000]. В последнее время интерес к падению космических тел в море вырос из-за более детального изучения морского дна, стимулированного поисками подводных месторождений углеводородов, и обнаружения новых подводных ударных структур. При этом основное внимание уделялось изучению влияния глубины водоема на параметры образующегося кратера [Artemieva, Shuvalov, 2002; Lindström et al., 2005] и генерации волн цунами [Ward, Asphaug, 2002; Wünnemann, 2007; Shuvalov, Gersonde, 2014], которые рассматриваются как один из важных факторов астероидной опасности. Атмосферные эффекты ударов в море практически не рассматривались. Целью данной работы является попытка оценить количество воды, выбрасываемой в атмосферу (в том числе, в ионосферу) при падении астероидов в море разной глубины.

Постановка задачи и методика расчета

Для оценки выброса воды в атмосферу были проведены численные расчеты вертикальных ударов астероидов диаметром 1 км по мишени, состоящей из кварца (моделирующего земную кору), покрытого слоем воды глубиной от 500 м до

5 км. Астероиды считались состоящими из кварца. Скорость ударников изменялась в диапазоне от 15 до 50 км/с.

Расчеты проводились по программе COBA [Shuvalov, 1999], которая позволяет явно выделять границы между веществами, описываемыми разными уравнениями состояния (в данном случае вода, воздух и кварц). Размер расчетной сетки 1000×1000 ячеек. Начальный размер ячейки 31.25 м (32 точки на диаметр ударника), по мере увеличения возмущенной области ячейки удваивались, максимальный размер расчетной области составлял 4000×4000 км.

Газодинамическое приближение работает до высот порядка 400 км, выше пробег частиц становится больше характерного размера задачи, в данном случае это характеристическая высота атмосферы. Учитывая это, в качестве граничных условий на верхней границе расчетной сетки использовалась процедура, описанная в работе [Шувалов, Хазинс, 2018]. Уравнения газовой динамики решались и на высотах более 400 км, при этом периодически (в данном случае один раз за 100 расчетных слоев) область, где плотность газа меньше, чем равновесная плотность на высоте 400 км, заполнялась фоновыми значениями плотности и давления и нулевыми скоростями. Такие граничные условия не влияют на течение на высотах 200–300 км и обеспечивают максимально большой временной шаг.

Для описания термодинамики воды и кварца использовались табличные уравнения состояния, полученные по программе ANEOS [Thomson, Lauson, 1972]. Для воздуха использовалось уравнение состояния [Кузнецов, 1965].

Результаты расчетов

Рис. 1 демонстрирует типичную картину течения, возникающего при падении в океан километрового астероида. При глубине 3 км астероид заметно разрушается и тормозится в слое воды, тем не менее на дне образуется кратер, хотя и существенно меньший, чем тот, который образовался бы при падении такого же астероида на суше. Основная часть выбросов из кратера в грунте застревает в слое воды и не попадает в атмосферу. Выбросы же из водяного кратера поднимаются на высоты в несколько сотен километров. Начальная скорость выбрасываемой воды достигает нескольких километров в секунду, формируется мощный плюм (направленная вверх струя), который вначале движется преимущественно внутри метеорного следа, а затем расширяется вбок и генерирует сильную ударную волну в атмосфере. На высотах 500–600 км плюм тормозится из-за действия силы тяжести и сопротивления воздуха, на этой стадии практически нет перемешивания воды с воздухом. После торможения вещество плюма (вода и окружающий ее плотный воздух) опускается в поле тяжести, тормозится на высоте порядка 100 км (где происходит резкое изменение температуры воздуха и высоты характеристической атмосферы) и растекается вбок на расстояние в несколько тысяч километров.

Около половины всей массы воды, выброшенной в атмосферу при ударе, сосредоточено на высотах от 15 до 60 км, однако объем этой воды очень невелик из-за большой плотности, основная масса сконцентрирована вблизи точки удара. Около 40% выброшенной воды содержится на высотах 60–90 км. Только 10% выброшенной массы воды распределено на высотах более 90 км, но из-за низкой плотности водосодержащее облако через 30 мин после удара имеет диаметр около 6000 км и толщину порядка 100 км.

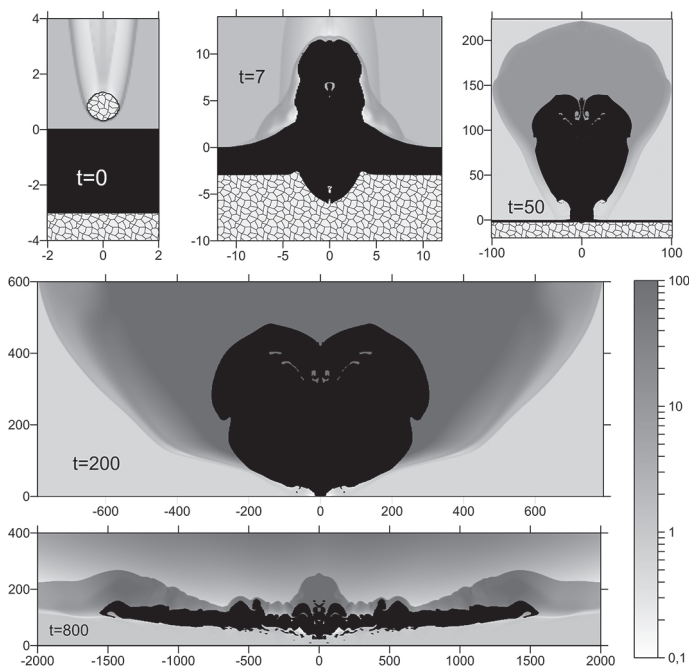
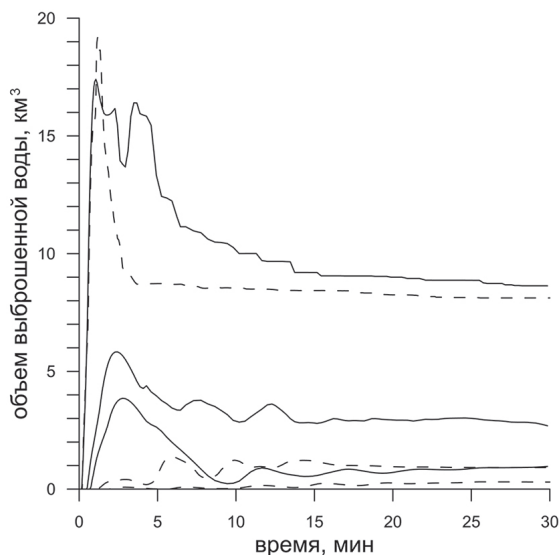


Рис. 1. Газодинамическое течение в разные моменты времени t (сек) после падения километрового астероида в океан глубиной 3 км со скоростью 20 км/с. Черным цветом закрашены области, занятые водой или водяным паром, заштрихованы области, занятые кварцем (грунт и астероид), серым цветом показано распределение относительной плотности воздуха (по отношению к плотности невозмущенного воздуха на соответствующей высоте)

На рис. 2 показана динамика содержания выброшенной ударом воды на разных высотах в течении первых 30 мин. На всех высотах максимальное количество воды наблюдается примерно через 2 мин после удара. Это время соответствует началу падения плюма и конденсированной воды, выбрасываемой с небольшой скоростью в процессе роста водяного кратера. На высотах 15–20 км наблюдается второй пик, связанный со схлопыванием водяного кратера. При падении плюма возникают колебания атмосферы, которые проявляются и в колебаниях содержания воды на заданных высотах.

Рис. 2 демонстрирует также влияние размера ударника на объем выброшенной воды. В первом приближении можно считать, что кратерообразующее течение самоподобно, то есть размеры кратера и распределение массы выбросов по скоростям одинаковы для ударников разного размера, если измерять расстояния и массы в размерах и массах ударника. Если распределения по скоростям и масса выбросов самоподобны (то есть все размеры пропорциональны размеру ударника), то можно было бы ожидать, что содержание воды на разных высотах будет пропорционально массе ударника. Однако эта пропорциональность может нарушиться из-за сопротивления воздуха. Оно тем важнее, чем меньше размер астероида. Для оценки этого влияния был проведен расчет удара астероида диаметром 333 м с той же скоростью 20 км/с в океан глубиной 1 км (все размеры уменьшены в три раза). На рис. 2 результаты этого расчета показаны пунктиром, причем объем выбросов увеличен в 27 раз. Содержание воды на низких (15–60 км) высотах примерно

Рис. 2. Зависимость от времени объема выброшенной воды на высотах более 15 км (верхние кривые), более 60 и более 90 км (нижние кривые). Сплошные кривые соответствуют падению километрового астероида в океан глубиной 3 км. Пунктирные кривые соответствуют падению астероида диаметром 333 м в океан глубиной 1 км, при этом значения объемы выброшенной воды увеличены в 27 раз



пропорционально массе ударника. При этом отсутствует второй пик, связанный со схлопыванием водяного кратера, поскольку интенсивность этого схлопывания и высота водяного султана зависят от глубины кратера. В верхнюю атмосферу, на высоты более 60 и более 90 км, при падении астероида диаметром 333 м выбрасывается заметно меньше (примерно в три раза) воды. Это объясняется тем, на большие высоты попадает только небольшая масса воды, выбрасываемая с большими скоростями и менее плотная (состоящая в основном из паров), которая более подвержена сопротивлению воздуха. При этом подъем воды на большие высоты при падении маленького ударника напоминает скорее всплытие облака, чем баллистический плум.

На рис. 3 показана зависимость объема воды, выброшенной на разные высоты, от глубины водоема. При глубине, меньшей размера астероида, слой воды слабо влияет на формирование кратера в грунте, и в атмосферу выбрасывается вся вода, находящаяся выше экскавационного кратера в грунте. При глубине порядка размера ударника образуются отдельные водяной кратер и меньшего размера кратер в грунте. Если размер ударника много меньше глубины, то образуется только водяной кратер. При этом очевидно, что масса выброшенной воды должна увеличиваться до тех пор, пока глубина водоема не сравняется с глубиной экскавационного водяного кратера. Эти рассуждения касаются просто выброшенной воды (то есть выброшенной на любую высоту). Если же говорить о количестве воды, выброшенной на определенную высоту, то все сложнее. Это количество зависит от сложного взаимодействия между выбросами из водяного и грунтового кратеров, и их взаимодействием с воздухом. Тем не менее из рис. 3 видно, что на всех высотах объем выброшенной воды увеличивается с глубиной до глубин порядка 4 км, что примерно соответствует глубине экскавационного водяного кратера, образующегося при падении километрового астероида в бесконечно глубокий водоем.

Объем выброшенной воды сильно увеличивается при увеличении скорости астероида (см. рис. 4). Происходит это по двум причинам. Во-первых, увеличивается энергия удара, что приводит к увеличению размера водяного кратера и, соответственно, объема выбросов. Во-вторых, выброс происходит с большей скоростью,

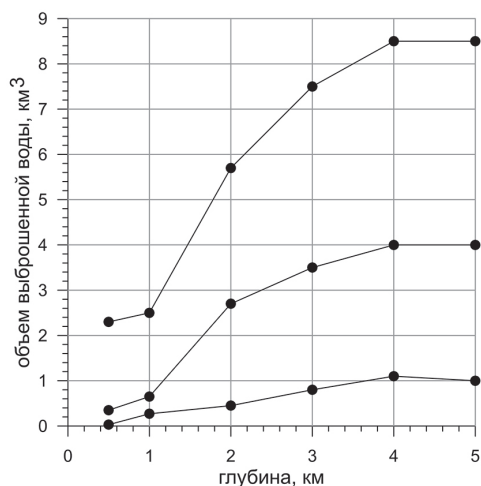


Рис. 3. Зависимость от глубины океана объема воды, выброшенной при падении километрового астероида на высоты более 15 км (верхняя кривая), более 60 и более 90 км (нижняя кривая)

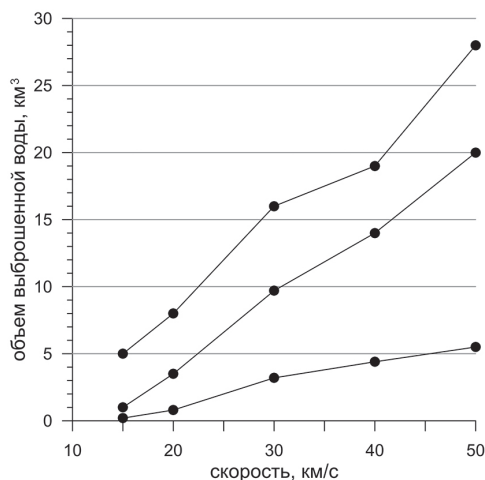


Рис. 4. Зависимость от скорости астероида объема воды, выброшенной на высоты более 15 км (верхняя кривая), более 60 и более 90 км (нижняя кривая)

и выброшенная масса поднимается на большие высоты. Более того, как видно из рис. 2, значительная часть выброшенной воды быстро (в течение нескольких минут) падает обратно в море. Для того, чтобы вода задерживалась в атмосфере надолго (в рассматриваемом случае в течение 30 мин), необходимо, чтобы она расширилась до плотности, близкой к плотности окружающего воздуха. Расширение сильно зависит от начальной температуры выбросов, которая быстро растет с увеличением скорости. При скорости 15 км/с вода конденсируется, не успев заметно расшириться, поэтому на больших высотах через 30 мин ее очень мало.

В расчетах оценивалось также фазовое состояние выброшенной воды через 30 мин после удара. При скорости астероида 50 км/с и глубине океана 3 км на высотах более 90 км 80% воды находится в газообразном состоянии, на высотах D-области ионосферы доля паров только 10%, ниже 60 км практически вся вода находится в конденсированном состоянии. При скорости астероида 30 км/с и глубине океана 3 км на высотах более 90 км около 20% воды находится в газообразном состоянии, на высотах D-области ионосферы доля паров только 1–2%, ниже 60 км практически вся вода находится в конденсированном состоянии. При скорости астероида 15 км/с и глубине океана 3 км на высотах более 90 км около 5% воды находится в газообразном состоянии, на высотах D-области ионосферы доля паров только 0.5–1%, ниже 60 км практически вся вода находится в конденсированном состоянии.

Выводы

При падении километровых астероидов в море/океан в атмосферу выбрасывается огромный объем воды. Значительная часть этой воды быстро падает обратно в течение нескольких минут, и через 30 мин в атмосфере остается от 1 до 30 кубических километров воды. Дальнейшая эволюция водяного облака, которое через

30 мин после удара имеет диаметр несколько тысяч километров и толщину около 100 км, определяется циркуляционными процессами в верхней атмосфере. Объем выброшенной воды зависит от глубины океана и скорости ударника. Эти же факторы определяют распределение выброшенной воды по высоте и ее фазовое состояние (вода-пар). При уменьшении диаметра астероида в три раза объем воды, выброшенной на высоты >15 км уменьшается примерно пропорционально массе ударника, объем воды, выброшенной на большие высоты (> 60–90 км) уменьшается значительно сильнее.

Исследования выполнены в рамках гос. задания ИДГ РАН (рег. № 0146-2017-0003).

Литература

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М. : Машиностроение. 1965. – 463 с.

Шувалов В., Хазинс В. Численное моделирование возмущений в ионосфере, генерируемых при падении Челябинского и Тунгусского космических тел // *Астрономический Вестник*. 2018. Т. 52. № 2. С. 142–151.

Artemieva N., Shuvalov V. Shock metamorphism on the ocean floor (numerical simulations) // *Deep-Sea Res.* 2002. V. 49. P. 959–968.

Lindström M., Shuvalov V., Ivanov B. Lockne crater as a result of marine-target oblique impact // *Planetary and Space Science*. 2005. V. 53. P. 803–815.

Ormö J., Lindström M. When a cosmic impact strikes the sea bed // *Geol. Mag.* 2000. V. 137(1). P. 67–80. Cambridge University Press.

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

Shuvalov V., Gersonde R. Constraints on interpretation of the Eltanin impact from numerical simulations // *Meteorit. Planet. Sci.*, 2014. V. 49. No. 7. P. 1171–1185.

Thompson S.L., Lauson H.S. Improvements in the Chart D radiation-hydrodynamic CODE III: Revised analytic equations of state // Report SC-RR-71 0714, Sandia National Laboratory, Albuquerque, New Mexico. 1972. 119 p.

Ward S., Asphaug E. Impact tsunami – Eltanin // *Deep-Sea Res.* 2002. V. 49. P. 1073–1079.

Wünnemann K., Weiss R., Hofmann K. Characteristics of oceanic impact-induced large water waves—re-evaluation of the tsunami hazard // *Meteorit. Planet. Sci.* 2007. V. 42. No. 11. P. 1893–1903.

ОЦЕНКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПРИ ПАДЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

ИДГ РАН

Приведены результаты 3D моделирования воздействия на ионосферу газодинамических возмущений, инициированных в нижней атмосфере ударами крупных (>30 м) космических тел в широком диапазоне их размеров, углов входа, скоростей и состава. Полученные в чисто газодинамическом приближении результаты впервые позволяют оценить степень возможного воздействия ударов на атмосферу на высотах до 400 км.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20188

Введение

Атмосферные возмущения, инициируемые падением достаточно крупных (от 30 м и выше) тел охватывают почти все геосферы Земли, в том числе и верхнюю атмосферу. Теоретическое изучение быстропротекающих процессов на стадии пролета и разрушения тела, включая образование кратера (если тело достигает поверхности) – сложная задача, привлекающая внимание многих исследователей. При этом моделируются обычно первые минуты или даже секунды после удара. Большие трудности вызывает и исследование долговременных газодинамических течений, развивающихся в ионосфере в результате подъема в стратифицированной атмосфере возмущений от области основного энерговыделения. В этом случае теоретическое описание процессов требует не только моделирования разрушения и торможения космического тела, распространения ударных волн, но и формирования всплывающего плюма, проникающего в область ионосферы, где его энергия канализируется в возмущения, распространяющиеся горизонтально. Образование кратера (если тело достигает поверхности), взаимодействие всплывающего плюма с атмосферным следом, образующимся при пролете космического тела, учет диссипативных процессов, и т.п. являются дополнительными осложняющими факторами. Характерное время распространения возмущений в ионосфере на расстояния, сопоставимые с радиусом Земли, что позволяет не учитывать кривизну поверхности Земли, – порядка часа, что существенно больше газодинамического шага по времени, и, следовательно, расчеты требуют значительных вычислительных ресурсов.

Существенно осложняет задачу и необходимость учета плазменных эффектов. Возможно, что совокупность этих причин привела к отсутствию, практически, работ, где бы описывались результаты компьютерного моделирования генерации и распространения атмосферных возмущений при падении космических тел в течение нескольких часов и на расстояниях в несколько тысяч километров вдоль Земли. Но даже чисто в газодинамическом приближении задача остается исключительно сложной и лишь недавно появились работы, где

приведены расчеты ионосферных возмущений в гидродинамическом приближении после гипотетического падения астероида Апофис [Шувалов и др., 2017], Челябинского и Тунгусского космических тел [Хазинс, Шувалов, 2016; Шувалов, Хазинс, 2018].

В настоящей работе представлены результаты численных экспериментов, аналогичных рассмотренным в статьях [Шувалов, Хазинс, 2018; Шувалов и др., 2017], но для широкого спектра размеров космических тел, а также скоростей, углов входа в атмосферу, химического состава тел. Каждый из экспериментов представляет собой 3D расчет и требует большого времени. Поэтому актуальным становится вопрос о разработке простой интерполяционной модели, позволяющей быстро оценить степень воздействия удара на верхнюю атмосферу. Газодинамические последствия для ионосферы ударов космических тел неизвестны даже в первом приближении. Поэтому при построении модели мы ограничились изучением лишь максимального изменения плотности и только вдоль горизонтальной линии, совпадающей с направлением полета тела и расположенной в области максимума F слоя ионосферы (250–400 км), а именно, на высоте 300 км.

Основной целью настоящих расчетов является оценка максимальных возмущений плотности, которые достигаются на стадии, когда газодинамические потоки являются доминирующими. Полученные результаты можно рассматривать как первое приближение. Для получения более точных оценок состояния возмущенной ионосферы, особенно в поздние моменты времени, когда газодинамические потоки энергии и массы станут малы, необходимы более сложные расчеты, учитывающие плазменные, аэромические, фотохимические эффекты, возмущение естественных дрейфовых движений, токовых систем и геомагнитного поля.

Методика расчетов

Мы рассмотрели два диапазона размеров космических тел – 30–100 м и 300–3000 м. В первый диапазон попали тела, которые тормозятся и разрушаются в атмосфере («метеорный взрыв»). Во второй диапазон попали тела, достигающие поверхности Земли и образующие кратер. В обоих случаях на первом этапе решалась двумерная задача о деформации, испарении, разрушении и торможении космического тела при полете в атмосфере аналогично тому как это делалось в [Шувалов, Хазинс, 2018]. Результаты этих расчетов в момент, когда тело затормозилось или достигло твердой поверхности, использовались как начальные данные для модифицированной трехмерной программы SOVA [Shuvalov, 1999a], которая использовалась для расчета ионосферных возмущений с учетом диссипативных процессов.

В качестве величины, характеризующей возмущение атмосферы в фиксированной точке пространства, было выбрано максимальное значение избыточной относительной плотности $\xi = \max_i(\rho/\rho_0 - 1)$, которое характеризует максимальную амплитуду колебаний плотности в этой точке за все время расчета. Здесь $\rho = \rho(x, y, z, t)$ – текущая плотность воздуха, $\rho_0(z)$ – равновесная плотность воздуха в атмосфере на высоте z . Изменение величины ξ рассматривалось вдоль линии L_a пересечения плоскостей $z = 300$ км и плоскости, перпендикулярной поверхности Земли и вмещающей в себя траекторию тела. Нулевое значение на линии L_a определялось как проекция на линию L_a точки пересечения траектории тела с поверхностью Земли.

Полученные в результате 3D моделирования одномерные распределения ξ вдоль линии L_a для относительно небольшого (несколько десятков) набора вариантов были использованы для разработки алгебраической модели, аппроксимирующей

результаты численного моделирования и позволяющей определить величину $\xi(R)$, где R – расстояние вдоль L_α , как непрерывную функцию скоростей, размеров, углов и состава космического тела.

Газодинамические возмущения, инициированные «метеорными взрывами» на ионосферных высотах

В табл. 1 представлен список рассмотренных вариантов. Каменные тела, кото-
рые мы считали состоящими из дунита с плотностью $\rho = 3300 \text{ кг/м}^3$, обозначены
буквой D . Ледяные тела, к которым мы отнесли кометы ($\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$), обозна-
чены буквой I . Варианты в таблице ранжированы по энергии $E_\alpha = E \sin^2 \alpha$, E –
кинетическая энергия тела, а α – угол входа тела в атмосферу, то есть E_α – кинети-
ческая энергия, определяемая по вертикальной составляющей скорости. Кинети-
ческая энергия E_α добавлена в табл. 1 в связи с тем, что использование этого пара-
метра позволило разработать алгебраическую модель аппроксимации расчетных
данных, в которой определяющей характеристикой является E_α . Несмотря на не-
сколько хаотичный выбор вариантов расчетов в энергетическом плане наблюдает-
ся достаточно представительное покрытие рассматриваемого интервала энергий.

Таблица 1

Характеристики вариантов расчета «метеорного взрыва»

№	Состав	Диаметр, м	Угол, град	Скорость, км/с	E_α , Мт
1	I	30	45	20	0.34
2	D	50	15	20	0.69
3	D	30	45	20	1.11
4	I	100	15	20	1.68
5	D	50	45	20	5.16
6	D	100	30	20	2.1×10^1
7	D	100	45	20	4.1×10^1
8	I	100	60	30	4.2×10^1
9	I	100	45	40	5.0×10^1
10	D	100	60	20	6.2×10^1
11	I	100	30	70	7.6×10^1
12	D	100	60	30	1.4×10^2

На рис. 1 сплошными кривыми приведено распределение параметра $\xi = \max_i(abs(\rho/\rho_0 - 1))$ вдоль линий L_α для четырех произвольно выбранных вари-
антов. Как и следовало ожидать, наибольшие значения ξ наблюдаются в окрест-
ности эпицентра, что связано с достижением вертикальным газодинамическим
потокотом, инициированным торможением и разрушением космического тела,
рассматриваемой области и развитием вертикальных колебательных движений.
По мере увеличения горизонтальных размеров захваченной газодинамическим
течением области и преобразованием вертикальных колебаний в горизонтальный

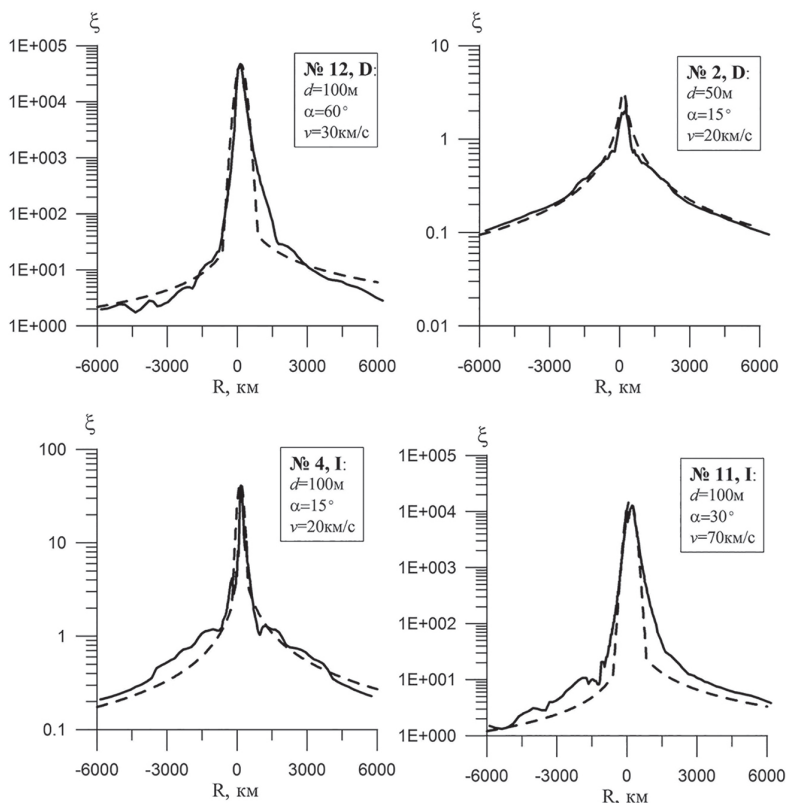


Рис. 1. Распределение избыточной относительной плотности ξ вдоль прямой L для «метеорных взрывов» с характеристиками, соответствующими вариантам 12, 2, 4, 11 (см. Табл. 1). Номера вариантов характеристики удара на рисунках занесены в прямоугольники; кривые: сплошные – численное моделирование, пунктирные – интерполяция

волновой процесс значение ξ падает, причем в пределах расстояний 1500 км от центра наблюдается переход от быстрого падения ξ по мере удаления от центра к более плавному. При этом в большинстве вариантов симметрия правой и левой ветви не наблюдается. Связано это с формированием атмосферного следа, образующегося при пролете космического тела через атмосферу, и подъемом атмосферного плюма вдоль следа. Механизм формирования плюма за счет нарушения гидростатического равновесия в разреженном метеорном следе был подробно рассмотрен в работе [Shuvalov, 1999b]. Согласно [Shuvalov, 1999b], плюмы возникают при падении достаточно больших (диаметром более 50 м) тел. Поднимаемый в плюме в разреженную верхнюю атмосферу более плотный газ из нижних слоев атмосферы, имеет горизонтальную составляющую скорости, определяемую углом входа космического тела, что приводит к асимметрии значений ξ . По этой же причине максимум значений ξ сдвинут относительно центра, в нашем случае вправо, так как в нашей модели тело движется справа налево. Сдвиг максимума в положительном направлении оси L_α составляет, в среднем, 150 км. В то же время в варианте 2, в котором размер тела составлял 50 м при скорости 20 км/с, ни асимметрии, ни сдвига максимума не наблюдается. Связано это с очень малым углом входа – 15° , когда нагретый газ всплывает вверх, а не движется вдоль следа.

Однотипный вид распределений параметра ξ наводит на мысль о возможности построения аппроксимирующих эти распределения алгебраических формул, которые позволили бы описывать не только приведенные в табл. 1 варианты, но и любые другие в зависимости от плотности космического тела, его размера, скорости и угла входа при условии, что эти параметры изменяются в пределах, представленных в табл. 1.

Пусть R – расстояние вдоль прямой L_α . Как показал анализ, численное решение в окрестности нулевого значения оси L_α хорошо описывается функцией Гаусса в координатах (Y, R) , где $Y = \log \xi$:

$$Y(R) = Y_{\max} \exp\left(-\frac{(R - R_0)^2}{B^2}\right) \quad (1)$$

R_0 – положение максимума ξ на оси L_α , которое мы положили равным 150 км независимо от варианта.

Значение $Y_{\max}$ определялось по $\xi^{\max}$. Определенная в расчетах дискретная функция $\xi^{\max}(E_\alpha)$ аппроксимировалась следующей зависимостью:

$$\xi^{\max} = \begin{cases} 2 \times E_\alpha^2 + 56E_\alpha - 100, & E_\alpha \geq 40 \\ 10^{1.38(\log(E_\alpha) \times \log(E_\alpha) - 0.025)}, & 1 \leq E_\alpha < 40 \\ \sqrt{E_\alpha}, & E_\alpha < 1 \end{cases} \quad (2)$$

Для углов входа $\alpha < 30^\circ$ вводились два дополнительных коэффициента:

$$K_\alpha = \sin^2 30^\circ / \sin^2 \alpha \quad (3)$$

$$K_p = (\rho_d / \rho_a), \quad (4)$$

где ρ_d – плотность дунита, ρ_a – плотность рассматриваемого космического тела. При $\alpha \geq 30^\circ$ $K_\alpha = K_p \equiv 1$. Значение $\xi^{\max}$ умножается на коэффициенты K_α и K_p .

Значения функции Гаусса ограничивалось снизу исходя из данных расчетов значением

$$Y_{\min} = \log(30E_\alpha/140) \quad (5)$$

Ширина функции Гаусса Δ_{mid} на высоте $Y_{\text{mid}} = (Y_{\min} + Y_{\max})/2$ аппроксимировалась выражением:

$$\Delta_{\text{mid}} = 600E_\alpha^{0.1}. \quad (6)$$

Отметим, что функция Гаусса (1) положительна на всей области определения, в то время как значения ξ могут быть меньше 1, и, следовательно, $Y = \log \xi < 0$. Чтобы это условие не препятствовало расчетам, можно все значения Y «приподнять» на некоторую постоянную величину ΔY , а в конце расчета на эту же величину уменьшить значения. В нашей модели $\Delta Y = 2$.

Значения $Y_{\max}$, Y_{mid} и Δ_{mid} достаточны для определения коэффициентов в (1). Формулой (1) определяется аппроксимация параметра ξ в центральной области оси L . Как показал анализ поведения параметра ξ на расстояниях, превышающих 1500–2000 км от центра, так же, как и на расстояниях меньших $-(1500-2000)$ км, величина ξ уменьшается с расстоянием по гиперболическому закону $\xi \sim 1/R^\beta$, где β близко

к 1. Исходя из этого, мы на основании расчетов аппроксимировали ξ по E_α на расстояниях $R_+ = 2000$ км и $R_- = -2000$:

$$\xi(R_+) = 0.13E_\alpha K_\alpha \quad (7)$$

$$\xi(R_-) = \begin{cases} (0.0465E_\alpha + 0.05) \times K_\alpha, & E_\alpha \geq 1 \\ 0.1E_\alpha \times K_\alpha, & E_\alpha < 1 \end{cases} \quad (8)$$

Полагая $\beta = 1$ и используя значения $\xi(R_+)$ и $\xi(R_-)$ можно определить константы $A_\pm$ для правой и левой ветви соотношения:

$$\xi = A_\pm / (R - R^*) \quad (9)$$

Здесь R^* некоторая константа. Чтобы избежать неограниченного возрастания ξ вблизи его максимального значения ($R = R_0$) для $R < R_0$ значение R^* было выбрано равным $2R_0$, в противном случае $R^* = 0$.

Применяя формулы (1) и (9) на всем интервале изменения R и выбирая для каждого значения R наибольшее значение ξ из (1) и (9), можно получить распределение ξ по R в зависимости от размера тела, его плотности, скорости и угла входа. Для вариантов, приведенных на рис. 1, аналитические зависимости отражены пунктирными кривыми. Как видно, имеется хорошее согласие численных и аналитических расчетов, максимальное расхождение не более чем в два–четыре раза, что с учетом точности численных расчетов вполне приемлемо. Остальные варианты численных расчетов из табл. 1 аппроксимируются зависимостями (1) и (7) также вполне удовлетворительно.

Газодинамические возмущения, инициированные кратерообразующими ударами на ионосферных высотах

В табл. 2 представлены характеристики вариантов расчетов кратерообразующих ударов комет и астероидов размером 300–3000 м, которые долетают до поверхности Земли и образуют кратеры.

На рис. 2 для нескольких вариантов из табл. 2 приведены результаты численного моделирования (сплошные кривые). В целом, поведение избыточной относительной плотности ξ качественно сходно с поведением аналогичных эпюр для «метеорных взрывов». Однако локальная немонотонность кривых свидетельствует о протекании сложных газодинамических процессов, разрешаемых на грубой сетке. Тем не менее, для построения аппроксимирующей алгебраической модели мы применили тот же подход, что и для «метеорных взрывов». Мы будем использовать для аппроксимирующих параметров те же обозначения, что и в случае метеорных ударов, добавив черту сверху.

Если для положения максимума ξ по R для «метеорного взрыва» достаточно было выбрать $R_0 = \text{const} = 150$ км, то для кратерообразующих ударов величина R_0 изменяется в пределах от 200 до –300 км с увеличением E_α . Одна из возможных аппроксимаций значений R_0 приводит к следующему выражению:

$$\bar{R}_0 = \begin{cases} 1.83 \times 10^3 \times E_\alpha^{-0.167} - 600, & E_\alpha < 2.5 \times 10^4 \\ 2.60 \times 10^2 \times E_\alpha^{0.025} - 600, & E_\alpha \geq 2.5 \times 10^4 \end{cases} \quad (10)$$

Характеристики вариантов расчета кратерообразующих ударов

№	Состав	Диаметр, м	Угол, град	Скорость, км/с	E_a , Мт
1	I	300	30	20	1.69×10^2
2	I	300	45	20	3.38×10^2
3	I	300	60	20	5.06×10^2
4	I	300	75	20	6.30×10^2
5	D	300	45	20	1.11×10^3
6	D	300	60	20	1.67×10^3
7	I	1000	15	20	1.67×10^3
8	D	1000	15	20	5.53×10^3
9	I	1000	30	20	6.25×10^3
10	I	1000	45	15	7.04×10^3
11	I	1000	60	20	1.88×10^4
12	D	1000	30	20	2.06×10^4
13	I	1000	75	20	2.33×10^4
14	I	3000	15	20	4.52×10^4
15	D	1000	60	20	6.20×10^4
16	D	1000	75	20	7.71×10^4
17	I	1000	45	50	7.82×10^4
18	D	3000	15	20	1.49×10^5
19	I	3000	30	20	4.52×10^5
20	D	1000	45	50	2.59×10^6
21	I	3000	45	20	3.38×10^6
22	I	3000	60	20	5.06×10^6
23	D	3000	75	20	2.08×10^7

Определение максимального значения $\bar{\xi}^{\max}$ осуществлялось с помощью соотношения

$$\bar{\xi}^{\max} = 523E_a^{0.9} \quad (11)$$

В качестве значения $\bar{Y}_{\min}$ оказалось удобным выбрать выражение, зависящее только от диаметра тела d :

$$\bar{Y}_{\min} = 2\log d - 4 \quad (12)$$

Ширина функции Гаусса $\bar{\Delta}_{\text{mid}}$ на высоте $\bar{Y}_{\text{mid}} = (\bar{Y}_{\min} + \bar{Y}_{\max})/2$ аппроксимировалась выражением:

$$\bar{\Delta}_{\text{mid}} = 780E_a^{0.042} \quad (13)$$

По (10)–(13) определялась зависимость $\bar{\xi}(R)$ в соответствии с распределением Гаусса (1).

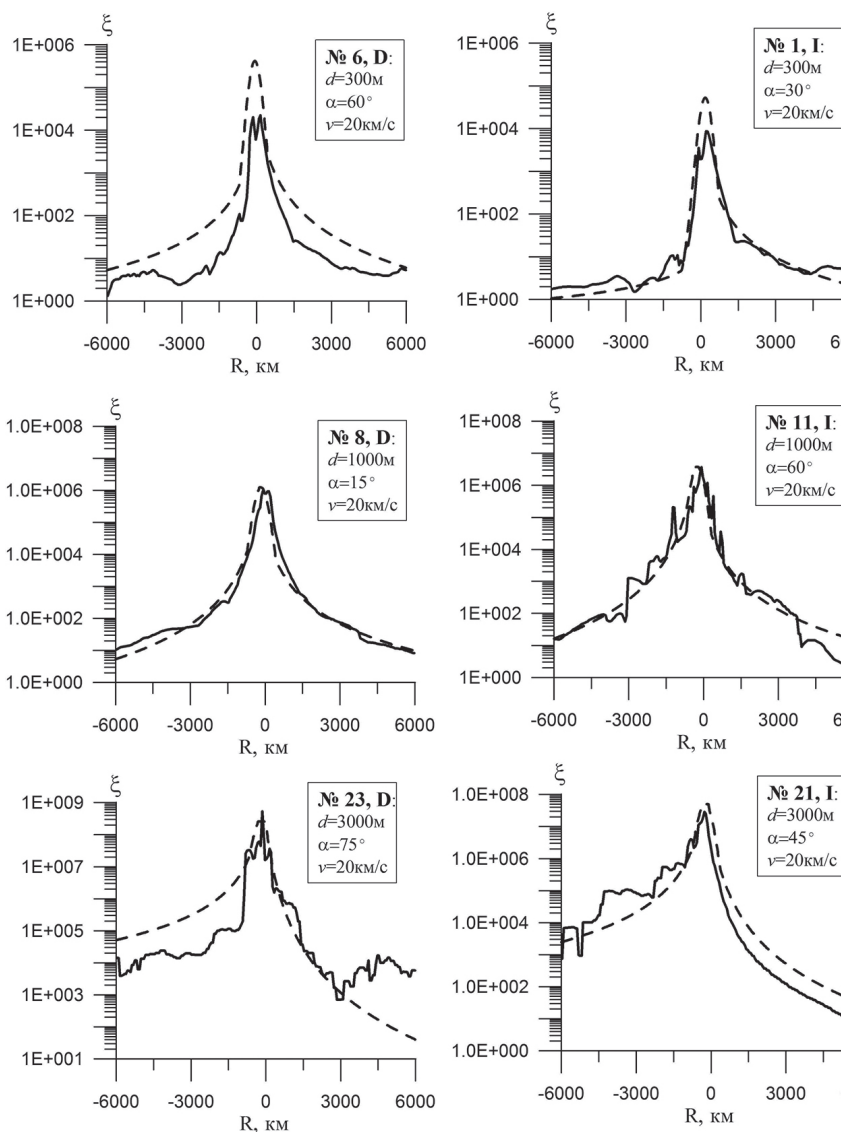


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для кратерообразующих ударов космических тел с характеристиками, соответствующими вариантам 6, 1, 8, 11, 23, 21 (см. Табл. 2)

Как и в случае «метеорных взрывов» на расстояниях, превышающих 1500–2000 км от центра, так же, как и на расстояниях меньших $-(1500-2000)$ км, поведение ξ с расстоянием достаточно хорошо описывается гиперболическим законом

$$\bar{\xi} = \bar{A}/(R - \bar{R}^*)^\beta. \quad (14)$$

Чтобы избежать неограниченного возрастания $\bar{\xi}$ вблизи его максимального значения $R = \bar{R}_0(E_a)$ для $R < \bar{R}_0$ значение $\bar{R}^*$ выбиралось равным $R_0 + \Delta R_0$, в противном случае $-R_0 - \Delta R_0$. Здесь $\Delta R_0 = \text{const} = 100$ км. Причем для ударов очень больших тел (см. рис. 2, варианты 23, 21) подобная зависимость для левой ветви

распределения $\bar{\xi}(R)$ наблюдается вплоть до положения максимума $\bar{\xi}$ и необходимость в дополнении ее функцией Гаусса отпадает.

В случае кратерообразующих ударов показатель степени $\bar{\beta}$ не удастся ограничить одним значением, и мы использовали аппроксимацию $\bar{\beta}$ по E_a отдельно для правой и левой ветви распределения $\bar{\xi}(R)$:

$$\bar{\beta}_+ = 1.3E_a^{0.096} \quad (15)$$

$$\bar{\beta}_- = \begin{cases} 0.1E_a^{0.414}, & E_a < 8 \times 10^3 \\ 10E_a^{-0.095}, & E_a \geq 8 \times 10^3 \end{cases} \quad (16)$$

Так же, как и для «метеорных взрывов» мы аппроксимировали $\bar{\xi}$ по E_a на расстояниях $R_+ = 2000$ км и $R_- = -2000$ км:

$$\bar{\xi}(R_+) = E_a^{0.615} \quad (17)$$

$$\bar{\xi}(R_-) = 0.0023E_a^{1.36} \quad (18)$$

Соотношения (16)–(19) полностью определяют зависимость (14). Выбирая максимальные значения $\bar{\xi}$ из (1) и (14) получим окончательное распределение $\bar{\xi}(R)$ для любого заданного значения E_a .

Для вариантов, представленных на рис. 2, расчеты $\bar{\xi}(R)$ для соответствующих значений E_a отражены пунктирными кривыми. В подавляющем большинстве вариантов близость кривых была вполне удовлетворительная, но в отдельных вариантах, как например в 6 и 23 (рис. 2), расхождение на некоторых участках достигало порядка величины. Причем это связано не только с качеством алгебраической модели, но и с точностью численного моделирования.

Заключение

Возмущения ионосферы в результате ударов космических тел определяются их размером, скоростью, углом наклона траектории, составом. В настоящее время практически нет никаких расчетов или оценок возможных крупномасштабных (тысячи километров по горизонтали) возмущений верхней атмосферы, вызванных падением крупных (>30 м) космических тел. Поэтому представляют интерес даже расчеты, носящие оценочный характер. Для получения более точных оценок состояния возмущенной ионосферы, особенно в поздние моменты времени, когда газодинамические потоки энергии и массы станут малы, необходимы более сложные расчеты, учитывающие плазменные, аэромические, фотохимические эффекты, возмущение естественных дрейфовых движений, токовых систем и геомагнитного поля.

Для оценки воздействия различных ударов на верхнюю атмосферу с помощью численного моделирования было проанализировано возмущение плотности воздуха в области максимума F слоя (250–400 км), а именно, на высоте $z = 300$ км. Каждый из численных экспериментов представляет собой 3D расчет и требует большого времени. Поэтому была разработана простая интерполяционная модель, позволяющая быстро оценить степень воздействия удара на верхнюю атмосферу. Благодаря удачному выбору параметра аппроксимации модель позволяет рассмотреть возмущения плотности как непрерывную функцию скоростей, размеров, углов и состава космического тела.

С учетом специфики развития газодинамических возмущений, распространяющихся в ионосфере в результате удара космического тела, можно распространить одномерные результаты на всю плоскость $z = 300$ км. Газодинамическое течение на поздних стадиях близко к осесимметричному с вертикальной осью, проходящей через центр оси L_a . Поэтому, в первом приближении, для любой точки на плоскости $z = 300$ км, отстоящей от центра на расстоянии R , можно определить два значения ξ на прямой L_a , также отстоящих от центра на расстоянии R , и по этим двум значениям с помощью линейной интерполяции вдоль дуги окружности радиуса R определить ξ в искомой точке.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИДГ РАН (рег. № 0146–2017–0003).

Литература

Хазинс В.М., Шувалов В.В. Численное моделирование акустико-гравитационных волн, инициированных падением метеороида // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 8: Сборник научных трудов ИДГ РАН М. : ГЕОС, 2016. С. 197–207.

Шувалов В.В., Светцов В.В., Артемьева Н.А., Трубецкая И.А., Попова О.П., Глазачев Д.О. Астероид Апофис – оценка опасных последствий ударов подобных тел // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 1. С. 44–58.

Шувалов В.В., Хазинс В.М. Численное моделирование возмущений в ионосфере, генерируемых при падении челябинского и тунгусского космических тел // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 2. С. 142–151.

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

Shuvalov V.V. Atmospheric plumes created by meteoroids impacting the Earth // J. Geophys. Res. 1999b. V. 104. № E3. P. 5877–5890.

УДК 523.6:57.045

ИНИЦИИРОВАНИЕ ПОЖАРОВ ПРИ УДАРАХ АСТЕРОИДОВ

В.В. Светцов, В.В. Шувалов

ИДГ РАН

Численно моделировались удары астероидов диаметром 1–10 км, включая развитие и излучение ударного плюма. Вычислялись потоки излучения на поверхности Земли, что позволило определить площади потенциального возникновения пожаров. Размеры области начального воспламенения составляют от ~ 1000 км при размере тела 1 км до ~ 7000 км при диаметре 10 км.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20189

Введение

Каждый день на Земле возникают пожары, в результате которых ежегодно выгорает около 3% поверхности суши [Randerson et al., 2012]. Частота пожаров в среднем обратно пропорциональна их размерам, наиболее значительные из них захватывают площади в тысячи квадратных километров. В совокупности пожары воздействуют на глобальные процессы развития и структуру большинства экосистем, углеродный цикл и климат. Они являются мощным биологическим фильтром, влияющим на производство биомассы и распространение растительности [Bowman et al., 2009]. При движении космического тела в атмосфере и при ударе о поверхность Земли создаются области нагретого газа и пара, излучение которых может инициировать пожары. Хорошо известно, что падение Тунгусского космического тела вызвало локальный пожар, радиационные ожоги деревьев на площади около 200 км² и гибель животных [Васильев, 2004; Vasilyev, 1998]. А удар астероида диаметром около 20 км, создавший кратер Чиксулуб 66 млн лет назад, привел к возникновению пожаров в разных районах земного шара [Morgan et al., 2013], о чем может свидетельствовать глобальный слой сажи на границе мел-палеоген [Wolbach et al., 1985]. Хотя эти пожары вряд ли могли привести к повсеместной гибели растений [Belcher et al., 2015], они, безусловно, способствовали массовому вымиранию биоты.

Астероиды размером 10–20 км сталкиваются с Землей в среднем раз в 100–300 млн лет [Иванов, 2005], и, возможно, удар на границе мел-палеоген был самым сильным ударом в фанерозое. Тела же размером 3 км сталкиваются с Землей гораздо чаще, примерно раз в 10 млн лет, и таких ударов на протяжении фанерозоя могло быть около пятидесяти. В настоящее время открыто около двадцати ударных кратеров возрастом менее 540 млн лет (фанерозой) и диаметром 35 км и больше, что соответствует ударам тел размером более 3 км. Если учесть, что площадь суши примерно в два раза меньше площади океана, можно предположить, что на суше и в прибрежных областях почти все крупные ударные кратеры фанерозоя найдены. Всего же кратеров размером не менее 35 км обнаружено лишь ненамного больше, 24 кратера, что естественно объясняется эрозией и другими изменениями земной коры.

Мы провели численное моделирование ударов каменных астероидов размером 1, 3 и 10 км и вычислили потоки излучения на поверхности Земли. Тела меньшего размера также могут вызвать воспламенение горючих материалов, но лишь в относительно небольшой области. Так при ударе астероида диаметром 300 м сухая древесина может воспламениться в радиусе ~100 км от места удара [Шувалов и др., 2017], что не выходит за рамки крупнейших лесных пожаров. Расчеты [Shuvalov, 2002] излучения при вертикальном ударе астероида диаметром 10 км показали, что пожары могут возникнуть на расстояниях 2000–3000 км от места удара. В этих расчетах при моделировании удара и развития плюма (представляющего собой расширяющуюся вверх струю испаренного вещества астероида и породы) перенос излучения учитывался в приближении оптически тонкого объема. В данной работе мы использовали приближения как для оптически тонких, так и оптически толстых сред и моделировали удары под разными углами к поверхности Земли.

Метод численного моделирования

Моделирование основывалось на предположении, что движение вещества при ударе о поверхность Земли можно описать уравнениями гидродинамики.

Гидродинамическая модель, уравнения и численный метод COBA, описаны в работах [Shuvalov, 1999; Shuvalov, Artemieva, 2002; Шувалов, Трубецкая 2007; Шувалов и др., 2017; Shuvalov et al., 2017]. След, образующийся в атмосфере во время падения космического объекта, может влиять на формирование плюма после удара о землю, поэтому мы моделировали как сам удар, так и предшествующее падение в атмосфере. На стадии падения численные уравнения решались в двумерной осесимметричной системе координат, связанной с движущимся телом. Когда тело достигает поверхности Земли, происходит переход к трехмерной системе координат, связанной с поверхностью. Мы пренебрегали прочностью космического тела и грунта в процессе удара, но учитывали внутреннее трение разрушенных пород, хотя, в отличие от образования кратеров, параметры ударного плюма незначительно зависят от прочностной модели.

Для учета переноса излучения необходимо рассчитать поток излучения в каждой точке пространства и вставить дивергенцию этого потока в правую часть уравнения энергии [Зельдович, Райзер, 1966]. Поскольку для точного расчета потоков излучения требуются чрезмерно большие затраты компьютерного времени, мы использовали два приближения: лучистой теплопроводности для оптически толстой среды с росселандовыми пробегами излучения фотонов и приближение для оптически тонкой среды, в которой излучаемая энергия пропорциональна функции Планка, умноженной на средний планковский коэффициент поглощения [Зельдович, Райзер, 1966]. Приближение лучистой теплопроводности справедливо до удара и позже, пока ударный плюм не расширится до низкой плотности в верхних слоях атмосферы. Переход от оптически толстой к оптически тонкой среде в любой ячейке разностной сетки происходит, когда оптическая толщина нагретого газа и пара вдоль диаметра огненного шара, проходящего через эту ячейку, меньше единицы.

В наших расчетах плюм поднимается на высоты порядка 1000 км, где важную роль могут играть плазмодинамические эффекты, связанные с ионизацией выброшенного попутного воздуха, с движением вышележащих слоев ионосферы и плазмосферы. Их учет требует разработки модели другого класса с включением плохо изученных к настоящему времени процессов. Такие эффекты не рассматривались, так как для оценки возможности возникновения пожаров нас интересовали только потоки излучения на поверхности Земли, которые испускаются парами при небольшой температуре (см. ниже) и на которые эти эффекты не влияют.

Метод решения уравнений гидродинамики COBA [Шувалов, 1999] позволяет различать границы между различными веществами (воздух, пар, конденсированный материал ударяющего тела и грунта), а одна ячейка может содержать три вещества с различными уравнениями состояния. Мы моделировали удары каменных сферических тел с плотностью 3.3 г/см^3 (дунит). Для твердых и жидких веществ (дунит для ударника, кварц для грунта) мы применяли уравнения состояния ANEOS [Thompson, Lauson, 1972]. Что касается паров, мы использовали уравнение состояния и оптические свойства паров обыкновенного хондрита, рассчитанные Косаревым (2009). Для воздуха мы взяли табличное уравнение состояния [Кузнецов, 1965] и таблицы коэффициентов поглощения [Авилова и др., 1970].

Расчетная сетка для двумерного моделирования состояла из 400 ячеек вдоль оси симметрии (траектории тела) и 200 ячеек в радиальном направлении. Размер ячейки увеличивался вдоль осей и составлял вблизи тела около $1/40$ от его радиуса. При моделировании удара мы использовали трехмерные декартовы координаты с размером сетки $200 \times 400 \times 400$ ячеек (200 в направлении, перпендикулярном плоскости симметрии).

Распределения температуры и плотности, полученные при моделировании удара, позволяют рассчитать потоки излучения на поверхности Земли в некоторые моменты времени. Для этого мы образуем вычислительную сетку на поверхности и проводим геометрические лучи, которые пересекают нагретый объем (ударный плюм) под разными углами. Уравнение переноса излучения решается вдоль лучей, причем его интегрирование начинается от холодного воздуха по направлению к светящейся области и к поверхности Земли. Мы учитываем спектральную зависимость излучения в многогрупповом приближении, которое раньше использовалась при моделировании мощных взрывов в атмосфере [Светцов, 1994].

Полная интенсивность излучения на поверхности при заданном угле пересечения луча с поверхностью получается суммированием интенсивностей излучения по группам энергий фотонов. Плотность потока излучения в точке на поверхности Земли рассчитывается путем интегрирования интенсивности излучения, умноженной на косинус угла между лучом и нормалью к облучаемой поверхности, по всем углам. Интегрирование плотности потока во времени позволяет получить поверхностную плотность лучистой энергии. Значения плотности потока излучения и радиационной энергии позволяют оценить эффекты, вызванные излучением.

В работах [Shuvalov et al., 2017; Светцов и др., 2018] этим методом проводилось моделирование падения Челябинского метеорита, и неплохое совпадение вычисленных и наблюдаемых потоков излучения (в пределах погрешностей наблюдений и их интерпретации) показывает, что метод вполне применим для оценки радиационных эффектов при падении космических тел.

Для определения возможности возникновения пожаров необходимы определенные критерии. Плотности лучистой энергии, необходимые для воспламенения различных материалов, были получены во время ядерных испытаний в атмосфере [Glasstone, Dolan, 1977]. Однако импульсы излучения от ударов крупных тел существенно отличаются от излучения взрывов по величине и длительности. Так, при ударе тела диаметром 3 км длительность импульса излучения составляет несколько минут [Svetsov, Shuvalov, 2018], тогда как при взрывах длительность светового импульса составляет секунды. Используя опубликованные экспериментальные данные по воспламенению природных материалов тепловым излучением [Simms, Law, 1967; Гришин и др., 1999; Belcher et al., 2015], мы получили следующее соотношение для оценки спонтанного воспламенения древесины и наиболее легковоспламеняющихся материалов:

$$E = \int_{t_0}^t q dt > q_{cr} t + at^{0.45}, \quad (1)$$

где E – плотность энергии облучения в Дж/см², q – плотность потока излучения в Вт/см², t – время облучения в секундах, q_{cr} – критическая плотность потока излучения, ниже которой воспламенение не происходит, t_0 – время, когда q становится больше q_{cr} и a – постоянная, зависящая от плотности вещества, тепловых свойств и размера облучаемого образца. Мы использовали $q_{cr} = 2.5$ Вт/см² и $a = 25.5$ для воспламенения сухой древесины и $q_{cr} = 0.85$ Вт/см² и $a = 7.6$ для легковоспламеняющихся природных материалов, таких как сухие листья или сухая пористая лесная подстилка. Форма этого соотношения и показатель степени для t взяты из [Babrauskas, 2002]. Коэффициенты q_{cr} и a выбраны так, чтобы было хорошее согласие с экспериментами по зажиганию древесины [Simms, Law, 1967], дубовых листьев,

сосновой хвои и аналога полога живого леса [Belcher et al., 2015], а также сухого пористого слоя из сосновых иголок [Гришин и др., 1999].

Результаты расчетов

После удара астероида о поверхность Земли образуется кратер и ударный плюм, который расширяется вверх и, достигнув значительной высоты, затем движется вниз под действием силы тяжести. Развитие плюма после удара десятикилометрового астероида под углом 45° показано на рис. 1. Через 10 с после контакта астероида с поверхностью плюм развивается в направлении удара, образуя впереди себя воздушную ударную волну, которая ускоряется вверх, вследствие уменьшения плотности воздуха с высотой. Но излучение этой ударной волны несущественно из-за низкой плотности воздуха на больших высотах, а основной вклад в излучение, приходящее на Землю, дает нагретый пар. Через 85 с ударная волна уходит высоко вверх (прорыв атмосферы [Зельдович, Райзер, 1966]), а плюм достигает высоты ~ 1000 км, его температура составляет 2000–2500 К, порядка температуры конденсации силикатных паров. Через 185 с верхний край плюма достигает предельной высоты 1700 км, а его горизонтальный размер составляет 2000–2500 км. Затем плюм, постепенно остывая за счет излучения, падает вниз и через 20 мин светящаяся область размером ~ 800 км располагается на высотах ниже 200 км. Через 30 мин излучение становится незначительным. Спектр основной части излучения близок к планковскому с температурой ~ 2000 К и ограничивается энергиями фотонов меньше 2.5 эВ. Радиационное воздействие плюма ограничивается той частью поверхности Земли, с которой ударный плюм виден под не очень острыми углами. Мы проводили расчеты для ясной погоды, но учитывали, что атмосфера имеет ограниченную видимость 30 км, что сказывается для острых углов.

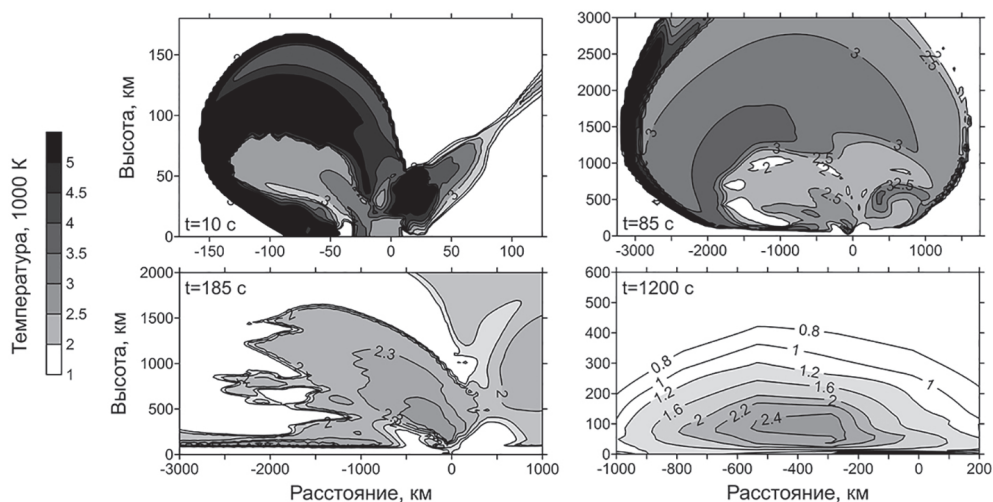


Рис. 1. Изображения температуры в плоскости, перпендикулярной поверхности Земли и проходящей через траекторию астероида. Диаметр астероида 10 км, скорость удара 20 км/с, угол 45° . На рисунках показано время, которое отсчитывается с момента контакта тела с поверхностью. Расстояние по оси абсцисс отсчитывается от места удара (от центра кратера) вдоль поверхности Земли. Астероид двигался справа налево. Значения температуры на изолиниях указаны в 1000 К

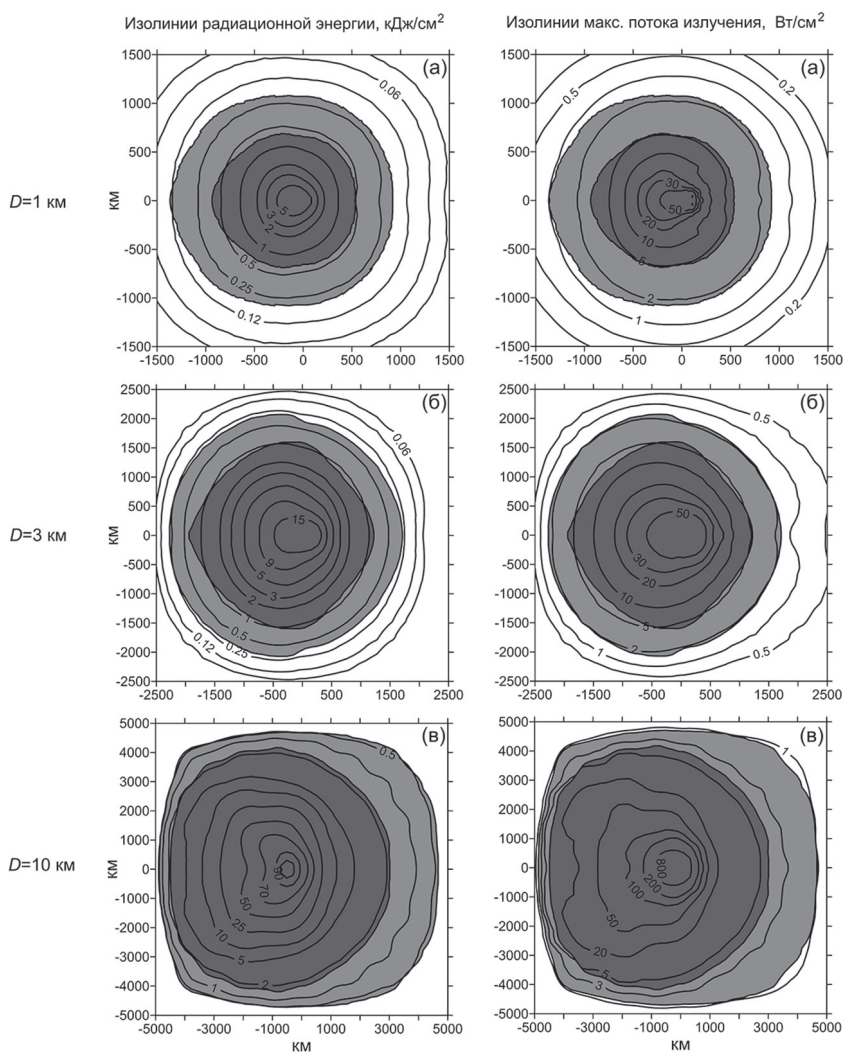


Рис. 2. Изолинии поверхностной плотности радиационной энергии (на рис. слева) и максимальной плотности потока излучения (на рис. справа) на поверхности Земли при ударах астероидов диаметром 1 (а), 3 (б) и 10 км (в), входящих в атмосферу со скоростью 20 км/с под углом 45°. Площадь потенциального инициирования огня воспламенением сухих листьев показана серым цветом, воспламенение древесины – темно-серым. Ось абсцисс направлена вдоль проекции траектории. Тело двигалось справа налево

Заметим, что в данной работе мы учитывали только излучение ударного плюма, хотя высокоскоростные выбросы вещества из кратера, которые летят по баллистическим траекториям и вновь входят в плотные слои атмосферы, также излучают энергию, которой может оказаться достаточно для возникновения пожаров [Morgan et al., 2013]. Кроме того, мы не учитывали влияние магнитного поля Земли на движение вещества. На начальной стадии развития плюма, когда воздух и пары имеют высокую температуру и степень ионизации, газодинамическое давление значительно выше магнитного. В более поздние моменты воздух за счет расширения и

излучения становится холодным (с температурой ниже фоновой). Основное свечение определяется парами ударника и мишени с температурой порядка 2000–3000 К, которая соответствует фазовому переходу газ-жидкость. В парах такая температура держится довольно долго из-за выделения энергии при конденсации. Именно эта температура видна на рис. 1. Степень ионизации при этом равна нулю, и поэтому магнитное поле не оказывает влияние на пар. Как можно видеть на рис. 1, плюм при расширении выталкивает воздух на высоты более 1000 км, где этот разреженный воздух будет ионизоваться излучением Солнца и потоками энергичных частиц. Но в данной задаче мы не рассматриваем эволюцию выброшенной массы атмосферы, поскольку для определения потоков излучения важны лишь области с высокой плотностью, пар, куда жесткое электромагнитное излучение и энергичные частицы не проникают.

На рис. 2 проиллюстрировано радиационное воздействие на поверхность Земли при ударах астероидов диаметром D , равным 1, 3 и 10 км, под углом 45° (это наиболее вероятный угол падения) со скоростью 20 км/с (близкой к средней скорости ударов по Земле). Поскольку мы определяли параметры излучения на сферической поверхности Земли, на рисунке сферическая поверхность преобразована в плоскость с сохранением расстояний от определенной точки на сфере до центра кратера, находящегося в начале координат. Мы определяли максимум плотности потока излучения по времени и по ориентации облучаемого объекта, расположенного в определенной точке на поверхности Земли. Поверхностная плотность энергии равна интегралу по времени от максимальной по ориентации объекта плотности потока излучения. Показана площадь потенциального воспламенения по формуле (1). В случаях, показанных на рис. 2, границы областей, где сухие листья могут загореться, близки к изолиниям удельной энергии излучения от 150 до 500 Дж/см² и к изолиниям максимальной плотности потока около 1–2 Вт/см². Границы областей воспламенения сухой древесины приблизительно соответствуют значениям удельной энергии 500, 1000 и 3000 Дж/см² при D , равном 1, 3 и 10 км, соответственно, и значению максимальной плотности потока ~ 5 Вт/см². Длительность радиационного импульса составляет около 250, 500 и 1500 с при ударе тел диаметром 1, 3 и 10 км, при этом на Землю приходит энергия излучения, которая составляет около 5.5, 3 и 2.5% от кинетической энергии астероида при $D = 1, 3$ и 10 км соответственно.

Размеры ударных кратеров для $D = 1, 3$ и 10 км составляют около 15, 40 и 120 км. Область потенциального возникновения пожара намного превышает как размеры кратеров, так и область низкоскоростных выбросов, составляя в диаметре около 1200, 3000 и 7000 км при $D = 1, 3$ и 10 км. Варианты расчетов ударов под разными углами показывают, что площадь воспламенения уменьшается по сравнению с рассмотренным случаем удара под углом 45° как при увеличении, так и при уменьшении угла. При вертикальных ударах и при ударах под углом 20° размер зоны воспламенения становится меньше на $\sim 40\%$. При увеличении скорости удара выше 20 км/с доля энергии излучения, приходящего на поверхность Земли, (по отношению к кинетической энергии астероида) изменяется незначительно, и поэтому площадь потенциального пожара возрастает. Если же скорость уменьшается до 15 км/с, то доля энергии излучения существенно уменьшается, и зона воспламенения может уменьшиться в размере в два раза.

Во всех случаях, рассмотренных нами, кроме низких скоростей меньше 15 км/с, размеры области потенциального пожара чрезвычайно большие, а при ударах астероидов диаметром 10 км могут быть сопоставимы с длиной меридиана.

Обсуждение результатов и выводы

Для возникновения и распространения пожара, кроме источника тепла, требуется топливо и кислород, существенное влияние оказывают климат, погода, рельеф и характер местности и особенности растительности. Мы получили верхнюю оценку площади возгорания сухих материалов в современной атмосфере при ясной погоде. Находки ископаемого древесного угля свидетельствуют, что пожары начались вскоре после появления наземных растений ~420 млн лет назад. Геологические исследования показывают, что пожары тесно связаны с содержанием кислорода в атмосфере [Scott, Glasspool, 2006]. Дефицит древесного угля в среднем и позднем девоне совпадает с прогнозируемым низким содержанием кислорода в атмосфере. Увеличение атмосферного кислорода с 13% в позднем девоне до ~30% в перми сопровождалось интенсивным распространением лесных пожаров [Scott, Glasspool, 2006]. В перми обнаружено два пика содержания кислорода ~28% около 285 млн лет назад и ~26% вблизи границы пермь-триас ~250 млн лет назад [Glasspool et al., 2015]. И в это время пожары были более распространены, чем в настоящее время при содержании кислорода около 21%.

Отдельные виды растений адаптируются к специфическим режимам пожара, которые, среди прочего, включают частоту возникновения, интенсивность и характер расхода топлива [Keely et al., 2011]. Пожар, вызванный падением крупного космического тела, отличается огромной площадью воспламенения. Растения, которые обычно занимают после локальных пожаров выгоревшую часть, в случае громадной площади, охваченной огнем, также погибнут. Особенно опасно, если удар астероида диаметром 3–10 км произойдет в момент, когда суша образует лишь один материк. Тогда область воспламенения может захватить значительную часть Пангеи – более трети всей суши в случае удара десятикилометрового астероида, а затем пожар может распространиться на еще большую площадь.

Пермь-триасовому массовому вымиранию предшествовало потепление климата, что могло способствовать изменению структуры растительности и уменьшению связности между растениями, что, в свою очередь, затруднило бы распространение естественных пожаров [Glasspool et al., 2015]. Но при ударе астероида и наличии большого количества сухого топлива (вследствие увеличения гибели растений из-за высокой вулканической активности) должен был возникнуть глобальный пожар, приводящий к катастрофе. Тем не менее глобальный пожар на границе пермь-триас пока не нашел подтверждения [Glasspool et al., 2015]. Также не было экспериментально подтверждено наличие соответствующего ударного кратера, хотя геофизические аномалии дают основание полагать, что круглая структура вблизи Фолклендских островов диаметром ~250 км и оценочным возрастом позднего палеозоя является таким ударным кратером [Rocca et al., 2017]. (Заметим, что Фолклендские острова в позднем палеозое и раннем мезозое принадлежали континенту Пангея, а исследования крупной геологической структуры, находящейся под толщей более молодых осадочных пород, с помощью бурения требуют значительных затрат).

Работа выполнена в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0005).

Авторы благодарны И.Б. Косареву за предоставление коэффициентов поглощения и уравнивания состояния паров хондрита.

Литература

Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М. : Наука, 1970. – 320 с.

Васильев Н.В. Тунгусский метеорит. Космический феномен лета 1908. М. : Русская панорама, 2004. – 360 с.

Гришин А.М., Голованов А.Н., Медведев В.В. О зажигании слоя лесных горючих материалов световым излучением // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35. № 6. С. 22–25.

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М. : Наука, 1966. – 688 с.

Иванов Б.А. Распределение ударных кратеров и астероидов по размерам // Катастрофические воздействия космических тел. М. : ИКЦ «Академкнига». 2005. С. 118–150.

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

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М. : Машиностроение, 1965. – 463 с.

Светцов В.В. Взрывы в нижней и средней атмосфере – сферически симметричная стадия // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30. № 5. С. 129–142.

Светцов В.В., Шуvalов В.В., Попова О.П. Излучение суперболида // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 3. С. 201–212.

Шуvalов В.В., Трубецкая И.А. Гигантские болиды в атмосфере Земли // Астрон. вестн. 2007. Т. 41. № 3. С. 241–251.

Шуvalов В.В., Светцов В.В., Артемьева Н.А., Трубецкая И.А., Попова О.П., Глазачев Д.О. Астероид Апофис – оценка опасных последствий ударов подобных тел // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 1. С. 1–16.

Babrauskas V. Ignition of wood: A review of the state of the art // Journal of Fire Protection Engineering. 2002. V. 12. P. 163–189.

Belcher C.M., Hadden R.M., Rein G., Morgan J., Artemieva N., Goldin T. An experimental assessment of the ignition of forest fuels by the thermal pulse generated by the Cretaceous-Palaeogene impact at Chixculub // J. Geol. Soc. 2017. V. 172. P. 175–185.

Bowman D.M.J.S., Balch J.K., Artaxo P., Bond W.J., Carlson J.M., Cochrane, M.A., et al. Fire in the Earth system // Science. 2009. V. 324. P. 481–484.

Glasspool I.J., Scott A.C., Waltham D., Pronina N., Shao L. The impact of fire on the Late Paleozoic Earth system // Frontiers in Plant Science. 2015. V. 6. Article 756.

Glasstone S., Dolan P.J. The Effects of Nuclear Weapons, 3rd edition. Washington, DC: United States Department of Defense and Department of Energy, 1977. – 653 p.

Keely J.E., Pausas J.G., Rundel P.W., Bond W.J., Bradstock R.A. Fire as an evolutionary pressure shaping plant traits // Trends in Plant Science. V. 16, P. 406–411.

Morgan J., Artemieva N., Goldin T. Revisiting wildfires at the K-Pg boundary // J. Geophys. Res. Biogeosci. 2013. V. 118. P. 1508–1520.

Randerson J.T., Chen Y., van der Werf G.R., Rogers B.M., Morton D.C. Global burned area and biomass burning emissions from small fires // J. Geophys. Res. Biogeosci. 2012. V. 117. G04012, doi:10.1029/2012JG002128.

Rocca M.C.L., Rampino M.R., Presser J.L.B. Geophysical evidence for a large impact structure on the Falkland (Malvinas) Plateau // Terra Nova. 2017. V. 29. P. 233–237.

Scott A.C., Glasspool I.J. The diversification of Paleozoic fire systems and fluctuations in atmospheric oxygen concentration // Proc. Nat. Acad. Sci. 2006. V. 103. P. 10861–10865.

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

Shuvalov V.V. Radiation effects of the Chicxulub impact event // Geological and Biological Effects of Impact Events. New York: Springer-Verlag. 2002. P. 237–247.

Shuvalov V.V., Artemieva N.A. Numerical modeling of Tunguska-like impacts // Planet. Space Sci. 2002. V. 50. P. 181–192.

Shuvalov V., Svetsov V., Popova O., Glazachev D. Numerical model of the Chelyabinsk meteoroid as a strengthless object // Planet. Space Sci. 2017. V. 147. P. 38–47.

Simms D.L., Law M. The ignition of wet and dry wood by radiation // Comb. Flame. 1967. V. 11. P. 377–388.

Svetsov V.V., Shuvalov V.V. Thermal radiation from impact plumes // Meteoritics & Planet. Sci. 2018, doi:10.1111/maps.13200. In production.

Thompson S.L., Lauson H.S. Improvements in the Chart D radiation-hydrodynamic CODE III: Revised analytic equations of state. Report SC-RR-71 0714, Sandia National Laboratory, Albuquerque, New Mexico, 1972. – 119 p.

Vasilyev N.V. The Tunguska Meteorite problem today // Planet. Space Sci. 1998. V. 46. No. 2/3. P. 129–150.

Wolbach W.S., Lewis R.S., Anders E. Cretaceous extinctions: Evidence for wildfires and search for meteoritic material // Science. 1985. V. 230. P. 167–170.

УДК 552.6; 52-35

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕЛКИХ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ ПО НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМ ДАННЫМ

В.В. Ефремов^{1,2}, О.П. Попова¹, Д.О. Глазачев¹, А.П. Карташова³

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

²Московский физико-технический институт

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт астрономии Российской академии наук

В работе рассмотрены модели взаимодействия мелких метеорных тел с атмосферой Земли. Эти модели были использованы для анализа наблюдений метеоров (кривых блеска), что позволило оценить массы и плотности метеорных тел, для чего был разработан автоматизированный метод оценки.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20190

Введение

Метеорные тела, наряду с астероидами и кометами, несут важную информацию о нашей Солнечной системе, поскольку материал, из которого они состоят, свидетельствует о составе вещества в ранние этапы эволюции Солнечной системы. Большая часть этих тел не достигает поверхности Земли и не становится метеоритами. Метеорное тело, вошедшее в атмосферу, приводит к появлению

свечения, ионизации и звуковых волн. Анализ динамики (торможение, разрушение) и излучения (светимость, спектр) дает возможность получить информацию о составе метеорного вещества и свойствах метеорного тела. Фактически, атмосфера является детектором, позволяющим изучать свойства метеорных тел. Поскольку родительскими телами метеорных тел являются астероиды и кометы, изучение метеоров позволяет изучать астероиды и кометы, что дешевле космических миссий, но не заменяет их полностью.

Метеоры делятся на поточные, которые принадлежат к метеорным потокам, и спорадические, для которых не была определена принадлежность к какому-либо из известных потоков. Метеорный поток – совокупность метеоров, порождённых вторжением в атмосферу Земли роя метеорных тел с близкими орбитами и схожими параметрами. Наиболее известные из потоков: Персеиды, Геминиды, Леониды [Бронштэн, 1981].

Яркость метеора определяется звездной величиной. Звездная величина – мера освещённости, создаваемой небесным светилом на плоскости, перпендикулярной падающим лучам [Аллен, 1977]. Абсолютная звёздная величина метеора – это звёздная величина метеора, которую он имел бы, будучи видим в зените на расстоянии 100 км [Аллен, 1977]. Мелкими метеорными телами называют метеороиды диаметром от 100 мкм до 1 см [Campbell-Brown and Koschny, 2004], что примерно соответствует звездной величине не ярче -6^m .

Несмотря на длительную историю изучения метеорных явлений, проблема точного определения массы, плотности и свойств вещества метеороида по наблюдательным данным остается до конца нерешенной. Детали взаимодействия метеорных частиц с атмосферой известны плохо, поэтому все их характеристики определяются с большими погрешностями. Большинство метеорных тел не достигают поверхности Земли, а значит невозможно исследовать их состав, поэтому их свойства приходится определять по косвенным признакам.

Наблюдения метеоров

В данной работе использовались данные наблюдений, проводимых в Звенигородской обсерватории Института астрономии Российской академии наук (ЗО ИНАСАН) и геофизической обсерватории «Михнево» (ГФО «Михнево») ИДГ РАН [Карташова и др., 2017]. Пункты наблюдений располагаются на расстоянии 104 км. Для наблюдений используются широкоугольные (поле зрения $50^\circ \times 40^\circ$) телевизионные метеорные установки (состоящие из камер Watec LCL-902H Ultimate и объективов Computar 6/0.8), установленные неподвижно относительно сторон горизонта поля зрения. Предел звездной величины для метеоров (в безлунную ночь) $+4.5^m$. Максимальная область перекрытия камер располагается на высоте 100 км. Кроме того, для анализа использовались данные базисных наблюдений, полученные Канадской автоматизированной метеорной обсерваторией (The Canadian Automated Meteor Observatory (CAMO)). Расстояние между пунктами наблюдений составляет 45 км, на каждом пункте установлены две камеры: одна с широким полем зрения 28° , другая с узким – 1.5° . Широкоугольная камера используется для получения траектории, кривых светимости и торможения метеоров, а камера с узким полем зрения – для анализа морфологии метеора в полете. Предел звездной величины (по метеорам) у широкоугольной камеры составляет $+5^m$, у узкопольной $+10^m$ [Stokan and Campbell-Brown, 2015].

Модели абляции

Для оценки параметров метеорных тел (массы, плотности и др.) по наблюдательным данным используются модели абляции [Бронштэн, 1981; Лебединец, 1980]. Для определения параметров метеорных тел требуется подобрать такие начальные данные, которые позволят воссоздать наблюдения путем решения системы дифференциальных уравнений, описывающих высоту, скорость, массу и светимость в зависимости от времени.

Хотя моделирование процесса абляции позволяет оценить свойства метеора на основе данных наблюдений, определяемые параметры зависят от выбранной модели абляции и от используемых коэффициентов, которые в свою очередь связаны со свойствами материала и характера течения вокруг метеороида. Существуют две наиболее распространенные модели, описывающие взаимодействия метеора с атмосферой. Будем называть их модель А и модель Б.

В рамках модели А предполагается, что весь тепловой поток от набегающего потока газа расходуется на испарение материала поверхности. Уравнение потери массы тела имеет вид:

$$L \frac{dM}{dt} = -\frac{1}{2} c_h \rho_a V^3 S \sqrt{a^2 + b^2} \quad (1)$$

где M , V – масса и скорость тела; t – время; S – площадь минимального сечения тела; ρ_a – плотность атмосферы на высоте полета; g – ускорение свободного падения; L – теплота абляции; c_h – коэффициент теплопередачи [Бронштэн, 1981].

Модель А чаще всего используется для моделирования достаточно больших тел (от 1 см) на средних и низких высотах, когда энергия набегающего потока настолько велика, что потерями энергии на другие процессы, кроме испарения, можно пренебречь. Обычно это происходит ниже так называемой высоты интенсивного испарения (110–130 км) [Бронштэн, 1981], но ее применяют и для субсантиметровых тел на высотах порядка 100 км [Stokan and Campbell-Brown, 2015].

На больших высотах для метеороидов маленьких размеров потери энергии на излучение с поверхности частицы и на нагрев самой частицы являются достаточно существенными. В этом случае предполагается, что набегающий поток расходуется на излучение, нагрев и испарение метеорного тела (модель Б), и уравнение сохранения энергии принимает вид:

$$\frac{1}{2} c_h \rho_a V^3 = 4\xi\sigma(T^4 - T_0^4) - \frac{L}{S} \frac{dM}{dt} + \frac{4}{3} R\rho c \frac{dT}{dt}. \quad (2)$$

Потеря массы частицы рассчитывается через давление насыщенного пара (уравнение Кнудсена-Ленгмюра):

$$\frac{dM}{dt} = -4\pi R p_v(T) \sqrt{\frac{\mu}{2\pi kT}} \quad (3)$$

где T – температура тела; p_v – давление насыщенного пара; μ – атомная масса; ρ – плотность тела; ρ_a – плотность атмосферы; R – радиус тела; L – теплота абляции; c_h – коэффициент теплопередачи, ε – излучательная способность; c – теплоемкость [Лебединец, 1980].

В обеих моделях уравнение сохранения энергии дополняется уравнениями движения:

$$M \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{2} c_d \rho_a V^2 S + Mg \sin \gamma \quad (4)$$

$$MV \frac{d\gamma}{dt} = Mg \cos \gamma - \frac{MV}{R_p} \cos \gamma \quad (5)$$

$$\frac{dH}{dt} = -V \sin \gamma, \quad (6)$$

где M , V – масса и скорость тела; t – время; H – высота над поверхностью планеты; γ – угол наклона траектории (к горизонту); S – площадь минимального сечения тела; ρ_a – плотность атмосферы; g – ускорение свободного падения; R_p – радиус планеты; c_d – коэффициент сопротивления [Стулов и др., 1995].

Неопределенность параметров в моделях

Размер и плотность метеороида, определяемые по наблюдательным данным, зависят не только от подбираемых кривых светимости и торможения, но и от предположений о коэффициентах высвета, абляции, выражения для давления паров и т.д., используемых в модели абляции. Будем называть эти величины параметрами модели, хотя они определяются как свойствами метеорного тела, так и режимом его полета. Одним из плохо определенных параметров модели является эффективность излучения (коэффициент высвета), которая в принципе зависит как от химического состава тела, так и от его скорости и высоты полета. В обзоре [Subasinghe et al., 2017] показано, что используемые различными авторами зависимости эффективности излучения от скорости метеора различаются на несколько порядков.

В модели Б потеря массы определяется через давление насыщенного пара вещества метеороида, для которого разными авторами предлагаются заметно различающиеся зависимости для одного и того же вещества. Чаще всего используется зависимость давления от температуры в следующем виде:

$$\lg p_\mu = A - \frac{B}{T}, \quad (7)$$

где A и B – постоянные для данного вещества и могут изменяться для разных диапазонов температур. Константы A и B определяются экспериментально [Бронштэн, 1981].

В данной работе в основном использовались давления для каменного вещества из работ [Campbell-Brown and Koschny, 2004] и [Moses, 1992] как наиболее часто используемые в моделировании мелких метеорных тел.

Оценка параметров метеорного тела

При оценке параметров метеорного тела согласно некоторой модели взаимодействия метеороида с атмосферой необходимо сопоставить расчетные кривые

светимости и торможения и наблюдаемые [Stokan and Campbell-Brown, 2015]. Возможен также вариант оценки параметров тела при использовании только кривой светимости [Babadzhanov, 2002]. Для этого можно, изменяя параметры в ручном режиме, подбирать кривые или же рассчитывать множество вариантов и выбирать среди них лучший. В нашей работе поиск решения производился методом дифференциальной эволюции. Для этого была построена функция невязки (функция отклонения модельного решения от наблюдаемых данных), которую было необходимо минимизировать.

В качестве невязки бралось отношение модуля разницы расчетной и наблюдаемой интенсивности свечения к наблюдаемой, на высотах, где была известна наблюдаемая интенсивность. Для фиксации максимума расчетной кривой было введено ограничение, которое позволяло ему находиться только в диапазоне высот, где есть наблюдательные данные. Варианты, не удовлетворяющие этому условию, отбрасывались.

Невязка рассчитывалась по формуле:

$$\sum_{i=1,n} \frac{|I_i^n - I_i^p|}{I_i^n} \tag{8}$$

где I_i^n – наблюдаемая интенсивность, I_i^p – расчетная интенсивность, n – количество наблюдаемых точек.

Параметры, минимизирующие значения невязки, могут соответствовать одному из локальных минимумов, что может привести к ошибке в результате. Для поиска истинного минимума были выбраны независимые параметры (размер тела и коэффициент высвета). Из этих параметров создавалась сетка, и искомый минимум по невязке в ячейках этой сетки, что позволило найти истинный минимум.

Разработанная методика была применена к оценке параметров двух метеоров, зафиксированных на ГФО «Михнево» ИДГ РАН и 3О ИНАСАН в 2016 году, и 9 метеоров, наблюдавшихся Канадской болидной сетью в 2010 году.

В качестве примера на рис. 1 приведены результаты расчётов для метеора 20101103_061127 (скорость входа 30.4 км/с, угол входа 67°), зафиксированного Канадской болидной сетью (параметры решения в табл.).

Таблица

Параметры модели и метеорного тела (20101103_061127)

Модель	Невязка	Радиус, (м)	Плотность, кг/м³	Коэффициент теплопередачи	Теплота абляции, 106 Дж/кг	Высвет, %
А	0.121	0.0012	1288	0.49	3.98	0.97
В	0.118	0.0011	845	0.59	3,80	1.46
[Stokan and Campbell-Brown, 2015]		0.00052	2400	1	6.30	5

Обе используемые модели позволяют описать наблюдательные данные этого метеора (рис. 1, а, б). Размеры, полученные обеими моделями, близки друг к другу,

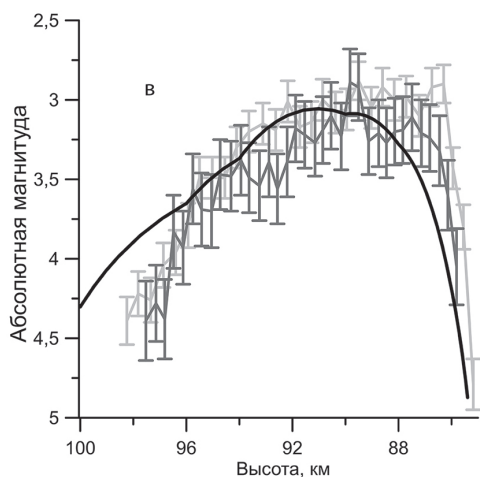
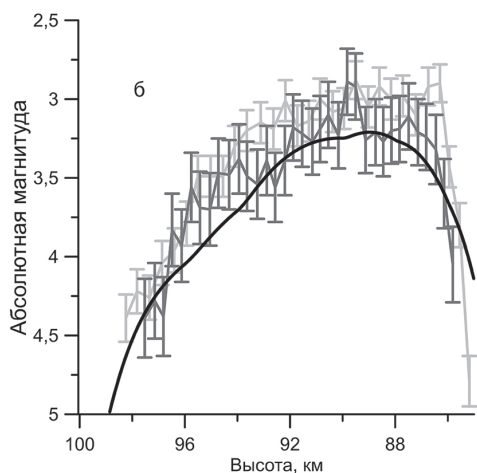
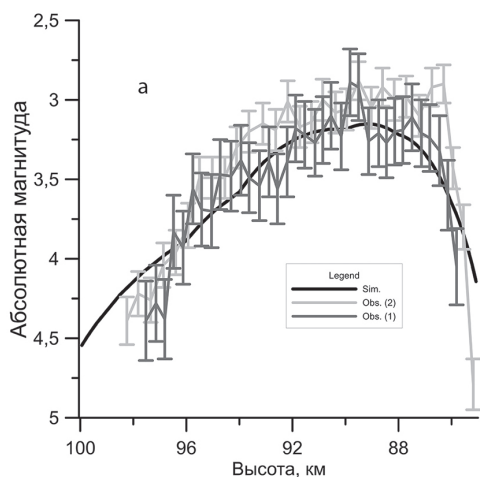


Рисунок. Сравнение наблюдаемой и модельной кривой светимости для метеора 20101103_061127 (скорость входа 30.4 км/с, угол входа 67°): а) – по модели А; б) – модель Б с давлением насыщенного пара из работы [Campbell-Brown and Koschny, 2004]; в) – результат моделирования по модели А из работы [Stokan and Campbell-Brown, 2015].

Для наблюдаемой кривой приведены данные с двух камер

плотности расходятся в полтора раза. Коэффициент теплопередачи и теплота абляции близки. Высвет различается в полтора раза. Сравнение результатов моделирования с оценками, полученными в [Stokan and Campbell-Brown, 2015], показывает, что наша аппроксимация ближе к наблюдательным данным. Размер, плотность, коэффициент теплопередачи, теплота абляции различаются в два раза, коэффициент высвета – в три-пять раз по сравнению с результатами Stokan and Campbell-Brown [2015]. Следует отметить, что в работе Stokan and Campbell-Brown [2015] коэффициенты высвета и теплопередачи, теплота абляции не варьировались.

Результаты

Анализ данных для 11 метеоров показал, что обе рассматриваемые модели (модель А и модель Б) позволяют описывать наблюдательные данные. Наилучшее согласие между наблюдаемой и модельной кривыми блеска достигается в рамках модели А для 3 метеоров из 11 (27%), в рамках модели Б – для 9 метеоров из 11 (82%). Один метеор хорошо описывается обеими моделями. Модель Б лучше подходит для моделирования взаимодействия мелких метеорных тел с атмосферой.

Оценка параметров моделей при исследовании показала, что эффективность высвета, получившаяся при моделировании, находится в пределах разброса литературных данных. Зависимость между оценкой эффективности высвета и используемой моделью не прослеживается. В целом, анализируя 11 метеоров нельзя сказать, что высвет можно определить достоверно, так как для отдельного метеора при использовании трех разных вариантов моделей эффективность высвета может достигать любого из значений диапазона.

Зависимости коэффициента теплопередачи от скорости не прослеживается. В целом, он варьируется в диапазоне 0.3–0.9, и в основном не достигает значения $c_h = 1$, которое чаще всего используется при моделировании. Таким образом, при моделировании мелких метеоров нельзя использовать приближение свободно молекулярного течения. Для модели А коэффициент варьируется в диапазоне от 0.3 до 0.5, а для модели Б – от 0.5 до 0.9. Оценки теплоты абляции, полученные при моделировании, находятся в диапазоне $3.8\text{--}7.3 \cdot 10^6$ Дж/кг. Большая часть значений лежит в диапазоне $3.8\text{--}4.5 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Работа выполнена в рамках гос. задания ИДГ РАН (рег. № 0146-2017-0003).

Литература

- Аллен К.У. Астрофизические величины // М. : Мир, 1977. – 447 с.
- Бронитэн В.А. Физика метеорных явлений // М. : Наука, 1981. – 416 с.
- Карташова А.П., Рыбнов Ю.С., Глазачев Д.О., Попова О.П., Болгова Г.Т. Изучение метеорных явлений по комбинированным наблюдениям / Триггерные эффекты в геосистемах: материалы IV-й Всероссийской конференции с международным участием (Москва, 6–9 июня 2017 г.). ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2017. С. 483–489.
- Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве // Метеоры. Л. : Гидрометеиздат, 1980. – 247 с.
- Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М. : Наука. Физматлит, 1995. – 240 с.
- Babadzhanov P.B. 2002. Fragmentation and densities of meteoroids. *Astron. Astrophys.*, 384(1), 317–321.
- Campbell-Brown M.D., and Koschny D. 2004. Model of the ablation of faint meteors. *Astron. Astrophys.*, 418, 751–758.
- Moses J.I. 1992. Meteoroid ablation in Neptune's atmosphere. *Icarus*, 99, 368–383.
- Stokan E., Campbell-Brown M.D. 2015. A particle-based model for ablation and wake formation in faint meteors. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 447, 1580–1597.
- Subasinghe D., Campbell-Brown M., and Stokan E. 2017. Luminous efficiency estimates of meteors -I. Uncertainty analysis. *Planet. Space Sci.*, 143, 71–77.

НЕЛОКАЛЬНЫЕ ГЕОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПАДЕНИИ ЛИПЕЦКОГО (21.06.2018 г.) И ЧЕЛЯБИНСКОГО (15.02.2013 г.) МЕТЕОРИТОВ

А.А. Спивак, С.А. Рябова

ИДГ РАН

На примере Челябинского (13.02.2013 г.) и Липецкого (21.06.2018 г.) событий рассмотрены геомагнитные вариации, сопровождающие падение метеоритов в атмосфере Земли. С использованием данных инструментальных наблюдений, выполненных в ряде магнитных обсерваторий международной сети станций ИНТЕР-МАГNET и в Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН, показано, что в целом падение метеоритов вызывает изменение модуля вектора магнитной индукции на величину до $\sim 3,5$ нТл вне зависимости от расстояния до места падения космического тела. При этом горизонтальные компоненты магнитной индукции уменьшаются с амплитудой до ~ 8 нТл. Геомагнитный эффект от падения метеоритов наблюдается на расстояниях до 2700 км. Предложена зависимость длительности вызванных вариаций модуля магнитной индукции от расстояния.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20191

Введение

Изучение падения космических тел на Землю представляет особый интерес с точки зрения оценки астероидной и кометной опасности [Adushkin, Nemchinov, 1994; Binzel, 2000]. Сопровождающие это явление процессы, такие как образование ударной волны, мощное тепловое излучение, насыщение атмосферы пылью и аэрозолями, образование кратеров и сейсмических волн при падении космических тел на поверхность Земли и цунами при падении в акваторию, представляют серьезную опасность для человека и результатов его деятельности. В связи с тем, что крупномасштабные события такие, например, как Тунгусское событие 30.06.1908 г., весьма редки, основное внимание исследователей нацелено на изучение метеороидов – космических тел размером от ~ 1 до ~ 50 м.

К настоящему времени известно значительное количество работ, посвященных, как правило, численному моделированию различных эффектов, вызываемых падением метеоритов [Адушкин и др., 2004; Лосева, Кузьмичева, 2010; Кузьмичева и др., 2014; Немчинов и др., 1999; Рыбнов и др., 2014; Светцов, Шувалов, 2014; Adushkin, Nemchinov, 1994; Beech, Forshini, 1999; Broshten, 1983] и др. В основном изучается локальная область сильных возмущений, в которой протекают процессы, количественная характеристика которых позволяет оценивать энергию события, а именно: свечение воздушных масс, ударная волна, акустический сигнал, наведенные сейсмические колебания и т.д. В меньшей степени освещаются вопросы, связанные с вариацией физических полей – магнитного и электрического.

Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что падение метеоритов в земной атмосфере вызывает электромагнитные возмущения [Немчинов и др., 1999;

Adushkin, Nemchinov, 1994]. Предложен ряд механизмов и разработаны модели процесса возбуждения электромагнитного сигнала [Ковалева и др., 2014; Broshten, 1991; Keay, 1992; Price, Blum, 2000] и др. Однако теоретические модели не в полной мере описывают многие свойства низкочастотных электромагнитных сигналов, что связано с явным недостатком наблюдательной информации, которая требуется не только при тестировании и совершенствовании теории, но и при разработке новых подходов к описанию физических процессов, сопровождающих падение метеоритов.

В настоящей работе анализируются результаты инструментальных наблюдений за геомагнитными вариациями, вызванными падением Липецкого (21.06.2018 г.)¹ и Челябинского (15.02.2013 г.) [Бернгардт и др., 2013; Popova et al., 2013] метеоритов.

Исходные данные

В качестве исходных привлекались данные регистрации трех компонент магнитной индукции на земной поверхности, выполненные в среднеширотных обсерваториях международной сети станций ИНТЕРМАГНЕТ, а также в геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН (MHV) [Адушкин и др., 2016; Гвишиани и др., 2015] (табл. 1). Расположение пунктов магнитной регистрации приведено на рис. 1.

Таблица 1

Пункты геомагнитных наблюдений

Наименование пункта наблюдения	Обозначение	Широта, град.	Долгота, град.	Расстояние от места падения метеорита, км	
				Липецкое событие	Челябинское событие
Арти*	ARS	56.433	58.56	~ 1300	~ 100
Бельск*	BEL	51.84	20.79	~ 1200	~ 2500
Борок*	BOX	58.07	38.23	~ 670	~ 1300
Киев*	KIV	50.72	30.3	~ 630	~ 2000
Львов*	LVV	49.9	23.75	~ 1000	~ 2400
Михнево	MHV	54.94	37.73	~ 200	~ 1500
Новосибирск*	NVS	54.85	83.23	~ 2700	~ 1500

Примечание. Звездочкой обозначены магнитные обсерватории ИНТЕРМАГНЕТ.

События 15.02.2013 г. (Челябинское) и 21.06.2018 г. (Липецкое) произошли в условиях спокойной геомагнитной обстановки (табл. 2), что существенно упростило анализ геомагнитных вариаций, вызванных падением космических тел.

Подготовка данных для обработки и анализа заключалась в обнаружении и удалении выбросов (спайков) с привлечением критериев Хоглина [Hoaglin et al., 2000], Титьяна-Мура [Tietjen, Moore, 1972] и Граббса [Дубров, 2003]. Пропуски во временных реализациях, включая возникшие в результате удаления выбросов, удалялись

¹ www.vestivr.ru

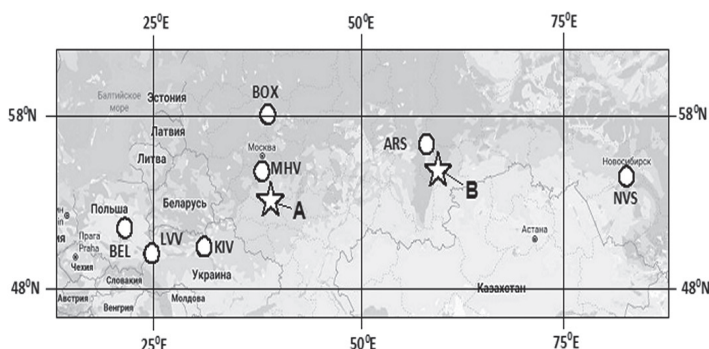


Рис. 1. Расположение пунктов магнитной регистрации (звездочками обозначены места падения Липецкого (А) и Челябинского (В) метеоритов)

Таблица 2

**Значения K -индекса геомагнитной активности
по данным обсерватории МНУ**
(www.idg-comp.chph.ras.ru/~mikhnevo/)

Дата	Время (UT)							
	0–3	3–6	6–9	9–12	12–15	15–18	18–21	21–24
15.02.2013 г.	0	0	0	1	1	2	3	2
21.06.2018 г.	0	1	0	2	1	1	0	0

при их незначительном количестве (1–5) с помощью линейной интерполяции, в случае единичных более продолжительных интервалов пропущенных значений для восстановления ряда применялось двойное преобразование Фурье [Грачев, 2004].

Для анализа использовались ряды цифровых данных, сформированные с дискретностью 1 мин.

**Геомагнитные вариации при падении
Липецкого и Челябинского метеоритов**

Анализ результатов инструментальных наблюдений показывают, что падение метеоритов в атмосфере Земли сопровождается характерными вариациями магнитного поля. При этом следует отметить нелокальный характер вызванных геомагнитных вариаций, регистрируемых вплоть до расстояний ~ 2700 км. В качестве примера на рис. 2 представлен ход компонент B_x , B_y и B_z магнитной индукции¹ вблизи земной поверхности в условиях обсерватории МНУ в период падения Липецкого метеорита. На рис. 3 приведены горизонтальные компоненты магнитной индукции для этого же события по данным некоторых станций ИНТЕРМАГНЕТ. Примеры вариации модуля индукции $B_0 = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ в период падения Челябинского метеорита по данным обсерваторий ИНТЕРМАГНЕТ приведены на рис. 4 и 5.

¹ Система координат: ось X направлена на географический север, Y – на восток, Z – вертикально вниз.

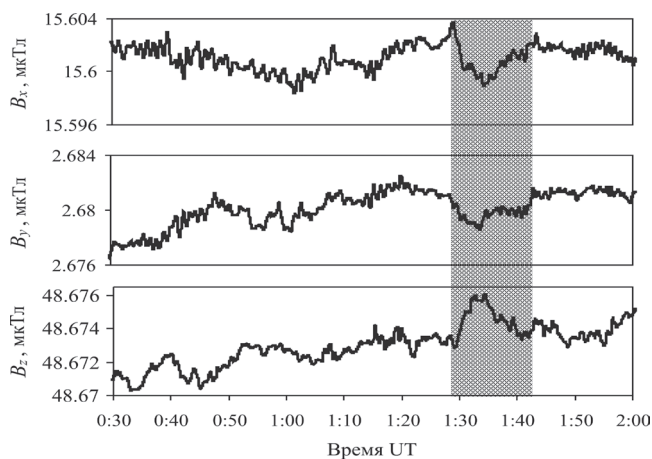


Рис. 2. Вариации компонент индукции геомагнитного поля в период падения Липецкого метеорита (регистрация в обсерватории МНУ). Фоном помечен примерный период наведенных возмущений магнитного поля

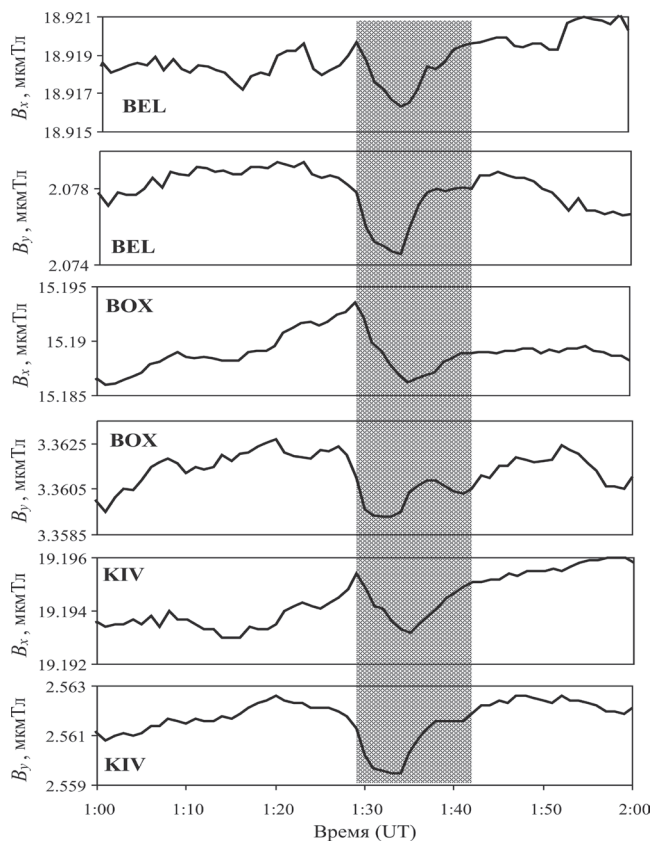


Рис. 3. Вариации горизонтальных компонент магнитной индукции в период падения Липецкого метеорита (данные магнитных обсерваторий сети ИНТЕРМАГНЕТ: BEL, BOX и KIV). Фоном помечен примерный период наведенных возмущений магнитного поля

На графиках рис. 2 и 3 видно, что период падения метеорита характеризуется ярко выраженными вариациями компонент B_x и B_y (бухтообразное понижение) и, в частности, повышенными значениями компоненты B_z . Начало наведенных геомагнитных вариаций близко ко времени падения Липецкого метеорита $t_0 \sim 01:20$ UT [www.vestivrn.ru]. Максимальный геомагнитный эффект достигается с некоторой характерной для этого процесса задержкой [Кузьмичева, Лосева, 2010], которая в данном случае составляет около 5 мин. Затем величина вариаций магнитного поля возвращается к своим невозмущенным значениям. Амплитуда вариаций компонент B_x , B_y и B_z по записям в МНВ составляет соответственно $B_x^* \sim 4,5$; $B_y^* \sim 3,5$ и $B_z^* \sim 3$ нТл. Отметим, что в относительных величинах наибольшие вариации испытывают горизонтальные компоненты вектора магнитной индукции.

Аналогичный вывод следует из данных рис. 4 и 5, а именно: в период падения Челябинского метеорита $t_0 \sim 03:20$ UT [Емельяненко и др., 2013] наблюдаются выделяющиеся на фоне обычных повышенные вариации геомагнитного поля, причем, на значительных расстояниях от места падения космического тела (табл. 3). При этом амплитуда наведенных изменений модуля вектора магнитной индукции B_0^* (табл. 3) колеблется в интервале от 0,5 до 3,5 нТл при неопределенности значений не хуже 15%.

Рис. 4. Вариации модуля индукции геомагнитного поля в период падения Челябинского метеорита (данные обсерваторий BEL, BOX и KIV). Фоном помечен примерный период наведенных возмущений магнитного поля

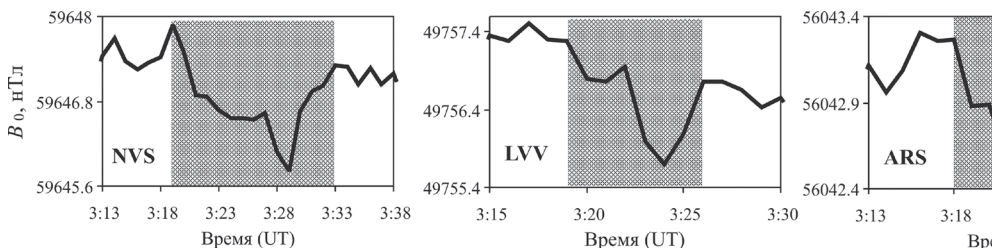
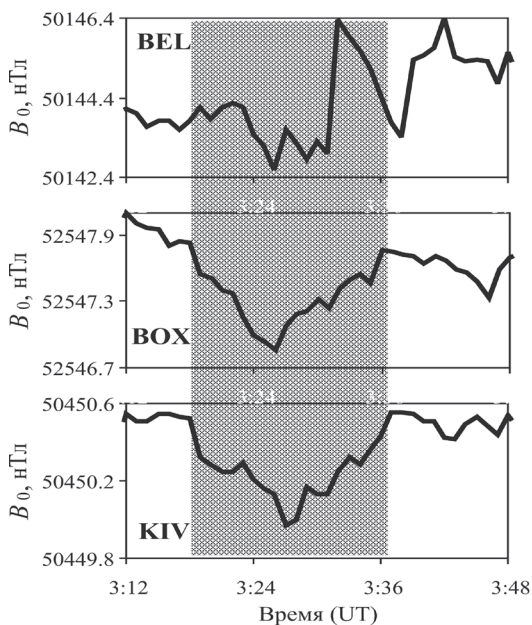


Рис. 5. Вариации модуля индукции геомагнитного поля в период падения Челябинского метеорита (данные магнитных обсерваторий NVS, LVV и ARS). Фоном помечен примерный период наведенных возмущений магнитного поля

Результаты обработки магнитных записей

Обсерватория	t_0 , UT	T , мин	B^* , нТл	B^* , нТл	B^* , нТл	B^* , нТл	R , км
Челябинский метеорит							
MHV	3:19	19	1.6	1.3	0.4	1.2	~ 1500
BEL	3:18	18	~ 1	1.4	1.4	1.5	~ 2500
KIV	3:18	19	~ 1	0.5	0.4	0.5	~ 2000
BOX	3:18	18	2.7	0.6	~ 4	~ 1	~ 1300
LVV	3:19	15	~ 1	0.5	1.9	1.6	~ 2400
ARS	3:18	10	1.9	—	—	0.8	~ 100
NVS	3:19	14	1.2	2.1	~ 2	2.1	~ 1500
Липецкий метеорит							
MHV	1:29	14	4.5	3.5	~ 3	2.7	~ 200
BEL	1:28	17	4.8	0.3	~ 3	3.5	~ 1200
KIV	1:27	15	3.5	~ 2	1.9	~ 2	~ 630
BOX	1:29	13	7.3	3.1	0.8	1.9	~ 670

Результаты регистрации свидетельствуют о том, что длительность T наведенных геомагнитных вариаций изменяется в достаточно узком интервале от ~10 до ~19 мин (табл. 3), что значительно превышает время свечения болидов (секунды – десятки секунд).

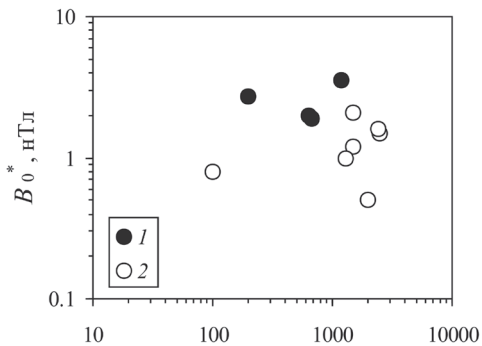


Рис. 6. Величина изменения модуля вектора магнитной индукции в зависимости от расстояния до места падения Липецкого (1) и Челябинского (2) метеороидов

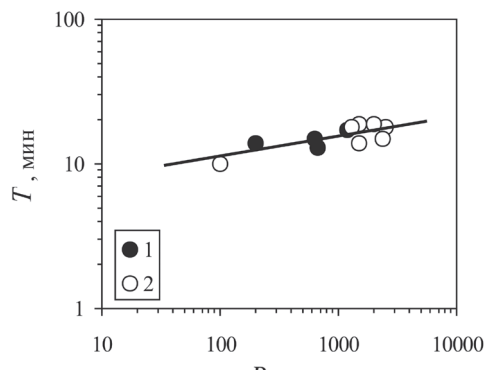


Рис. 7. Зависимость длительности возмущенного периода от расстояния до места падения Липецкого (1) и Челябинского (2) метеороидов

Данные табл. 3 представлены в графическом виде на рис. 6 и 7 и свидетельствуют о том, что вне зависимости от расстояния до места падения космического тела величина B_0^* не выходит за пределы интервала 0,5–3,5 нТл.

Оценка зависимости длительности возмущенного периода от расстояния до места падения Липецкого метеороида (рис. 7) дает:

$$T \approx 5,5R^{0,15}, \text{ мин,}$$

где R выражено в км.

Заключение

В результате сбора и анализа данных показано, что падение метеоритов в атмосфере сопровождается нелокальным геомагнитным эффектом: наведенные вариации магнитного поля наблюдаются на значительном удалении (до ~2700 км) от места падения космического тела.

Анализ данных показал, что в целом падение метеоритов вызывает изменение модуля вектора магнитной индукции на величину 5–3,5 нТл вне зависимости от расстояния до места падения космического тела. При этом горизонтальные компоненты магнитной индукции уменьшаются бухтообразно с амплитудой до ~7 нТл.

Предложена оценочная зависимость длительности вызванных вариаций модуля вектора магнитной индукции от расстояния.

Теоретические и численные модели, описывающие возмущения верхней атмосферы, ионосферы и магнитосферы Земли, должны быть согласованы с данными наблюдений магнитных вариаций по пространству, продолжительности, интенсивности и соотношению компонент геомагнитного поля.

Исследования выполнены в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0004).

Литература

Адушкин В.В., Попова О.П., Рыбнов Ю.С., Кудрявцев В.И., Мальцев А.Л., Харламов В.А. Геофизические эффекты Витимского болида 24.09.2002 г. // Доклады академии наук. 2004. Т. 397. № 5. С. 685–688.

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

Бернгардт О.И., Добрынина А.А., Жеребцов Г.А., Михалев А.В., Первалова Н.П., Рятовский К.Г., Рахматуллин Р.А., Саньков В.А., Сорокин А.Г. Геофизические явления, сопровождавшие падение Челябинского метеороида // Доклады академии наук. 2013. Т. 452. 3. 2. С. 205–207.

Гвишиани А.Д., Лукьянова Р.Ю. Геоинформатика и наблюдения магнитного поля Земли: российский сегмент // Физика Земли. 2015. № 2. С. 3–20.

Грачев А.В. К восстановлению пропусков в экспериментальных данных // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского : Серия Радиофизика. Нижний Новгород: ННГУ, 2004. Вып. 2. С. 15–23.

Дубров А.М. Многомерные статистические методы: учебник для студентов экономических специальностей высших учебных заведений / А.М. Дубров, В.С. Мхитарян, Л.И. Трошин. М. : «Финансы и статистика», 2003. – 351 с.

Ковалева И.Х., Ковалев А.Т., Попова О.П., Рыбнов Ю.С., Поклад Ю.В., Егоров Д.В. Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении

метеороида // Динамические процессы в геосферах. Вып. 5: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2014. С. 26–47.

Кузьмичева М.Ю., Лосева Т.В., Ляхов А.Н. Ионосферный эффект Челябинского события // Динамические процессы в геосферах. Вып. 5: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2014. С. 86–94.

Лосева Т.В., Кузьмичева М.Ю. Оценка геомагнитного эффекта при Тунгусском событии 1908 года // Физика межгеосферных взаимодействий: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2010. С. 261–269.

Немчинов И.В., Лосева Т.В., Меркин В.Г. Оценка геомагнитного эффекта при падении Тунгусского метеороида // Физические процессы в геосферах: их проявление и взаимодействие. М. : ИДГ РАН, 1999. С. 324–335.

Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А. Оценка энергии Челябинского болида по спектру мощности длиннопериодных колебаний атмосферного давления // Динамические процессы в геосферах. Вып. 5: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2014. С. 78–85.

Светцов В.В., Шувалов В.В. Оценка сейсмического эффекта, вызванного падением Челябинского космического тела // Динамические процессы в геосферах. Вып. 5: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2014. С. 95–103.

Adushkin V.V., Nimchinov I.V. Consequences of impacts of cosmic bodies on the surface of the Earth // Hazards due to Comets and Asteroids / Ed. T. Gehrels. Tucson; London: Univ. Arizona Press, 1994. P. 721–778.

Beech M., Forshini L. A spacecharge model for electrophonic bursters // Astron. Astrophys. 1999. Vol. 345. L27–L31.

Binzel R.P. The Torino impact hazard scale // Planet. Space Sci. 2000. Vol. 48. P. 297–303.

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

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

Hoaglin D.C., Mosteller F., Tukey J.W. Understanding robust and exploratory data analysis. 2nd edition. New-York: John Wiley & Sons, 2000. – 472 p.

Keay C.S.I. Electrophonic sounds from large meteor fireballs // Meteoritics. (1992). Vol. 27. P. 144–148.

Popova O.P. and 59 co-authors. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery and characterization // Science. 2013. Vol. 342. Issue 6162. P. 1069–1073.

Price C, Blum M. ELF/VLF radiation produced by the 1999 Leonid meteors // Earth, Moon, Planets. 2000. Vol. 82/83. P. 545–554.

Tietjen G.L., Moore R.H. Some Grubbs-type statistics for the detection of several outliers // Technometrics. 1972. Vol. 14. P. 583–597.

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ УРАГАНА В МОСКВЕ 21 АПРЕЛЯ 2018 г.

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

ИДГ РАН

Приведены результаты инструментальных наблюдений за микробарическими пульсациями атмосферного давления и вариациями электрического поля в условиях г. Москвы в период урагана 21.04.2018 г. Установлено, что сильные возмущения атмосферы в виде холодного атмосферного фронта, сопровождающегося увеличением скорости ветра до штормовых значений, вызвали значительные амплитудные вариации напряженности электрического поля и акустических колебаний. При этом примерно за 6 часов до наступления урагана обнаружены повышенные вариации указанных геофизических полей с характерными изменениями спектральных характеристик их вариаций, что при накоплении данных может рассматриваться как прогностический признак приближающегося урагана.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20192

Введение

Исследование поведения геофизических полей в периоды сильных атмосферных возмущений представляет значительный интерес как с точки зрения получения информации о закономерностях развития процессов, протекающих в гео-сферах в условиях взаимодействия и преобразования физических полей, так и для разработки критериев, которые могут быть положены в основу разработки прогностических признаков катастрофических процессов и явлений в среде обитания человека. При этом отмечается явный недостаток данных инструментальных наблюдений, что является существенным препятствием на пути построения теоретических моделей сильных атмосферных явлений [Голицын, 2013; Спивак и др., 2018].

Настоящая работа является продолжением ранее выполненной работы [Спивак и др., 2018] и посвящена изучению вариаций электрического и акустического полей, вызванных сильным возмущением атмосферы ураганом в г. Москве 21.04.2018 г.

Используемые данные

Исходными данными для настоящих исследований послужили результаты инструментальных наблюдений, выполненных в Центре геофизического мониторинга Москвы ИДГ РАН (ЦГМ) [Адушкин и др., 2014; Спивак и др., 2016]. Вертикальная компонента напряженности электрического поля E регистрировалась с помощью электростатического флюксметра ИНЭП, обеспечивающего измерения E в интервале от 1 В/м до 6–10 кВ/м в зависимости от конкретного экземпляра регистратора в частотном диапазоне 0–20 Гц. Измерение акустических колебаний выполнялось 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 B&K. Метеорологические параметры атмосферы (температура и влажность воздуха соответственно T и W , атмосферное давление P , скорость ветра V) регистрировались с помощью цифровой автоматической метеостанции Davis Vantage Pro2.

Полученные цифровые ряды данных представлены на сайте ИДГ РАН в графическом и цифровом видах¹.

Для анализа использовались данные, полученные 21 апреля 2018 г., когда наблюдалось возмущение атмосферы ураганного типа с сильными негативными последствиями для Москвы². Оценка спектральных характеристик вариаций E и микропульсаций атмосферного давления выполнялась с использованием авторегрессионных моделей цифровых рядов.

Вариации геофизических полей в период урагана 21.04.2018 г.

Особенностью рассматриваемого события, максимальная интенсивность которого наблюдалась в период 14:00–14:30 UT, является отсутствие грозовой активности при сильно возмущенном состоянии атмосферы [Адушкин и др., 2016].

Анализ данных, полученных в результате инструментальных наблюдений, показал, что наряду с сильными возмущения атмосферы, проявляющимися в виде резких изменений метеорологических характеристик: температуры T , атмосферного давления P_0 , скорости ветра³ V , влажности W и т.д. (рис. 1), отмечаются также значимые вариации геофизических полей: электрического поля (ЭП) и акустических колебаний (АК) у земной поверхности [Спивак и др., 2017].

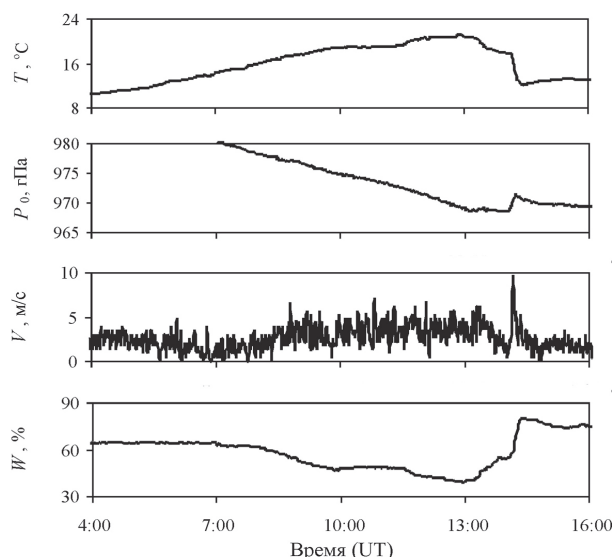


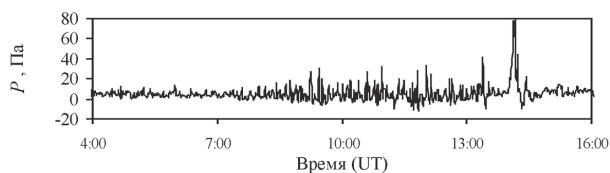
Рис. 1. Изменение метеопараметров в период урагана в г. Москве 29.05.2017 г.

¹ http://idg-comp.chph.ras.ru/~idg/Data_public/

² <http://www.tass.ru>

³ На рис. 1 приведены поминутно усредненные значения скорости ветра; пиковые значения V превышали 30 м/с

Рис. 2. Амплитуда акустических колебаний в период урагана в г. Москве 29.05.2017 г.



Акустические колебания. На рис. 2 приведены вариации амплитуды акустических колебаний P во время урагана и в период, предшествующий ему. Из рис. 2 следует, что наибольшая амплитуда акустических колебаний наблюдается в период 14:00–14:17 UT, что совпадает по времени с периодом наиболее сильных проявлений урагана. Одновременно с этим регистрируется повышение амплитуды АК, начиная примерно с 8:00 UT, то есть за 6 часов до наступления наиболее разрушительной стадии рассматриваемого атмосферного явления. Характерно, что в это время наблюдается изменение спектральных характеристик АК по сравнению с фоновыми (рис. 3). Следует отметить, что, если общий ход зависимости спектральной плотности от частоты для фоновых АК и для стадии, предшествующей урагану, примерно одинаков, то в период собственно урагана максимум спектра смещается в сторону существенно более низких частот (период АК выше ~ 5 мин).

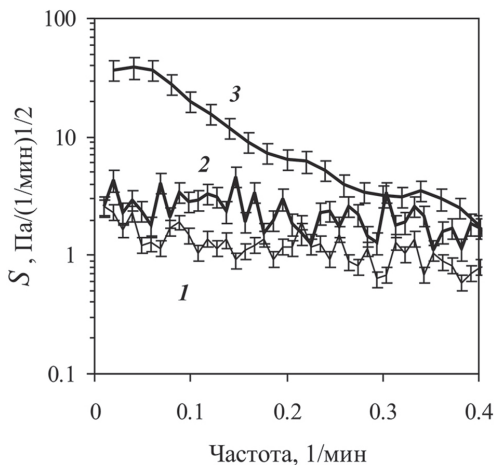
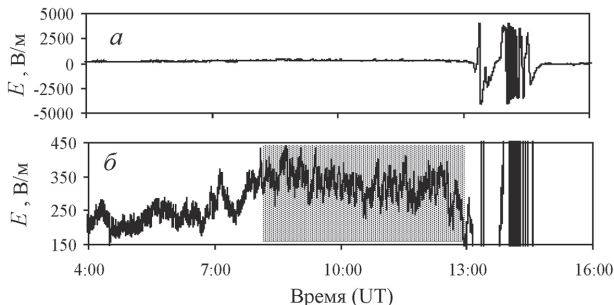


Рис. 3. Спектр акустических колебаний при невозмущенном состоянии атмосферы (1), в период, предшествующий урагану (2), и в период наиболее сильных проявлений урагана (3). Вертикальными черточками обозначен интервал неопределенности оценки спектра с использованием авторегрессионных моделей цифровых рядов данных

Электрическое поле. Интенсивные атмосферные возмущения и, в частности, повышение скорости ветра в период урагана, что приводит к изменению степени турбулентности приземного слоя воздуха и формированию аэроэлектрических структур [Анисимов и др., 2000]. Это вызывает значительные вариации напряженности электрического поля, амплитуда которых достигает ~ 4000 В/м (рис. 4).

Рис. 4. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля у земной поверхности в период урагана 21.04.2018 г. (а); график, демонстрирующий изменение вариаций E перед приходом холодного атмосферного фронта (б)



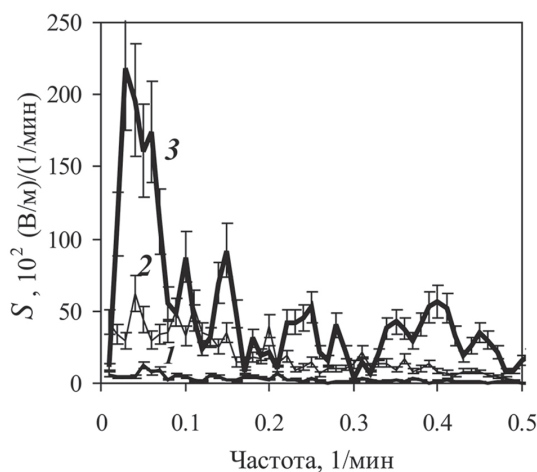


Рис. 5. Спектр вариаций электрического поля при невозмущенном состоянии атмосферы (1), в период, предшествующий урагану (2), и в период наиболее сильных проявлений урагана (3). Вертикальными черточками обозначен интервал неопределенности оценки спектра с использованием авторегрессионных моделей цифровых рядов данных

Следует отметить, что, начиная примерно с 7:30 UT в период, непосредственно предвещающий основное событие (практически за ~6 часов до урагана), регистрируется изменение амплитудных (рис. 4) и спектральных (рис. 5) характеристик вариаций электрического поля.

Закключение

Результаты инструментальных наблюдений позволяют констатировать, что сильные возмущения атмосферы в виде урагана 21.04.2018 г. в г. Москве вызвали значительные вариации электрического и акустического полей в приземном слое атмосферы.

Наиболее интенсивным вариациям электрического и акустического полей, отмечавшихся непосредственно в период урагана, наблюдаются повышенные вариации указанных геофизических полей, которые ему предшествуют примерно за 6 часов до основного события. При этом спектральные характеристики вариаций акустических колебаний и напряженности электрического поля существенно отличаются для фоновое периода, периода, предшествующего сильным вариациям, и для периода максимальных амплитудных вариаций.

Наличие предшественника сильным возмущениям можно рассматривать как потенциальную возможность прогнозирования и, следовательно, предупреждения явлений ураганного типа.

Исследования выполнены в соответствии с государственным заданием ИДГ РАН (рег. № AAAA-A17-177112350013-1).

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А., Волосов С.Г. и др. Организация и первые результаты наблюдений за физическими полями г. Москвы // Динамические процессы в геосферах. Вып. 6: сб. научн.тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2014. С. 106–115.

Адушкин В.В., Спивак А.А., Рыбнов Ю.С. и др. Акустические и электрические эффекты грозового явления в Москве // Динамические процессы в геосферах. Вып. 8: сб. научн.тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2016. С. 109–114.

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

Голицын Г.С. Статистика и динамика природных процессов и явлений: Методы, инструментальные результаты. М. : КРАСАНД, 2013. – 400 с.

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. 2016. Т. 52. № 2. С. 65–78.

Спивак А.А., Рыбнов Ю.С., Харламов В.А. Вариации геофизических полей в период ураганов и шквалов в Москве // Динамические процессы в геосферах. Вып. 9: сб. научн.тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2017. С. 88–93.

Спивак А.А., Рыбнов Ю.С., Харламов В.А. Вариации геофизических полей при ураганах и шквалах // Доклады академии наук. 2018. Т. 480. № 5. С. 592–595.

УДК 550.3

ПЕРЕОЦЕНКА ВЫДЕЛИВШЕГОСЯ РАДИОГЕННОГО ТЕПЛА ЗЕМЛИ В ПЕРВЫЕ 500 МЛН ЛЕТ ЕЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ, ВЫСВОБОЖДЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЗЕМНОГО ЯДРА

В.Н. Сергеев, Г.В. Печерникова

ИДГ РАН

На основе современных данных сделаны оценки количества тепла, выделившегося в земных недрах в первые 500 млн лет существования Земли 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). Рассмотрен вопрос о гравитационной энергии, выделившейся в процессе формирования земного ядра.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20193

Введение

Время формирования и первые сотни млн лет существования Земли являются наиболее энергетически насыщенным периодом в ее истории, определившим дальнейший ход ее эволюции. В это время, в частности, сформировались внутренние геосферы Земли – железно-никелевое ядро и силикатная мантия. Процесс выделения земного ядра требует нагрева недр Земли до температур, превышающих

температуру плавления железа. Поэтому представляет большой интерес исследование энергетических источников разогрева Земли. Этому вопросу посвящено много работ, затрагивающих различные аспекты проблемы. В том числе оценивались суммарные количества энергии, выделившиеся в результате тех или иных процессов. В [Eppelbaum, Kutasov, Pilchin, 2014] представлена таблица с результатами исследования этого вопроса некоторыми авторами. Однако не все такие результаты совместимы с современными знаниями и поэтому требуют уточнения.

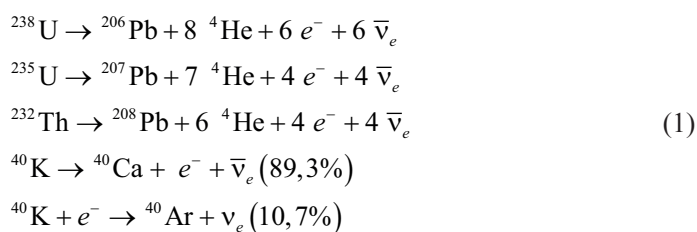
К настоящему времени получены новые данные по короткоживущим изотопам ^{26}Al и ^{60}Fe [Сергеев, 2017], радиоактивный распад которых играл преобладающую роль в радиогенном тепле Земли на начальном этапе формирования Земли. Данные регистрации геонейтрино (электронных антинейтрино, рождающихся при распаде радиоактивных изотопов в недрах Земли) от распадов ^{238}U и ^{232}Th позволили ограничить круг моделей состава Земли [Сергеев, 2014; 2015].

Сейчас не вызывает сомнения, что ядро Земли сформировалось в период ее роста [Печерникова, Сергеев, 2017], в то время как оценки гравитационной энергии, выделившейся при формировании земного ядра, делались исходя из начального состояния однородной Земли, имеющей современный радиус (смотри, например, [Stacey, Stacey, 1999]).

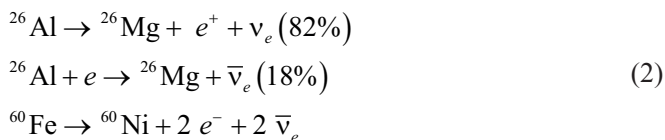
В настоящей работе представлены оценки суммарного радиогенного тепла Земли в первые 500 млн лет ее существования, полученные на основе современных данных, и рассмотрен вопрос о гравитационной энергии, выделившейся в процессе формирования земного ядра.

Оценки радиогенного тепла Земли в первые 500 млн лет ее существования

Распад радиоактивных изотопов, дающих основной вклад в радиогенное тепло Земли на том или ином этапе ее эволюции, 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]:



В [Сергеев, 2017] на основе современных данных оценены скорости выделения радиогенного тепла на единицу массы вещества растущей Земли h от времени t по процессам (1) и (2). Время отсчитывается от времени t_0 образования CAI

(кальций-алюминиевых включений) [MacPherson, 2014], считающимся временем образования Солнечной системы. За время образования САИ берем величину 4567 млн лет, которой соответствует начальная распространенность ^{26}Al в [Jacobsen et al., 2008]. Данные по распространенности ^{60}Fe также относят ко времени близкому к величине $t_0 = 4567$ млн лет.

Массовые доли Al, Fe и K в составе растущей Земли принимались близкими к современным, а массовые доли U и Th соответствующими вычисленным согласно закону радиоактивного распада по современным массовым долям.

Вычисления были проведены для двух групп наиболее достоверных (по данным регистрации геонейтрин) моделей состава Земли – геохимической (за основу взят состав углистых хондритов) и космохимической (основа – состав энстатитовых хондритов) [Sramek et al., 2013].

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, Q – тепловой эффект на один акт радиоактивного распада.

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

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

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

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

$$A_{iz}(t) = a A e^{(\lambda_0 - t)\lambda}, \quad (5)$$

и для короткоживущих изотопов ^{26}Al и ^{60}Fe

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

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.

Количество тепла $H(t)$, генерируемого 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 при $t \leq t_f$ и $M(t) = M_{\oplus}$ при $t > t_f$, t_f – время формирования Земли, $M_{\oplus}$ – масса современной Земли.

При вычислениях использовалась модель роста массы Земли, представленная в [Печерникова, 2005], учитывающая роль крупных тел. Согласно этой модели время t , за которое Земля достигала массы $M(t) = z^3 M_{\oplus}$, определяется из соотношения:

$$t = \frac{b\delta r_{\max}}{\sigma_0} \left(\ln \frac{1+z}{1-z} - 0,43 z - 0,04 z^3 \right), \text{ лет} \quad (8)$$

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 $\delta = 4,5$ г/см³ и $\sigma_0 = 10$ г/см² [Печерникова, 2005]. Согласно [Печерникова, 2005] время формирования Земли t_f составляет ~ 100 млн лет.

В [Печерникова, 2005] не учитывалось влияние возможной миграции Юпитера во время формирования Земли на скорость ее роста. Однако согласно [Turrini et al., 2018] возможная миграция Юпитера ограничивалась 0,5 а.е. и, следовательно, не могла сильно повлиять на ход роста Земли.

Данные, использованные при вычислениях в [Сергеев, 2017] и в настоящей работе приведены в табл. 1–3.

Таблица 1

Времена полураспада $t_{1/2}$ [Audi et al., 2017] и тепловой эффект на один акт радиоактивного распада Q процессов (1) [Dye, 2012] и (2) [Castillo-Rogez et al., 2009]

	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

Таблица 2

Распространенность a в долях от общего количества элементов для долгоживущих изотопов ²³⁸U, ²³⁵U, ²³²Th и ⁴⁰K в современной Земле [Dye, 2012] и короткоживущих ²⁶Al и ⁶⁰Fe в Солнечной системе на время образования CAI [Jacobsen et al., 2008; Tang, Dauphas, 2012]

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

Таблица 3

Содержание U, Th, K, Al и Fe в современной Земле согласно геохимическим (Ag) [McDonough, 2014; Sramek et al., 2013] и космохимическим (Ac) [Javoy et al., 2010; Sramek et al., 2013] группам моделей в процентах от общей массы Земли

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

Интегрирование $H(t)$ по времени и суммирование по изотопам дает суммарное количество тепла, выделенное в результате радиоактивного распада в земных недрах в интересующий нас период времени.

Для долгоживущих ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}K :

$$Q_l = \sum_{\text{long}} \int_{t_1}^{t_2} H(t) dt. \quad (9)$$

Для короткоживущих ^{26}Al и ^{60}Fe :

$$Q_{sh} = \sum_{\text{short}} \int_{t_1}^{t_2} H(t) dt. \quad (10)$$

В результате интегрирования от $t_1 = 0$ до $t_2 = 5 \cdot 10^8$ лет и последующего суммирования в (9) и (10) получаем количество радиогенного тепла, выделившегося в земных недрах в первые 500 млн лет существования Земли, для геохимической группы моделей состава Земли: $Q_l = 1,4 \cdot 10^{30}$ Дж, $Q_{sh} = 1,05 \cdot 10^{28}$ Дж и для космохимической группы моделей: $Q_l = 0,77 \cdot 10^{30}$ Дж, $Q_{sh} = 0,6 \cdot 10^{28}$ Дж.

Гравитационная энергия, высвободившаяся в процессе формирования земного ядра

Вне зависимости от конкретных механизмов формирования земного ядра [Rubie et al., 2015] количество высвободившейся гравитационной энергии определяется только разностью гравитационных энергий конечного и начального состояний.

Рассмотрим два варианта высвобождения гравитационной энергии при дифференциации вещества шарообразного тела без учета сжимаемости. Вещество представляет собой двухкомпонентную смесь из более тяжелой и более легкой компонент.

Первый вариант: однородный шар радиуса R с плотностью ρ_{cp} (рис. 1, а) в результате опускания к центру более тяжелой компоненты с плотностью ρ_1 преобразуется в шар радиуса R с шаровым ядром радиуса R_1 с плотностью ρ_1 , окруженным шаровым слоем с плотностью ρ_2 (рис. 1, б).

Гравитационная энергия однородного шара с плотностью ρ_{cp} радиуса R :

$$U_n^{(1)} = -G \frac{16\pi^2}{15} \rho_{cp}^2 R^5. \quad (11)$$

Гравитационная постоянная $G = 6,67408 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \text{с}^{-2} \text{кг}^{-1}$. Гравитационная энергия шара в результате дифференциации (см. рис. 1, б) становится:

$$U_k^{(1)} = -G \frac{16\pi^2}{15} \left[\rho_1^2 R_1^5 + \rho_2^2 (R^5 - R_1^5) + \frac{5}{2} \rho_2 (\rho_1 - \rho_2) R_1^3 (R^2 - R_1^2) \right]. \quad (12)$$

Высвободившаяся гравитационная энергия $\Delta U^{(1)} = U_k^{(1)} - U_n^{(1)}$. Объем шара $V = 4\pi/3 R^3$, объем ядра $V_1 = 4\pi/3 R_1^3$. Обозначим $V_1/V = R_1^3/R^3 = \epsilon$. Тогда $\Delta U^{(1)}$ можно записать:

$$\Delta U^{(1)} = G \frac{16\pi^2}{15} R^5 \left[\rho_{cp}^2 - \rho_1^2 \epsilon^{\frac{5}{3}} - \rho_2^2 \left(1 - \epsilon^{\frac{5}{3}} \right) - \frac{5}{2} \rho_2 (\rho_1 - \rho_2) \epsilon \left(1 - \epsilon^{\frac{2}{3}} \right) \right]. \quad (13)$$

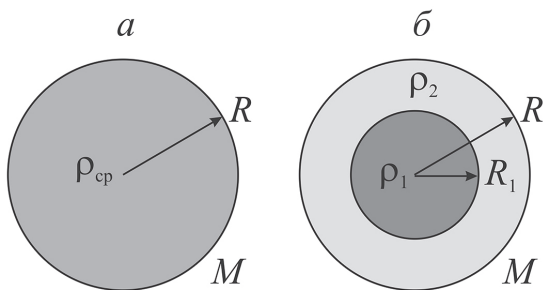


Рис. 1. Шар массы M радиуса R : a – однородный с плотностью $\rho_{\text{ср}}$, b – конфигурация шара после дифференциации

Второй вариант: дифференциация в процессе роста шара. К шару последовательно добавляются относительно тонкие шаровые слои с плотностью $\rho_{\text{ср}}$ (рис. 2, a). Считаем, что опускание тяжелой компоненты происходит достаточно быстро. Текущая масса шара m увеличивается на dm , текущий радиус r – на dr . В результате дифференциации вещества в добавленном верхнем слое и опускания более тяжелой компоненты к уже существующему ядру шара текущий радиус ядра r_1 увеличивается на dr_1 (рис. 2, b).

Гравитационная энергия текущего начального состояния (рис. 2, a):

$$U_{\text{н}}^{(2)}(r + dr) = U^{(2)}(r) - G \frac{m \rho_{\text{ср}} 4\pi r^2 dr}{r} = U^{(2)}(r) - G \frac{16\pi^2}{3} \rho_{\text{ср}}^2 r^4 dr, \quad (14)$$

где $U^{(2)}(r)$ – гравитационная энергия шара радиуса r с ядром радиуса r_1 . После дифференциации в добавленном слое и опускания более тяжелой компоненты гравитационная энергия текущего состояния (рис. 2, b):

$$U_{\text{к}}^{(2)}(r + dr) = -G \frac{16\pi^2}{15} \left[\rho_1^2 r_1'^5 + \rho_2^2 (r'^5 - r_1'^5) + \frac{5}{2} \rho_2 (\rho_1 - \rho_2) r_1'^3 (r'^2 - r_1'^2) \right], \quad (15)$$

где $r' = r + dr$, $r_1' = r_1 + dr_1$. Используя $R^3/R^3 = \varepsilon = r_1^3/r^3$ и $dr_1 = \varepsilon r^2/r_1^3 dr$ (следует из равенства объемов $4\pi r_1^2 dr_1 = 4\pi \varepsilon r^2 dr$), разлагая (15) в ряд по dr и оставляя члены не выше первой степени dr , получаем:

$$U_{\text{к}}^{(2)}(r + dr) = U^{(2)}(r) - G \frac{16\pi^2}{3} r^4 \left[\rho_1^2 \varepsilon^{\frac{5}{3}} + \rho_2^2 \left(1 - \varepsilon^{\frac{5}{3}} \right) + \frac{5}{2} \rho_2 (\rho_1 - \rho_2) \varepsilon \left(1 - \varepsilon^{\frac{2}{3}} \right) \right] dr. \quad (16)$$

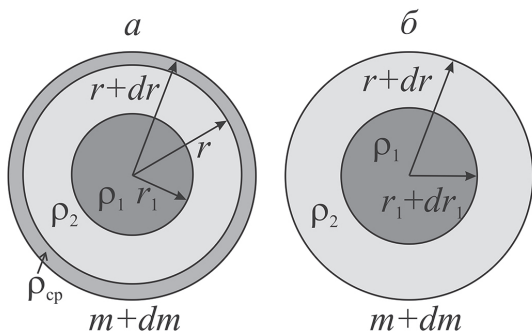


Рис. 2. Дифференциация в процессе роста шара: a – увеличение текущей массы шара m на dm , b – конфигурация шара массы $m + dm$ после дифференциации

Высвободившаяся гравитационная энергия на каждом шаге $dU^{(2)}(r + dr)$ определяется разностью выражений (16) и (14). Интегрируя $dU^{(2)}(r + dr)$ по dr от 0 до R , получаем:

$$\Delta U^{(2)} = G \frac{16\pi^2}{15} R^5 \left[\rho_{\text{ср}}^2 - \rho_1^2 \varepsilon^{\frac{5}{3}} - \rho_2^2 \left(1 - \varepsilon^{\frac{5}{3}} \right) - \frac{5}{2} \rho_2 (\rho_1 - \rho_2) \varepsilon \left(1 - \varepsilon^{\frac{2}{3}} \right) \right]. \quad (17)$$

В итоге оказывается $\Delta U^{(1)} = \Delta U^{(2)}$, то есть в рамках рассматриваемой модели результат не зависит от того, как проходила дифференциация – в уже сформировавшемся шаре или в процессе его роста.

Для шара с ядром при параметрах Земли ($R = 6371$ км, $M = 5,9722 \cdot 10^{24}$ кг, $\rho_{\text{ср}} = 5,5135$ г·см⁻³, $R_1 = 3485$ км, $M_1 = 1,9354 \cdot 10^{24}$ кг, средняя плотность ядра $\rho_1 = 10,916$ г·см⁻³, средняя плотность силикатной оболочки $\rho_2 = 4,456$ г·см⁻³) из (13) или (17) получаем величину высвободившейся в результате формирования ядра гравитационной энергии $1,9 \cdot 10^{31}$ Дж. Это значение не намного отличается от результатов других авторов, приведенных в [Eppelbaum, Kutasov, Pilchin, 2014].

Заключение

Полученные в настоящей работе оценки радиогенного тепла Земли, выделившегося в течение первых 500 млн лет ее существования заметно ниже приведенных ранее в [Печерникова, Витязев, 2005]. В этой работе $Q_l = 4,0 \cdot 10^{30}$ Дж и $Q_{sh} = 1,0 \cdot 10^{30}$ Дж (считалось для вещества с массой современной Земли).

Процесс формирования земного ядра существенно более сложный, чем рассмотренный в настоящей работе. Однако независимость количества высвободившейся гравитационной энергии от того, как проходила дифференциация земного вещества – в уже сформировавшейся Земле или в процессе ее роста, в какой-то мере может иметь место. В чем несомненное отличие, так это в потерях тепла, образующегося в результате гравитационной дифференциации.

Работа выполнена в рамках Программы 17(2) Президиума РАН «Эволюция органического мира. Роль и влияние планетарных процессов». Подпрограмма «Планетарные проблемы зарождения и развития биосферы Земли».

Литература

- 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. Институт 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. Обриdko и М.В. Рагульской. Москва 2017. С. 91–98.
- 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 геонейтринно // *Динамические процессы в геосферах*. Вып. 7: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2015. С. 193–199.

Сергеев В.Н. Радиогенное тепло Земли в период ее роста // *Динамические процессы в геосферах*. Вып. 9: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. Графитекс. 2017. С. 93–98.

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

Eppelbaum L., Kutasov I., Pilchin A. Applied Geothermics. Berlin Heidelberg: Springer. 2014. 751 p.

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

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.

Rubie D.C., Nimmo F., Melosh H.J. Formation of the Earth's Core / *Treatise on Geophysics* 2nd Ed., Editors-in-Chief: G. Schubert. Elsevier, 2015. V. 9. Evolution of the Earth. P. 43–79.

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].

Stacey F., Stacey C. Gravitational energy of core evolution: implications for thermal history and geodynamo power // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1999. 110. P. 83–93.

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.

Turrini D. et al. The late accretion and erosion of Vesta's crust recorded by eucrites and diogenites as an astrochemical window into the formation of Jupiter and the early evolution of the Solar System // *Icarus*. 2018. 311. P. 224–241; arXiv:1804.06150 [astro-ph.EP].

ГЛАВА 3

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧЕРЕЗ АЭРОИОНЫ КАК ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОФОННЫХ ШУМОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ПАДЕНИЯ МЕТЕОРОИДОВ

И.Х. Ковалева

ИДГ РАН

Предложена модель электрофонного эффекта, наблюдаемого при падениях метеороидов. Объяснение эффекта дано в виде нелинейного взаимодействия электромагнитной волны с лёгкими атмосферными ионами на частоте вблизи циклотронного резонанса. Ионы передают своё движение колебательно возбуждённым нейтральным молекулам воздуха, что приводит к возбуждению акустического импульса. Получены уравнения трёхволнового взаимодействия электромагнитной, ионно-циклотронной и акустической волн.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20194

Введение

При падении крупных метеороидов очевидцами фиксируется так называемый электрофонный эффект. Звук от входящего в плотные слои атмосферы тела доходит до наблюдателей значительно раньше того времени, когда бы до Земли могла прийти звуковая волна. Практически все исследователи сходятся во мнении, что возмущение от метеороида приходит к Земле в виде электромагнитного сигнала, который в приземных слоях атмосферы вызывает резонанс, сопровождаемый звуком [Bronshten 1980; Beech et al., 1992; Keay, 1980; Keay, 1992]. Акустические записи регистрируют шумы на частотах от ~30 до ~100 Гц. Регистрируются низкочастотные электромагнитные шумы от ~30 Гц до нескольких килогерц. Разработанной теории возбуждения электрофонного звука в настоящее время не существует. Диапазон гипотез очень широк от резонанса металлических покрытий построек до генерации звука через резонанс непосредственно в слуховом аппарате человека. При анализе падения Челябинского метеороида была высказана гипотеза о возбуждении циклотронного резонанса на приземных аэроионах как источнике электрофонного шума [Ковалева др., 2014]. Таким образом, предложен механизм формирования электрофонного шума через взаимодействие заряженной и нейтральной компонент плазмы, вызываемое воздействием электромагнитного сигнала.

Небольшое количество положительно и отрицательно заряженных лёгких ионов присутствует в атмосфере Земли ниже ионосферы постоянно с концентрацией от 10^2 до 10^5 см^{-3} в зависимости от геофизических условий. Они участвуют в целом ряде реакций плазмохимии тропосферы и стратосферы, формируют вторичные тяжёлые ионы, кластеры и т.д. Лёгкие ионы также являются основным носителем токов стекания между Землёй и ионосферой (между которыми существует разность потенциалов киловольтной амплитуды). На высотах порядка 100 км или менее движение метеороида сопровождается свечением, в том числе в ультрафиолетовом диапазоне. Это приводит к дополнительной ионизации и возбуждению окружающего воздуха. При падении крупных метеороидов возбуждение светом молекул воздушной среды (электронное, колебательное, вращательное) доходит до поверхности Земли. При падениях потоков мелких метеороидов (так называемые Леониды, Персеиды и т.д.) возбуждение воздуха достигает только стратосферных высот. Предполагая источником шумов, сопровождающих падения метеороидов, взаимодействие электромагнитной волны с лёгкими аэроионами в акустически активной среде (содержащей неравновесные колебательно-возбуждённые молекулы), построена модель описания такого взаимодействия.

Модель

В ряде теоретических и экспериментальных работ рассматривались вопросы акустической активности среды, содержащей колебательно-возбуждённые молекулы [Григорьев и др., 2004; Zavershinskii et al., 2013; Perelomova et al., 2013]. В этих работах показано, что энергия, накопленная в колебательном возбуждении, может выделяться в формируемом акустическом импульсе за счёт увеличения уровня гашения колебательного возбуждения в неравновесной среде повышенной плотности в соответствии с уравнением Ландау-Теллера. Этот эффект даёт положительную обратную связь для возбуждения акустического импульса. В атмосфере и ионосфере Земли влияние колебательного возбуждения нейтральных молекул, как правило, рассматривается в рамках плазмохимии и медленной динамики. Уровень колебательного возбуждения воздуха в атмосфере, как правило, на несколько порядков величины меньше, чем исследуемый в лабораторных условиях или формируемый в вытекающем из сопла газе (и составляющий порядка $\frac{E_{IT} - E_0}{E_0} = 2 \div 3$, здесь E_{IT} , E_0 – неравновесная и равновесная энергии колебательного возбуждения). Однако колебательное возбуждение воздуха может участвовать в формировании акустических сигналов при падениях крупных метеороидов, на терминаторах и в других случаях формирования неравновесного колебательного возбуждения за счёт резкого увеличения светового воздействия на среду. Аналогично работам [Григорьев и др., 2004; Zavershinskii et al., 2013; Perelomova et al., 2013] при описании движения нейтралов использована система уравнений непрерывности, движения и баланса энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial y} + u \frac{\partial \rho}{\partial y} + \delta u = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial y} + \varepsilon \beta_{ni} (u - v_i) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{dT}{dt} + \frac{dE_{VT}}{dt} - \frac{T}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = Q - I \quad (3)$$

$$\frac{dE_{VT}}{dt} = C_{VT}\rho; \quad P = \frac{\rho T}{M} \quad (4)$$

дополненные диффузионным членом (аналогично [Гурбатов и др., 2008]) и членом, учитывающим вертикальный градиент плотности ($\delta = (\partial\rho/\partial H)/\rho$). Система приведена к безразмерным переменным. Плотность нормирована на стационарное значение нейтральной плотности. На движение нейтральной среды движение лёгких подвижных аэроионов оказывает воздействие за счёт ионного трения (ion drag в англоязычной литературе). Коэффициент ионного трения $\beta_{ni} \ll 1$. При большой частоте столкновений движение ионов в атмосфере определяется движением нейтральной атмосферы. Движение лёгких подвижных ионов описывается системой уравнений:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + n_i \frac{\partial V_y}{\partial y} + n_i \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_y \frac{\partial n_i}{\partial y} + V_z \frac{\partial n_i}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$M_i n_i \left(\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) - F_{ix} - e \cdot n_i V_y B_0 = 0 \quad (6)$$

$$M_i n_i \left(\frac{\partial V_y}{\partial t} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) - F_{iy} + e \cdot n_i V_x B_0 - e n_i E_y(x, t) = 0 \quad (7)$$

$$M_i n_i \left(\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - F_{iz} - e n_i E_z(x, t) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = n_i \quad (9)$$

Система уравнений для ионов содержит уравнение непрерывности для плотности ионов, уравнения движения по осям и уравнение для создаваемого движением ионов в неподвижном фоне противоположного знака электрического поля. Предполагается, что лёгкие ионы уравниваются неподвижным противоположно-заряженным фоном тяжёлых ионов и кластеров; флуктуации ионов носят электростатический характер. Система уравнений для ионов нормируется на плотность ионов $n_i M_i$. Сила сопротивления среды, представленная столкновительными членами F_{ix}, F_{iy}, F_{iz} , для ионов в этом случае приобретает вид $\beta_{in} \cdot (V_x) \beta_{in}(V_y - U_y) \beta_{in}(V_z - U_z)$, где V – компоненты скорости ионов, а U – скорости нейтралов) с коэффициентом $\beta_{in} \gg 1$. Предполагается, что вынуждающее воздействие волнового электрического поля направлено в плоскости $X-Y$. Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси Z .

Нормируем скорости на скорость звука V_s ($V_s^2 = k_B T / M_n$), время на циклотронную частоту ω_c и пространственные масштабы на характерный размер $r_c = V_s / \omega_c$. Этой нормировкой определяется и характерное электрическое поле. Метод разложения системы уравнений по малому параметру с целью получения уравнений,

описывающих трёхволновое взаимодействие, описан в многочисленной учебной литературе.

Для получения разложения по малому параметру предполагалось, что сигнал в нейтральной среде определяется уровнем ионного трения, определяющего малый параметр разложения системы уравнений для нейтралов. Система уравнений для ионов раскладывается по другому малому параметру обратному безразмерному коэффициенту соударений ионов с нейтрами β_{in} .

Дисперсионное соотношение для нейтралов:

$$\omega^2 = k^2 - \lambda^2 + \delta^2 \quad (10)$$

Для заряженной компоненты частота и коэффициент затухания волны ω , λ определяются как решения степенного уравнения для переменной $z = \beta_{in} - \lambda - i\omega$

$$z^4 - \beta \cdot z^3 + z^2(1 + \alpha^2 + k^2) - \beta \cdot \alpha^2 z + \alpha^2 \left(\frac{k_z}{k} \right)^2 + \alpha^2 k_z^2 = 0 \quad (11)$$

Присутствие среди описываемых дисперсионным соотношением мод циклотронной моды с частотой, почти совпадающей с циклотронной частотой ионов, хорошо известно по экспериментальным и теоретическим работам для пылевой плазмы, содержащей ионы и заряженные пылевые частицы [Merlino et al., 1998; Sharma et al., 2013]. Возбуждение ионно-циклотронных волн (плоских) не связано с вращением ионов и с полноценным их вращением по циклотронному радиусу. Для получения дисперсионного уравнения используется магнитогидродинамическое описание плазмы, значит, учитывается коллективное изменение движения ионов под действием магнитного поля, даже, если какой-то конкретный ион прерывает вращательное движение за счёт соударений. Частота соударений входит в декремент затухания. Если существует какой-то агент (сильный ток, электрическое поле большой амплитуды, нелинейное взаимодействие с другими волнами), позволяющий преодолеть это затухание, то амплитуда волны будет расти. Возбуждение моды возможно при наличии фактора, нейтрализующего коэффициент затухания волны. В пылевой плазме в качестве такого фактора обычно рассматривается постоянное электрическое поле. В стратосферных условиях так же присутствует постоянное электрическое поле достаточно большой величины. При дальнейшем расчёте предполагалось, что некоторый уровень поля определяет небольшой уровень электростатических волн, поддерживая постоянную амплитуду. Импульсное воздействие электромагнитного сигнала приводит к нарушению этого равновесия.

Разложение осуществлялось методом Крылова-Боголюбова-Митропольского с модификациями, используемыми для диссипативных систем. Разложением по малому параметру уравнений, описывающих движение нейтральной и заряженной компонент воздуха, связанных через ионное трение, получена система уравнений, аналогичная системе уравнений вырожденного параметрического распада. При этом выполняется соотношение для частот и волновых векторов для трёхволнового взаимодействия: электромагнитной, акустической и ионно-циклотронных волн в приближении $k_{el} = 0$ для электромагнитной волны.

$$k_n = -k_i \quad \omega_n = \omega_i = \omega$$

Частота электромагнитного сигнала связана с возбуждаемыми колебаниями соотношением: $\Omega = 2\omega$ [Рыскин, Трубецков, 2017].

Системы уравнений для роста амплитуд колебаний имеет вид:

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + V_{gi} \frac{\partial a_i}{\partial y} = \sigma_i e^{i\varphi_i} E(t) \cdot a_n + A_1(E_0) a_i - \lambda_i a_i \quad (12)$$

$$\frac{\partial a_n}{\partial t} + V_{gn} \frac{\partial a_n}{\partial y} = \sigma_n e^{i\varphi_n} E(t) \cdot a_i + A_2(C_{IT}) a_n - \lambda_n a_n \quad (13)$$

Максимальное усиление волн возможно при фазовой синхронизации $\varphi_i = \varphi_n$. Это условие легче всего выполняется при максимальном относительном градиенте δ . Высотная зависимость градиента плотности в атмосфере приведена на рис. 1. Максимальных значений (по абсолютной величине, так как он отрицателен) градиент плотности достигает на высотах 20–40 км. То есть в невозмущённых

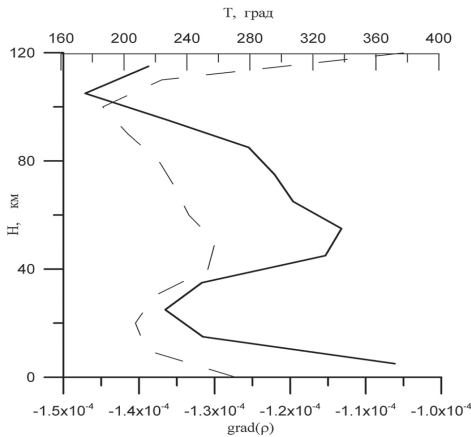


Рис. 1. Высотная зависимость градиента плотности воздуха

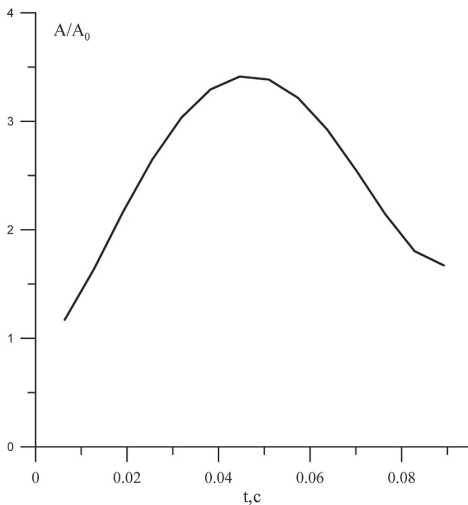


Рис. 2. Изменение во времени амплитуды акустического сигнала при импульсном возбуждении

ных условиях формирование электрофонного сигнала наиболее вероятно на этих высотах. Конкретное высотное распределение плотности среды в момент падения метеороида зависит от геофизической обстановки и метеоусловий. Поэтому такая оценка является ориентировочной. Акустический импульс от крупных метеороидов приходит к Земле через 200–300 с. Импульс, сформированный на стратосферных высотах, можно зарегистрировать у Земли через 40–60 с после его возбуждения.

При падении метеороида возбуждение сигнала сопровождается быстрым изменением таких параметров среды как степень колебательного возбуждения, уровень ионизации. Возбуждающий акустический сигнал электромагнитный импульс так же имеет небольшую длительность. Поэтому был проведён расчет роста амплитуды волнового изменения плотности в акустическом сигнале для импульсного волнового электромагнитного возмущения, имеющего форму импульса постоянной амплитуды, длительностью менее 0.1 с амплитудой электрического поля $E_0 \sim 80$ в/м и частотой, близкой к частоте протонгидрата. Результат расчёта представлен на рис. 2 в виде усиления амплитуды колебаний плотности воздуха в акустическом сигнале.

Возбуждаемый при таком взаимодействии акустический сигнал может возникать на высотах, где существуют

наиболее благоприятные условия его возбуждения, и приходить к Земле раньше акустического сигнала от метеороида.

Падения крупных метеороидов сопровождаются значительной модификацией всей атмосферы, накоплением колебательного возбуждения на всех высотах, что, по-видимому, способствует возбуждению электрофонных шумов как в стратосфере, так и у поверхности Земли на частотах всех присутствующих в атмосфере лёгких ионов. Кроме этого циклотронные частоты при падении крупных метеороидов сдвигаются при одновременном возбуждении крупномасштабной магнитозвуковой волны, приводящее к флуктуациям геомагнитного поля. Подобные электрофонному шуму сигналы, с задержкой в несколько десятков секунд, можно ожидать и от мелких метеороидов (метеорных потоков Леонидов, Персеидов и т.д.). В этом случае сигналы возбуждаются только на стратосферных высотах, несущие частоты сигналов примерно будут соответствовать циклотронным частотам лёгких аэроионов стратосферы, например, протон-гидратов $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_3$, $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_4$ (10, 14 Гц). Циклотронные частоты стратосферных лёгких ионов приведены в таблице. Измерения акустических сигналов, сопровождающих потоки мелких метеороидов, может подтвердить предложенную модель формирования электрофонного шума. Если получит подтверждение стратосферный источник части низкочастотных акустических шумов, приходящих к Земле во время прихода таких потоков, акустические измерения станут ещё одним методом исследования атмосферы на стратосферных высотах.

Таблица

**Циклотронные частоты
основных стратосферных легких ионов**

NO^+	25 Гц
O_4^+	12 Гц
CO_3^+	12.4 Гц
$\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_3$	14 Гц
$\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_4$	10 Гц

Выводы

Взаимодействие ионизованной и нейтральной компонент плазмы проявляется в стратосфере в виде передачи энергии от электромагнитного шума нейтральной составляющей воздуха и формирования акустического импульса. Такое взаимодействие является ещё одним каналом передачи энергии от ионосферы к атмосфере Земли. Так же этот механизм взаимодействия ионов и нейтралов может играть значительную роль в активных ионосферных экспериментах по выпускам облаков нейтрального воздуха или плазменных струй. Этот же механизм может оказывать влияние на эволюцию ионосферных следов от пусков ракет или падений метеороидов.

Основными условиями для формирования такого взаимодействия являются, во-первых, наличие акустически активной среды нейтралов (то есть накопление в нейтральных молекулах некоторого уровня колебательного возбуждения) и условий

фазовой синхронизации коэффициентов взаимодействия волн различной природы (ионно-циклотронной и акустической). В стратосфере наилучшие условия синхронизации выполняются на высотах максимального градиента плотности воздуха (порядка 20–40 км).

Работа выполнена в рамках гос. задания ИДГ РАН (рег. №№ 0146-2014-0002, 0146-2015-0019).

Литература

Григорьев Ю.Н., Ершов И.В., Ершова Е.Е. Влияние колебательной релаксации на пульсационную активность течений возбуждённого двухатомного газа // ПМТФ 2004. 45. № 3. С. 15–23.

Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. 2008. М. : Физматлит. – 496 с.

Ковалева И.Х., Ковалёв А.Т., Попова О.П., Рыбнов Ю.С., Поклад Ю.В., Егоров Д.В. Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида // Динамические процессы в геосферах. Вып. 5: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2014. С. 26–47.

Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны. Ленанд. 2017. – 312 с.

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

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

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

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

Merlino R.L., Barkan A., Thompson C., D'Angelo N. Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas // Phys. plasmas 1998. V. 5. P. 1607–1614.

Perelomova A. Kusmirek M. Features of nonlinear sound propagation in vibrationally excited gases // Arch. Of Acoust. 2013. 38. P. 357–362.

Sharma S.C., Sharma K., Gahlot A., Effect of dust charge fluctuations on current-driven electrostatic ion-cyclotron instability in a collisional magnetized plasma // Phys. Plasmas 2013., V. 20. 053704 (1–6)/

Zavershinskii I. Makaryan V. Molevich N. Numerical simulations of evolution of weak disturbance in vibrationally excited gas // Proc. Mtgs. Acoust. 2013. 19. 045034.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛЕТА АЛЮМИНИЕВОЙ СТРУИ В АГРЭ С УЧЕТОМ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

М.Ю. Кузьмичева

ИДГ РАН

Представлены результаты моделирования неравновесной ионизации в алюминиевой плазме струи взрывного генератора, инжектируемой в ионосферу в ходе активных геофизических экспериментов. Показано достижение состояния «закалки» степени ионизации, обсуждается применимость полученных результатов для различных сценариев инъекции.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20195

Введение

Одним из возможных методов изучения физических процессов в ионосфере и магнитосфере являются активные геофизические ракетные эксперименты (АГРЭ), в ходе которых осуществляется воздействие на среду некоторого калиброванного источника возмущения. Для интерпретации регистрируемых явлений необходимо правильно оценивать параметры используемого источника, его эволюцию и взаимодействие с фоновой средой.

На первом этапе АГРЭ инъекция плазмы осуществлялась на высоте 150 км, масса алюминиевой плазмы составляла 15 г, энергия равнялась 3 МДж. В дальнейших экспериментах предполагалось увеличить массу и энергию выпускаемой плазмы. В эксперименте алюминиевая плазма с начальными размерами в несколько сантиметров и средней скоростью 30–40 км/с разлетается на несколько километров [Адушкин и др., 1993]. Традиционные модели состояния плазмы – приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР), корональное равновесие (КР), описывающие стационарную плазму, оказываются неподходящими для моделирования состояния плазмы с быстро меняющимися параметрами. В этом случае при рассмотрении газодинамического движения необходимо учитывать отклонение концентраций ионов как в основных, так и в возбужденных состояниях от стационарных значений.

Метод исследования

Моделирование разлета плазменной струи проводилось с помощью решения системы одномерных газодинамических уравнений (1), записанных в лагранжевых координатах для случая сферической симметрии. Сравнение результатов двумерных расчетов и одномерных показали, что для осевой части струи в одномерном расчете получаются значения параметров, близкие к тем, что получены в двумерном расчете. Так как решается задача с учетом отклонения состояния плазмы от

термодинамического равновесия, то уравнения энергии записываются для ионов и свободных электронов. В системе уравнений учитываются различие электронной и ионной температур, обмен энергией электронов и ионов в упругих соударениях, электронная теплопроводность, изменение энергии свободных электронов в неупругих электрон-ионных взаимодействиях (следуя работе [Гудзенко, Яковленко, 1978]).

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial r}{\partial t} &= u; \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{r^{v-1} \partial p}{\partial m} \\
 \frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} &= \frac{\partial(u \cdot r^{v-1})}{\partial m}; \quad \frac{\partial e_i}{\partial t} + p_i \cdot \frac{\partial(u \cdot r^{v-1})}{\partial m} = \frac{Q_\Delta}{\rho}, \\
 \frac{\partial e_e}{\partial t} + p_e \cdot \frac{\partial(u \cdot r^{v-1})}{\partial m} + \frac{\partial(q \cdot r^{v-1})}{\partial m} &= -\frac{Q_\Delta}{\rho} + \frac{Q_{nc}}{\rho}; \\
 q &= -\rho \cdot \lambda_e \cdot r^{v-1} \cdot \frac{\partial T_e}{\partial m}; \\
 p &= p_i + p_e; \quad N_i = \rho/m_{ion}; \quad p_i = N_i \cdot T_i; \quad e_i = 1.5 \cdot \frac{p_i}{\rho}; \\
 p_e &= N_e \cdot T_e = \bar{z} \cdot \frac{\rho \cdot T_e}{m_{ion}}; \quad e_e = 1.5 \cdot \frac{N_e \cdot T_e}{\rho}; \quad v = 3
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь m – лагранжева координата, $u, r, \rho, p_e, p_i, T_e, T_i$ – скорость, эйлерова координата, плотность, электронные и ионные давления и температуры, соответственно, e_e и e_i – энергии свободных электронов и ионов, рассчитанные на единицу массы, N_e и N_i – электронная и ионная концентрации, $\bar{z}$ – средний заряд иона, m_{ion} – масса иона, λ_e – коэффициент электронной теплопроводности, q – поток тепла, переносимый электронами. В правые части уравнений для электронной и ионной энергий входят различные источники энерговыделения: Q_Δ – изменение энергии при упругом электрон-ионном обмене и Q_{nc} – изменение энергии свободных электронов в неупругих электрон-ионных взаимодействиях. Изменение энергии при упругом электрон-ионном обмене записывается в виде:

$$Q_\Delta = \frac{3m_e \cdot N_e}{m_{ion} \cdot \tau_{ei}} \cdot (T_e - T_i), \tag{2}$$

где τ_{ei} – характерное время электрон-ионных соударений, m_e – масса электрона. В качестве неупругих процессов, ведущих к изменению энергии свободных электронов, учитывались тройная рекомбинация, фоторекомбинация, диэлектронная рекомбинация, ионизация электронным ударом. При таком подходе требуется одновременно с газодинамическими уравнениями решать систему обычных дифференциальных уравнений (3) для относительных заселенностей основных состояний ионов:

$$\frac{\partial \alpha_z}{\partial t} = \left\{ \begin{aligned} &Wrec^{z+1} - Wion^z, z = 1 \\ &Wrec^{z+1} - Wion^z - Wrec^z + Wion^{z-1}, 1 < z < z_f \\ &-Wrec^z + Wion^{z-1}, z = z_f = 3 \end{aligned} \right\}; \tag{3}$$

$$\sum_z \alpha^z = 1; Wion^z = k_i^z \cdot N_e \cdot \alpha^z; Wrec^z = k_{rec}^z \cdot N_e \cdot N_e \cdot \alpha^{z+1};$$

$$\bar{z} = \sum_z (z - 1) \cdot \alpha^z; N_e = \bar{z} \cdot N_i.$$

Здесь α^z – концентрация иона со спектроскопическим символом z и кратностью $z - 1$, приведенная к полной ионной концентрации N_i , $Wrec$ и $Wion$ – рекомбинационный и ионизационный потоки, k_i^z – радиационно-столкновительный коэффициент ионизации, k_{rec}^z – радиационно-столкновительный коэффициент рекомбинации.

Результаты моделирования

1. Результаты моделирования ранней стадии разлета в приближении ЛТР.

Выбор начальных условий для неравновесной задачи основывался на проведенном ранее расчете инжекции высокотемпературной плазменной струи с массой 1000 г/срад и распределением скорости по массе, полученном для генератора ВГПС-5, с плотностью 0.2 г/см³ и температурой 2 эВ в предположении ЛТР. При таком разлете за время $2 \cdot 10^{-4}$ с алюминиевая плазма расширяется до 10 м, в ней устанавливается температура 0.2–0.55 эВ и резко спадающий профиль плотности. Степень ионизации в струе устанавливается на уровне 0.03–0.5.

2. Результаты моделирования разлета с учетом отклонения от термодинамического равновесия. В соответствии с результатами моделирования в приближении ЛТР были выбраны начальные параметры для неравновесной задачи. В неравновесной задаче о разлете рассматривалась плазменная алюминиевая струя с массой 1000 г/срад, скорость в струе росла почти линейно от 0 до 42 км/с, плотность спадала от 10^{-4} до 10^{-8} г/см³. В начальный момент времени электронная и ионная температура равны (1 эВ – вариант А, 0.5 эВ – вариант В), начальная степень ионизации задавалась равной 0.5.

На рис. 1 приведены распределения скорости по массе в моменты времени 0 и 10 мс, на рис. 2 представлены распределения плотности по массе в различные

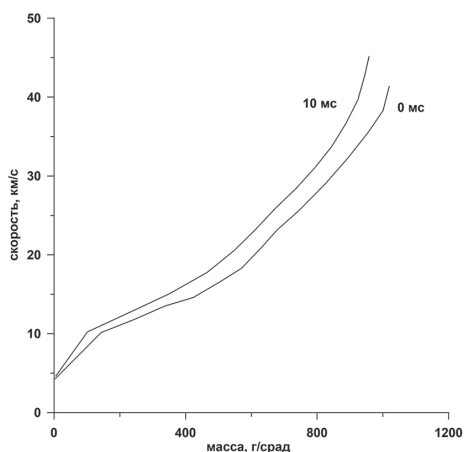


Рис. 1. Распределения скорости по массе в моменты времени 0 и 10 мс

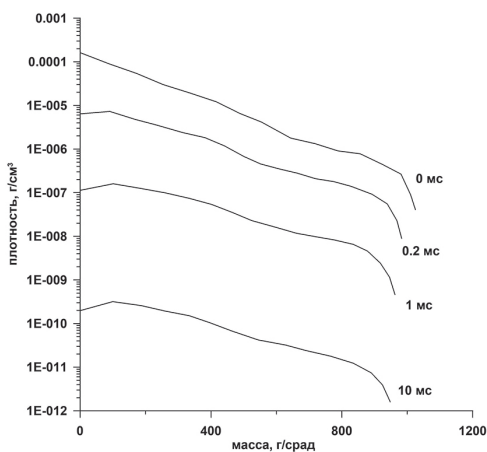


Рис. 2. Распределения плотности по массе в моменты времени 0, 0.2, 1, 10 мс

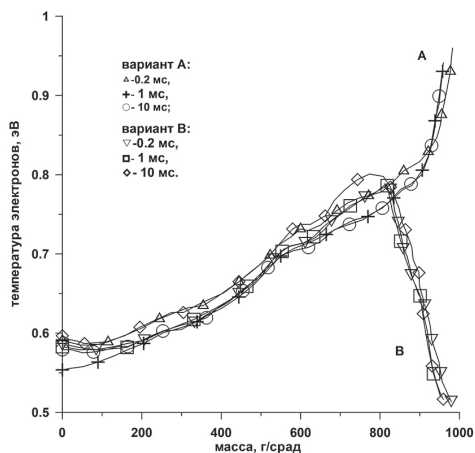


Рис. 3. Распределения температуры электронов по массе в различные моменты времени для вариантов А и В

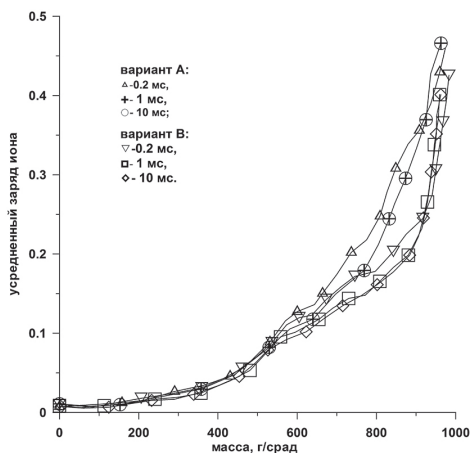


Рис. 4. Распределение среднего заряда иона по массе в различные моменты времени для вариантов А и В

моменты времени (0, 0.2, 1, 10 мс). Изменение скорости и плотности со временем почти не зависят от выбранной начальной электронной температуры, потому что в энергии струи преобладает кинетическая энергия. Различие в начальной электронной температуре приводит к различию в среднем заряде иона и конечном распределении T_e . Профили электронной температуры и среднего заряда показаны на рисунках 3 и 4 для двух вариантов начальной температуры А и В для различных моментов времени.

Как видно из рисунков 1 и 2, за время 10 мс скорость струи немного выросла и сильно – до 10^{-12} – 10^{-10} г/см³ понизилась плотность. При этом образующееся уже к моменту времени 0.2 мс распределение электронной температуры и среднего заряда иона по массе в дальнейшем вплоть до 10 мс почти не изменяется (рис. 3, 4). Плазма струи частично рекомбинировала, на краю сохранилось практически начальное состояние по среднему заряду иона (обозначим его az) и электронной температуре. Наблюдается «закалка» степени ионизации: струя в диапазоне массы от 600 до 1000 г/срад сохраняет средний заряд иона более 0.1. При разных начальных значениях электронной температуры конечные распределения в диапазоне массы струи от 0 до 600 г/срад близки; T_e лежит в диапазоне 0.6–0.8 эВ, az – в диапазоне 0.01–0.15.

На рис. 5–7 приведены распределения электронной температуры, плотности, электронной концентрации в зависимости от расстояния вдоль оси струи (радиуса) в различные моменты времени (0, 0.2, 1, 10 мс).

К моменту времени 10 мс край струи достигает расстояния примерно 550 м, скорость сохраняет линейное распределение. Средний заряд иона az , превышающий 0.1, наблюдается на расстояниях от 250 до 550 м (это следует из рис. 3, 4, 5), электронные температуры в этой области составляют 0.7–1 эВ (вариант А) и 0.7–0.5 эВ (вариант В) (рис. 5). Область, где электронная концентрация превышает 10^{10} 1/см³, простирается от 50 до 450 м. Средний заряд сохраняет значения выше 0.15 при плотности струи от 10^{-6} г/см³ и меньше (соответствует значению 600 г/срад по массовой координате).

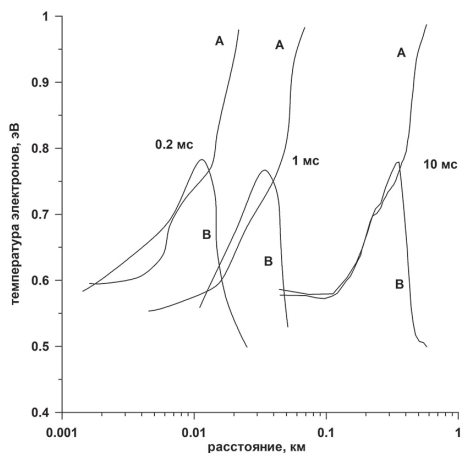


Рис. 5. Распределения электронной температуры по радиусу струи в моменты времени 0.2, 1, 10 мс для вариантов А и В

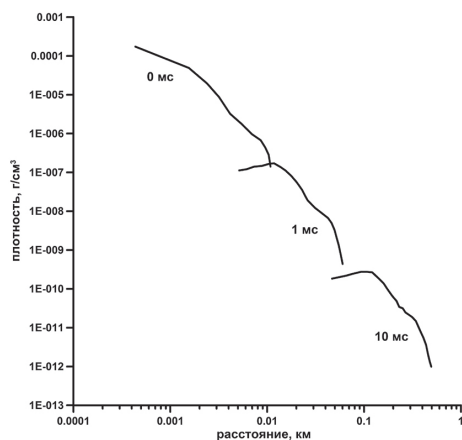
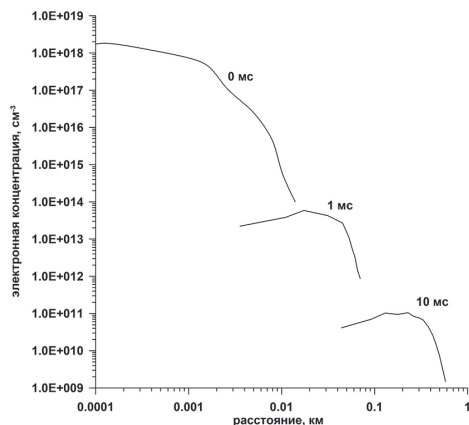


Рис. 6. Распределения плотности по радиусу струи в моменты времени 0, 1, 10 мс

Рис. 7. Распределения электронной концентрации по радиусу струи в моменты времени 0, 1, 10 мс



По результатам моделирования можно сделать вывод, что на переднем фронте струи (соответствует диапазону массы струи от 600 до 1000 г/срад) наблюдается закалка ионизационного состояния, область неравновесной ионизации занимает несколько сотен метров к моменту времени 10 мс от начала неравновесной стадии моделирования разлета. Величина «замороженной» степени ионизации зависит от параметров струи к моменту перехода разлета в неравновесную стадию.

Обсуждение результатов

1. Инерциальный разлет струи. В общем, скорость релаксации ионного состава определяется концентрацией, температурой электронов и начальным составом. Для лучшего понимания результатов моделирования и их применимости для других сценариев инъекции рассмотрим значения скоростей ионизационно-рекомбинационных и процессов обмена электронов и ионов. Зависимости от

температуры выглядят следующим образом для: а – коэффициента ионизации электронным ударом $c_i \sim \sqrt{bet} \cdot \exp(-bet)/(bet + hi)$, ($bet = ei/T_e$, hi – постоянная, ei – энергия ионизации); б – коэффициента фоторекомбинации ph : $ph \sim (bet)^{3/2}$; в – коэффициента трехчастичной рекомбинации t : $t \sim c_i \cdot \exp(bet)/T_e^{3/2}$; г – коэффициента диэлектронной рекомбинации $diel$ зависимость такая же, как для c_i .

Значения коэффициентов для температуры, полученной в расчете, представлены в табл. 1.

Таблица 1

T_e , эВ	c_i	ph	t	$diel$
2	6.41e-11	2.31e-13	2.1e-30	2.31e-11
1.5	2.83e-11	2.55e-13	2.37e-30	1.68e-11
1	9.35e-13	3.53e-13	3.56e-30	3.74e-12
0.5	4.3e-17	6.16e-13	7.18e-30	1.94e-14
0.3	8.8e-23	9.27e-13	1.2e-29	9.42e-18

В начале разлета плотность электронов лежит в диапазоне величин от 10^{18} до 10^{14} см $^{-3}$ (рис. 7). Характерные времена изменения концентрации ионов за счет ионизации–рекомбинации определяются следующим образом как $(c_i \cdot N_e)^{-1}$, $(ph \cdot N_e)^{-1}$, $(t \cdot N_e \cdot N_e)^{-1}$, $(diel \cdot N_e)^{-1}$. При температуре ниже 0.5 эВ и концентрации электронов 10^{15} см $^{-3}$ основным процессом, определяющим ионный состав, становится фоторекомбинация, время релаксации за счет фоторекомбинации сравнимо с временем разлета, происходит «закалка» ионного состава уже на ранней стадии разлета. К моменту времени 10 мс концентрация электронов падает до значений 10^{11} – 10^9 см $^{-3}$ (рис. 7), ионный состав «замораживается».

Упругие соударения электронов и ионов влияют на температуру электронов, тем самым влияя на ионный состав струи. Характерные для данной задачи времена электронно-ионного обмена τ приведены в табл. 2. Когда электронная концентрация падает до 10^{11} см $^{-3}$, электрон-ионный обмен замедляется.

Таблица 2

N_e^{-3}	T_e , эВ	τ , с
1.0e+15	1.0	1.38e-06
1.0e+13	1.0	1.0e-04
1.0e+11	1.0	7.9e-03
1.0e+15	0.5	5.9e-07
1.0e+13	0.5	4.05e-05
1.0e+11	0.5	3.09e-03
1.0e+15	0.3	3.19e-07
1.0e+13	0.3	2.05e-05
1.0e+11	0.3	1.55e-03

При квази-адиабатическом разлете плазмы температура ионов струи T уменьшается по известному закону (4), температура падает медленнее, чем плотность:

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}, \quad (4)$$

где V_1, V_2 – удельные объемы в разные моменты времени, γ – эффективный показатель адиабаты. В табл. 3 представлены температуры ионов для плотностей, полученных при моделировании разлета (рис. 2, кривые отсчитываются сверху вниз) для начальных температур вариантов А и В, γ выбрано равным 1.2.

Таблица 3

Плотность	1	2	3	4
T_e , эВ	0.5	2.71e-01	1.83e-02	2.32e-04
T_i , эВ	1	5.43e-01	3.66e-02	4.64e-04

Температура электронов в данном моделировании к моменту времени 10 мс (рис. 3) заметно больше температуры ионов (табл. 3). Этот результат можно объяснить тем, что температура электронов определяется балансом вкладов различных процессов. Она падает при адиабатическом разлете, уменьшается за счет затрат на ионизацию, фоторекомбинационного излучения, а также, может быть, за счет обмена с ионами, и увеличивается за счет трехчастичной рекомбинации. При дальнейшем разлете в условиях «закалки» ионного состава, когда не будет рекомбинационного нагрева, температура электронов должна уменьшиться, но степень ионизации при этом не падает.

2. Другие сценарии инжекции струи. Результаты неравновесного моделирования можно использовать для исследования других стадий разлета и сценариев инжекции, чтобы понять, когда может возникнуть «закалка» ионного состава. Рассмотрим вариант инжекции струи генератора ВГПС-1 в сильно разреженный воздух. Моделирование проводилось в рамках двумерной цилиндрической геометрии в приближении ЛТР. При вдуве алюминиевой плазмы распределения скорости, плотности и температуры соответствовали данным работы [Лосева и др., 2017]. На рисунках 8, 9 показаны распределения температуры и концентрации электронов на оси струи в момент времени 10 мкс, вскоре после окончания инжекции. В соответствии с числами из табл. 1 и значениями электронной концентрации плазму струи в этот момент времени можно считать в целом равновесной.

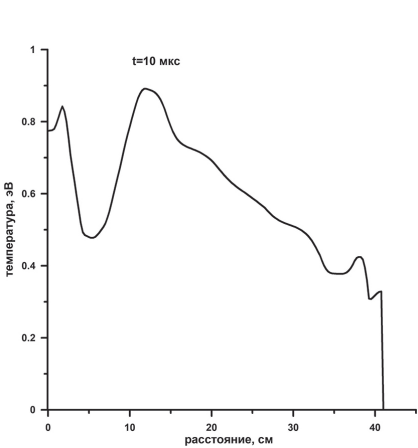


Рис. 8. Распределение температуры вдоль оси струи, момент времени 10 мкс

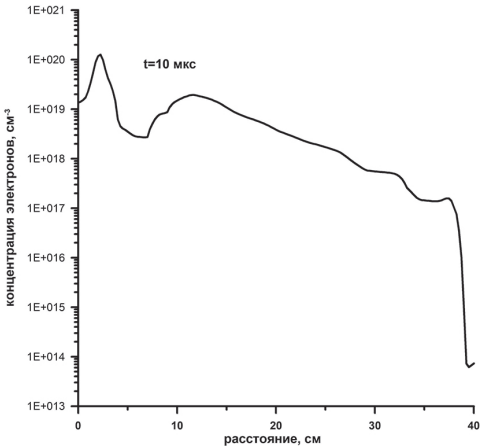


Рис. 9. Распределение концентрации электронов вдоль оси струи, момент времени 10 мкс

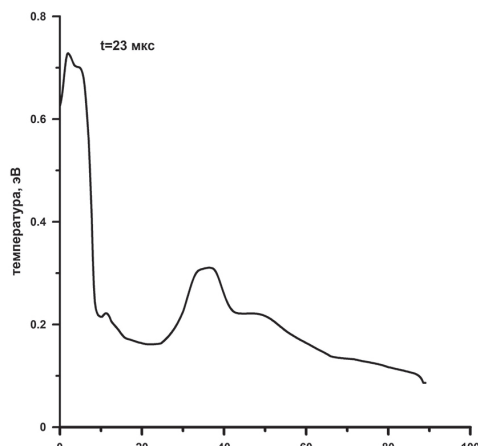


Рис. 10. Распределение температуры вдоль оси струи, момент времени 23 мкс

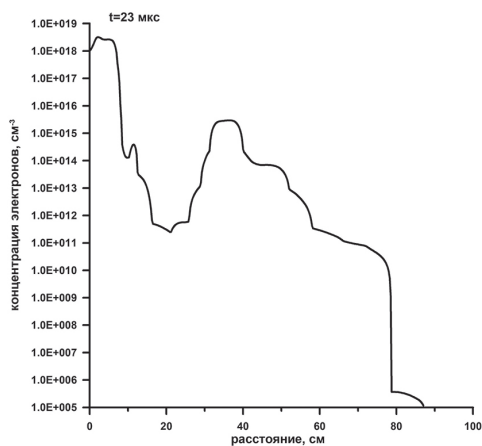


Рис. 11. Распределение концентрации электронов вдоль оси струи, момент времени 23 мкс

На рис. 10, 11 показаны такие же распределения для момента времени 23 мкс. Плотность и температура упали, соответственно, уменьшилась концентрация электронов. По значениям коэффициентов скоростей ионизации–рекомбинации для температуры 0.3 эВ, плазма струи, находящейся в 10 см от места инъекции и далее, уже неравновесна. Пока масса струи заметно превышает массу вовлеченного во взаимодействие воздуха, можно сказать, что разлет будет проходить почти инерциально, концентрация электронов будет уменьшаться пропорционально плотности с неизменной степенью ионизации.

Выводы

Результаты проведенного моделирования и оценки можно применять для различных сценариев инъекции алюминиевой струи, чтобы оценить ионизационное состояние плазмы и концентрацию электронов в ней.

Исследования выполнены в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0001).

Литература

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.И., 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.

Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М. : Атомиздат, 1978. — 253 с.

Лосева Т.В., А.П. Голубь, И.Б. Косарев, А.Н. Ляхов, Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов, Ю.И. Зецер, Черменин А.В. Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах // Динамические процессы в геосферах. Вып. 9: сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2017. С. 102–110.

СВЕЧЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО АЛЮМИНИЕВОГО ОБЛАКА НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЕГО РАЗЛЕТА В ИОНОСФЕРЕ

*Т.В. Лосева^{1,2}, И.Б. Косарев¹, Ю.И. Зецер¹,
А.Н. Ляхов^{1,2}, А.В. Черменин²*

¹ИДГ РАН

²ВНИИА им. Духова, Москва

Представлены результаты численного моделирования начальной стадии разлета высокотемпературного алюминиевого облака в разреженную среду. Параметры среды соответствуют земной атмосфере на высоте 300 км. Приведены параметры свечения облака: зависимости от времени плотностей потоков излучения, а также диаграммы направленности излучения. Полученные результаты позволяют качественно объяснить оптические наблюдения космических взрывов.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20196

Введение

В конце прошлого столетия был проведен ряд активных геофизических ракетных экспериментов (АГРЭ), в которых в ионосферу Земли выбрасывалась металлическая (Al) плазма [Адушкин и др., 1993; Гаврилов и др., 2002]. Целью этих экспериментов являлось исследование процессов взаимодействия плазмы с геомагнитным полем, генерации ионосферных возмущений разных масштабов, определение характеристик свечения возмущенной области.

Численному моделированию динамики алюминиевой плазмы в АГРЭ и динамики плазменных облаков был посвящен целый ряд работ [Гаврилов и др., 1998; Delamere et al., 2004; Gatsonis et al., 2004; Гуськов и др., 1992; Замышляев и др., 1993; Козлов и др., 1990; Рахманов и др., 1992; Ступицкий и др., 2003]. Общим результатом этих работ стало качественное согласие с данными наблюдений возмущений геомагнитного поля на больших временах. Количественная верификация существующих моделей нуждается в сравнении результатов расчетов с данными измерений оптических параметров на ранней стадии расширения плазмы.

Решение такой задачи требует согласованного учета процессов переноса излучения. Кроме того тепловое излучение, испускаемое высокотемпературной плазмой на большие расстояния, может быть одной из основных причин ионизации, возбуждения и генерации интенсивного



Рис. 1. Свечение плазменного облака в операции "Аргус"

свечения воздуха. При наблюдении разлета плазменного облака в эксперименте «АРГУС» [Операция Аргус, 1960] на записях регистрирующей аппаратуры отчетливо видны кольцевые структуры (пример такой структуры приведен на рис. 1), имеющие определенную временную динамику. Такие же «кольца» наблюдались и в эксперименте «Морская звезда» [Операция «Морская звезда», 1964]. Цель настоящей работы – разработка физически корректной, и в то же время вычислительно простой модели переноса излучения в расширяющейся плазме на стадии, предшествующей образованию ударной волны в окружающей среде.

Физико-математическая модель

Воздух на высоте 300 км является сильно разреженным – плотность $3 \cdot 10^{-14}$ г/см³, давление $1.6 \cdot 10^{-4}$ Дин/см², температура 1400 К, длина свободного пробега нейтральных частиц ~2 км. Из оценок, приведенных в работе [Ступицкий и др., 2003] следует, что масштабы торможения плазмы в воздухе сравнимы с длиной свободного пробега частиц, и среду нельзя считать столкновительной. Однако для описания разлета горячей и плотной алюминиевой плазмы на ранней стадии (первые сотни метров) газодинамическое приближение можно считать применимым и МГД-эффекты не включать в модель. Моделирование динамики разлета плотного сгустка алюминиевой плазмы на высоте 300 км (без учета разреженного воздуха) выполнено с помощью численного решения сферически-симметричных уравнений радиационной газодинамики в лагранжевых координатах [Лосева и др., 2017]. Система уравнений 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 – газокинетическое 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 $e = e_A(\rho, T)$, $p = p_A(\rho, T)$.

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 излучения вдоль луча s , проинтегрированное по диапазону энергий фотонов $\varepsilon_{i,1} \div \varepsilon_{i,2}$ 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, $\sigma = 0.1029 \text{ МВт}/(\text{см}^2\text{эВ}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Характеристикой конфигурации свечения горячей плазмы в диапазоне энергий фотонов, соответствующем группе i , является диаграмма направленности излучения

$$\psi_i(\theta, \varphi) = \frac{\int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} I_\epsilon d\epsilon}{\int d\Omega \int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} I_\epsilon d\epsilon}, \quad (3)$$

для получения которой в точку наблюдения проводится достаточное большое количество лучей, охватывающих всю возмущенную область. Здесь $d\Omega$ – элемент телесного угла около единичного вектора $\vec{\Omega}$. Для описания направления распространения излучения вводятся два угла θ и φ : θ – угол между лучом и линией, связывающей точку наблюдения и центр сферы, φ – угол между лучом и его проекцией на плоскость, перпендикулярную этой линии.

Для получения газодинамических параметров при решении системы уравнений (1) с учетом процессов переноса излучения необходимо знать

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

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

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

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]. Граничное условие на границе расширяющейся области соответствовало давлению окружающего воздуха на высоте 300 км. Система разностных уравнений, аппроксимирующих дифференциальные уравнения (4), 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 (4) 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 $k = k_e(T, \rho, \varepsilon)$, характеризующие оптические свойства алюминиевой плазмы, задаются в виде таблиц. Были использованы термодинамические и оптические характеристики паров алюминия [Косарев, 2017]. 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 $0.06 \div 0.015$ мкм ($20 \div 81$ эВ), $i = 6$, $0.015 \div 0.01$ мкм ($81 \div 100$ эВ).

Результаты расчетов

В качестве начальных условий в момент времени $t = 0$ рассматривалась сфера радиуса R_0 , с массой M_0 , плотностью паров алюминия ρ_0 , температурой T_0 , энергией E_0 , вложенной во внутреннюю энергию и с нулевой кинетической энергией. Были проведены расчеты трех вариантов, в каждом из которых $T_0 = 11$ эВ, $\rho_0 = 0.1$ г/см³, $M_0 = 14, 140, 1400$ кг и соответственно $E_0 = 4.1 \cdot 10^9, 4.1 \cdot 10^{10}, 4.1 \cdot 10^{11}$ Дж. Скорость края облака во всех вариантах расчетов получилась ~ 45 км/с. На рис. 2 приведены распределения по радиусу температуры плазмы в различные характерные моменты времени (цифры рядом с кривыми, мс). Здесь (а) соответствует первому, (б) – второму и (с) – третьему варианту расчетов. Пунктир соответствует расчетам без учета переноса излучения. Хорошо видно, что процессы переноса излучения при-

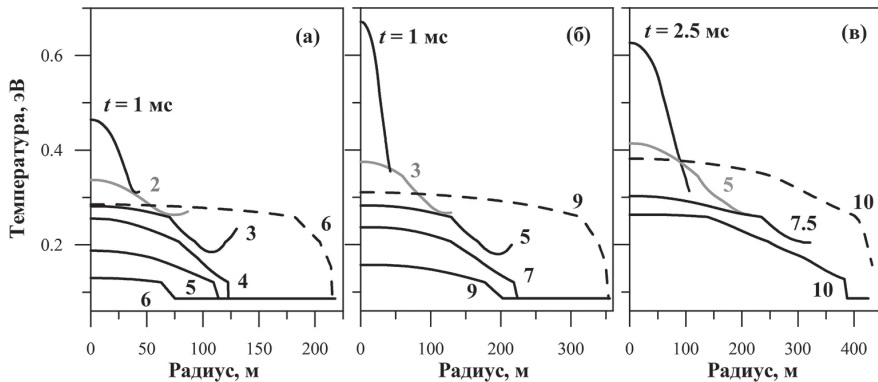


Рис. 2. Пространственные профили температуры алюминиевой плазмы в различные моменты времени t для трех вариантов с начальной энергией $4.1 \cdot 10^9$ (а), $4.1 \cdot 10^{10}$ (б) и $4.1 \cdot 10^{11}$ Дж (в)

водят к образованию волны охлаждения, которая распространяется по парам алюминия внутрь облака, существенно понижая температуру последнего.

На рис. 3–5 приведены зависимости от времени групповых плотностей потоков излучения, падающего на площадку, расположенную на расстоянии 500 м от центра симметрии, перпендикулярную линии, соединяющей точку наблюдения и центр симметрии (цифрами обозначены номера групп по энергиям фотонов). Рисунки 3–5 соответствуют трем вышеперечисленным вариантам расчетов по мере возрастания начальной энергии. Как видно, соотношения между плотностями

Рис. 3. Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов (i – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^9$ Дж

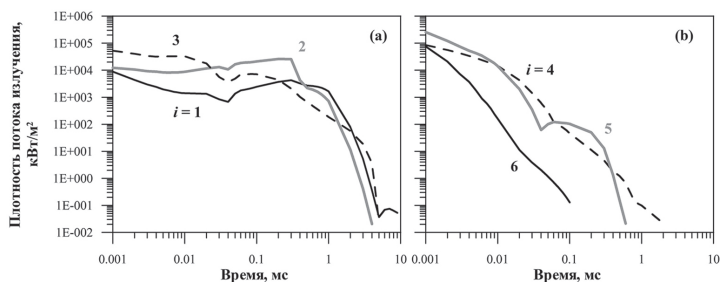


Рис. 4. Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов (i – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{10}$ Дж

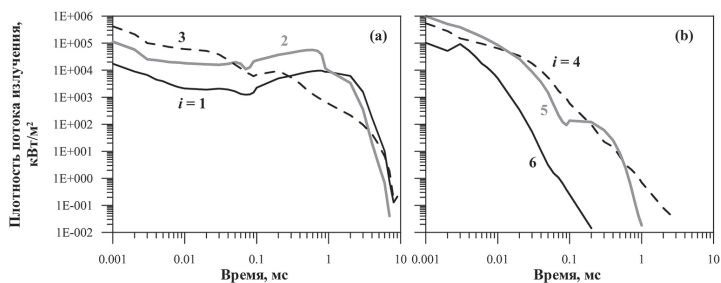


Рис. 5. Временные зависимости плотностей потоков излучения в различных диапазонах энергий фотонов (i – номер группы) на расстоянии 500 м от центра симметрии для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{11}$ Дж

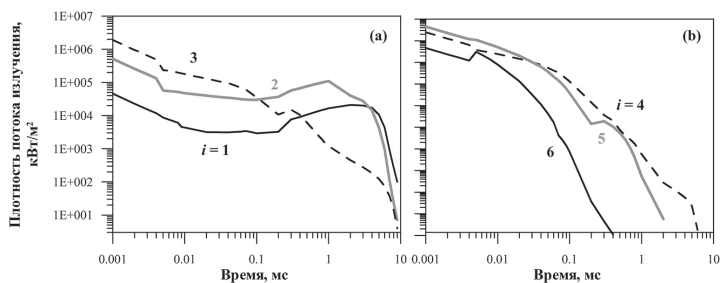
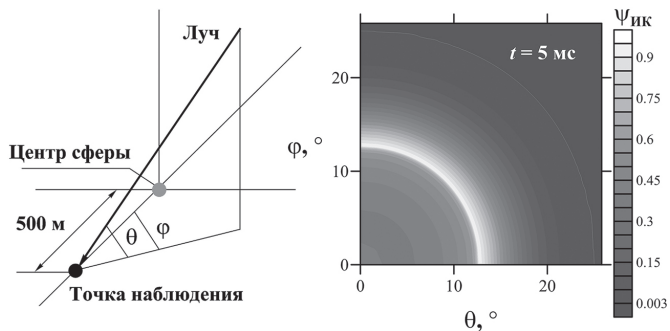


Рис. 6. Диаграмма направленности инфракрасного излучения $\psi_{ик}(\theta, \phi)$ для варианта с энергией $4.2 \cdot 10^9$ Дж в момент времени 5 мс. Точка наблюдения находится на расстоянии 500 м от центра симметрии



потоков разных диапазонов длин волн меняются со временем, и характер этих соотношений зависит от вложенной начальной энергии.

Свечение алюминиевой плазмы, видимое из некоторой точки наблюдения, определяется диаграммой направленности ψ . Для ее расчета уравнение переноса излучения решалось более, чем для 20 000 лучей, а затем результаты рассчитывались по формуле (3). На рис. 6 приведена диаграмма направленности инфракрасного излучения ($i = 1$) для варианта с энергией $4.2 \cdot 10^9$ Дж в момент времени 5 мс.

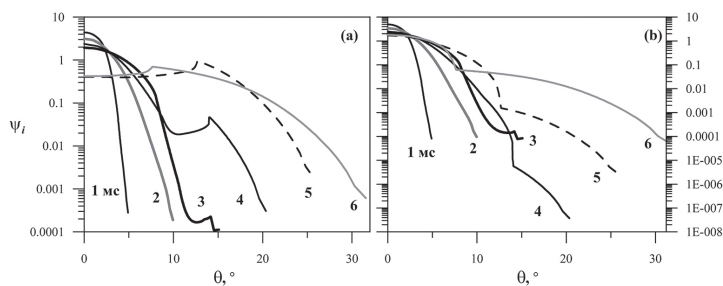


Рис. 7. Диаграммы направленности $\psi_i(\theta)$ в различные моменты времени t для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^9$ Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому

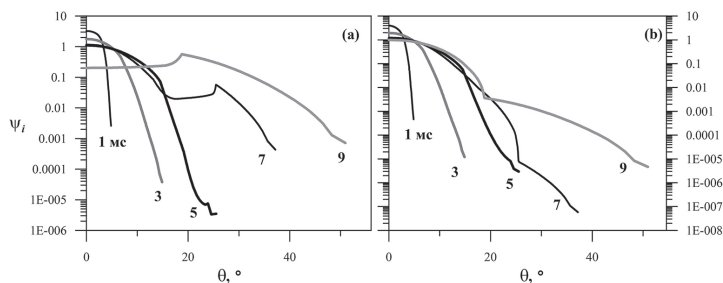


Рис. 8. Диаграммы направленности $\psi_i(\theta)$ в различные моменты времени t для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{10}$ Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому

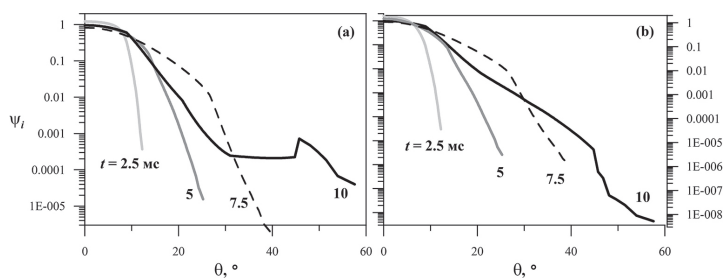


Рис. 9. Диаграммы направленности $\psi_i(\theta)$ в различные моменты времени t для варианта с начальной энергией $4.1 \cdot 10^{11}$ Дж. Здесь (а) соответствует инфракрасному диапазону энергий фотонов, (б) – видимому

Светлая часть соответствует более интенсивному излучению и выглядит как кольцевая структура (как и на записи регистрирующей аппаратуры, приведенной на рис. 1).

Динамика изменения диаграммы направленности со временем представлена на рис. 7, на котором приведены $\psi_i(\theta)$ в различные моменты времени t в инфракрасном (а) и видимом диапазонах длин волн (б). Кольцевая структура из рис. 6 соответствует пунктирной кривой, соответствующей времени $t = 5$ мс на рис. 7, а. Аналогичные диаграммы направленности для варианта с начальными энергиями $4.2 \cdot 10^{10}$ и $4.2 \cdot 10^{11}$ Дж представлены на рисунках 8 и 9, соответственно.

Выводы

Численное моделирование расширения высокотемпературной алюминиевой плазмы в космосе показало, что на начальной стадии разлета в разреженный воздух необходимо учитывать процессы переноса селективного излучения, влияющие на параметры плазменного облака, возбуждение и ионизацию окружающей среды. Радиационно-газодинамическая модель позволяет качественно воспроизвести,

наблюдаемые в эксперименте, оптические эффекты. Необходимость учета процессов переноса излучения ранее постулировалась в работе [Вауер, 1990] на основе реанализа серии активных экспериментов в космосе.

Актуальными направлениями совершенствования численной модели являются: учет процессов формирования ударной волны в разреженном воздухе, учет отрыва электронной температуры от ионной, увеличение числа групп по энергиям фотонов.

Исследования выполнены в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0001).

Литература

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.

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

Гуськов К.Г., Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Трёхмерная вычислительная МГД-модель разлёта плазмы в неоднородной ионизованной среде с магнитным полем // Математическое моделирование. 1992. Т. 4. № 7. С. 49–66.

Замышляев Б.В., Пряткин С.Н., Ступицкий Е.Л. Ранняя стадия разлёта частично ионизованного барьера в геомагнитном поле // Космические исследования. 1993. Т. 31. Выпуск 2. С. 55–62.

Козлов С.И., Ступицкий Е.Л. Процессы замагничивания и стратификации легкоионизируемого облака нейтрального газа, разлетающегося в геомагнитном поле // Космические исследования. 1990. Т. 28. Выпуск 4. С. 555–559.

Косарев И.Б. Радиационные свойства алюминиевой плазмы // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 9: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2017. С. 110–116.

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 // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 9: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : ГЕОС, 2017. С. 102–110.

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

Операция «Аргус», Атомиздат, 1960. – 118 с.

Операция «Морская звезда», Атомиздат, 1964. – 288 с.

Рахманов А.В., Суржиков С.Т. Расширения плазменного облака сложной формы в разреженной плазме с магнитным полем // Математическое моделирование. 1992. Т. 4. № 7. С. 67–78.

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

Ступицкий Е.Л., Ретин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А. Поведение высокоэнергетического плазменного сгустка в верхней ионосфере // Математическое моделирование. 2004. Т. 16. № 7. С. 43–58.

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

Bauer E. IDA Document D-721. 1990. – 42p.

Delamere P.A., Stenbaek-Nielsen H.C., R.F. Pfaff R.F., Erlandson R.E., Meng C.I., J.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.

Gatsonis N.A., De Magistris 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.

УДК 535.31.593

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, РАССЕЯННОГО АЭРОЗОЛЕМ, С ПОМОЩЬЮ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

***И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, А.Н. Никитин,
А.Л. Рукосуев, Г.Н. Мар, Ю.В. Шелдакова***

ИДГ РАН

Разработана экспериментальная установка для фокусировки лазерного пучка сквозь стеклянную кювету с рассеивающей суспензией полистироловых микросфер диаметром 1 мкм. В качестве адаптивного элемента применялось биморфное зеркало, а в качестве устройств обратной связи – датчик Шака-Гартмана и ПЗС-камера для анализа фокального пятна в дальней зоне.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20197

Введение

Рассеивающая среда отличается явно выраженной оптической неоднородностью из-за присутствия примесей частиц с отличающимся показателем преломления (атмосферный аэрозоль, дымка, туман). Часть энергии лазерного излучения поглощается, а часть перераспределяется в пространстве, что, с одной стороны, делает очертания объектов размытыми, а с другой – препятствует фокусировке излучения. Для задач увеличения дальности распространения излучения и передачи информации по оптическим каналам связи решение этой проблемы имеет большую важность [Mosk, 2012; Vellekoop, 2007].

В работе продемонстрирована возможность увеличения эффективности фокусировки лазерного пучка, распространяющегося сквозь рассеивающий аэрозоль, с использованием биморфного адаптивного зеркала с 48 управляющими электродами. На первых этапах работы была реализована модель транспортировки лазерного пучка сквозь рассеивающий слой, а также алгоритм регистрации распределения интенсивности прошедшего излучения на субпертурах датчика Шака-Гартмана

[Sheldakova, 2016]. Были выполнены численные оценки по эффективности фокусировки лазерного пучка сквозь рассеивающий слой [Галактионов, 2016].

Экспериментальная адаптивная система состояла из биморфного зеркала, датчика Шака-Гартмана для анализа искажений лазерного пучка [Галактионов, 2015] и ПЗС-камеры для анализа распределения интенсивности и размера фокального пятна в дальней зоне. Управление адаптивным зеркалом осуществлялось при помощи двух методов: минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана [Галактионов, 2017] и оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по интенсивности фокального пятна в дальней зоне [Sheldakova, 2010].

Адаптивный корректор

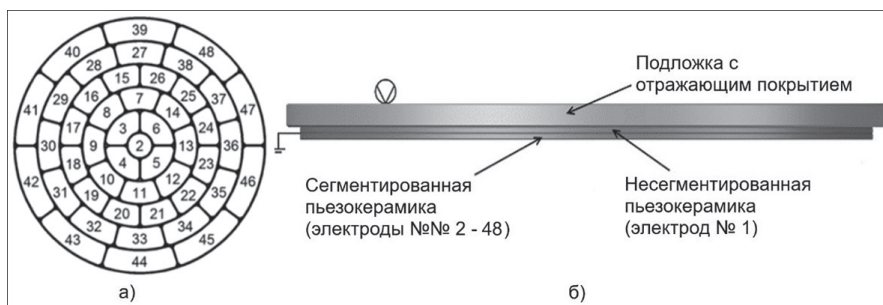


Рис. 1. Нумерация электродов (а) и схема биморфного зеркала (б)

В качестве адаптивного фокусирующего элемента в экспериментальной установке применялось биморфное адаптивное зеркало (рис. 1) [Samarkin, 2002; Kudryashov, 2001]. Световая апертура зеркала составляла 50 мм, амплитуда деформации поверхности ± 20 микрон, зеркало имело 48 электродов, на которые подавались напряжения в диапазоне от -300 В до $+300$ В.

Фокусировка лазерного пучка. Используемые методики

Минимизация смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана с использованием функций отклика биморфного зеркала – применялся алгоритм, описанный в [Kudryashov, 2012]. Формула (1) представляет функционал, который необходимо было минимизировать.

$$S_k = \left| \begin{matrix} \Delta x_k \\ \Delta y_k \end{matrix} \right| = \sum_{j=1}^N u_j \cdot b_j(x_k, y_k) \rightarrow MIN, \quad (1)$$

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.

Оптимизация фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне [Sheldakova, 2004]. Этот алгоритм максимизирует яркость

фокального пятна (формула (2)) в дальней зоне, а также оптимизирует его диаметр.

$$\frac{1}{MaxIntens} \cdot (D_x + D_y) \cdot \max(D_x, D_y) \rightarrow MIN, \quad (2)$$

где D_x – диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси X, D_y – диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси Y, $MaxIntens$ – максимальный уровень яркости в фокальном пятне.



Рис. 2. Фотография экспериментальной установки для фокусировки рассеянного лазерного пучка

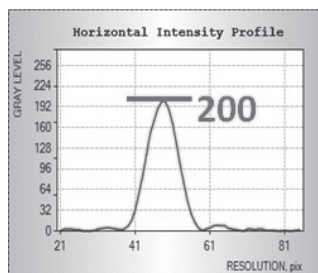
Экспериментальная установка

После проведения теоретических расчётов и численных оценок по возможности фокусировки рассеянного лазерного пучка была разработана и собрана экспериментальная установка (рис. 2). Коллимированный лазерный пучок с длиной волны 0.65 мкм падал на стеклянную кювету толщиной 5 мм, заполненную суспензией полистироловых микросфер в дистиллированной воде. Рассеянный пучок, прошедший сквозь кювету, попадал на 48-электродное биморфное зеркало, после отражения от которого падал на светоделительную пластину. 20% мощности пучка ответвлялось на датчик Шака-Гартмана, 80% – на ПЗС-камеру с микро-объективом с 20-кратным увеличением.

Результаты фокусировки рассеянного лазерного пучка

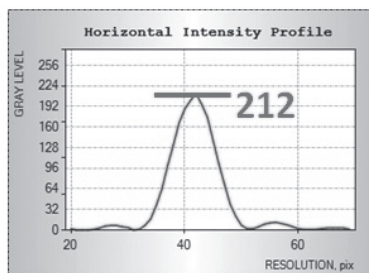
После начальной оптимизации системы, выполняемой с эталонным плоским зеркалом, найденный набор напряжений U , соответствующих лучшему фокальному пятну, сохранялся в качестве опорного для данной установки в отсутствие рассеивающей среды. Также в качестве опорной использовалась полученная при этом гартманограмма на датчике Шака-Гартмана. Иными словами, если в оптический

До фокусировки

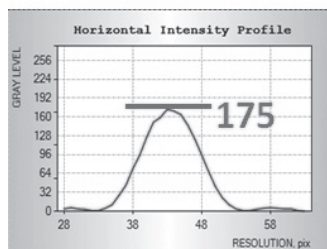


а)

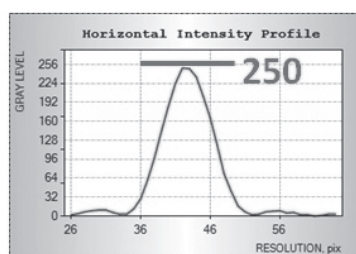
После фокусировки



б)



в)



г)

Рис. 3. Профили распределения интенсивности фокального пятна: а) – до коррекции методом минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, б) – в результате коррекции с помощью минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, в) – до оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне, г) – после оптимизации фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне.

Цифры на изображениях показывают максимальный уровень яркости в пятне.

тракт установки вносились какие-либо искажения, то алгоритм оптимизации по датчику Шака-Гартмана подбирал напряжения на зеркале, при которых центры фокальных пятен стремились к центрам пятен опорной гартманогаммы.

Затем в кювету, изначально заполненную дистиллированной водой, постепенно добавлялись капли суспензии полистироловых микросфер диаметром 1 мкм (известной концентрации). Это вызывало уменьшение интенсивности фокального пятна в дальней зоне. После включения одного из алгоритмов оптимизации и получения приемлемого фокального пятна в дальней зоне на зеркале вновь выставлялся набор оптимальных напряжений U . Затем выполнялась оптимизация следующим алгоритмом. На следующем этапе концентрация рассеивающей среды увеличивалась, и процедура оптимизации повторялась.

На рис. 3 представлены результаты увеличения пиковой интенсивности фокального пятна в результате адаптивной фокусировки рассеянного излучения с использованием двух методик для концентрации рассеивателей $6.2 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$. Индикатриса рассеяния для такой концентрации рассеивающих частиц при толщине слоя 5 мм будет эквивалентна индикатрисе для слоя в несколько сотен метров в условиях тумана, если использовать принцип подобия [Зеге, 1985].

Заключение

Была собрана экспериментальная установка для фокусировки рассеянного лазерного излучения. Ключевым элементом экспериментальной схемы было биморфное адаптивное зеркало с 48 электродами, которое позволило увеличить максимальную яркость фокального пятна в дальней зоне на 10–45%.

Работы проводились при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-01276-а) и в рамках государственного задания ИДГ РАН (проект № 0146-2016-0001).

Литература

Kudryashov A., Samarkin V., Aleksandrov A. Adaptive Optical elements for laser beam control // Proc. SPIE 4457. 2001. PP. 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). PP. 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. PP. 269–276.

Sheldakova J., Kudryashov A., Rukosuev A., Lylova A. Uniform focal spot formation in adaptive system with Shack-Hartmann sensor and M2 sensor // Proc. of 17-th International Conference «Laser Optics». 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. 778912.

Sheldakova J., Rukosuev A., Kudryashov A. Genetic and hill-climbing algorithms for laser beam correction // Proc. SPIE: The International Society for Optical Engineering Laser Resonators and Beam Control VII. Сеп. «Laser Resonators and Beam Control VII» sponsors: SPIE – The International Society for Optical Engineering. 2004. P. 106–111.

Vellekoop I.M., Mosk A.P. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media // OPTICS LETTERS. 2007. № 32. P. 2309.

Галактионов И.В., Шелдакова Ю.В., Кудряшов А.В. Анализ аберраций лазерного излучения, прошедшего сквозь мутную среду // Квантовая электроника. 2015. № 45(2). С. 143–144.

Галактионов И., Кудряшов А., Шелдакова Ю., Бялко А., Каленков Г. Измерение и коррекция волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь рассеивающую среду // Тезисы докладов 17-й международной конференции «Оптика Лазеров 2016». 2016. С. R4–18.

Галактионов И., Кудряшов А., Шелдакова Ю., Бялко Ж., Борсони. Измерение и коррекция волнового фронта лазерного излучения в мутной среде // Квантовая Электроника. 2017. № 47(1). С. 32–37.

Зега Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде // Мн.: Наука и техника. 1985. – 327 с.

ЗЕРКАЛО НА ПЬЕЗОАКТЮАТОРАХ ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ АБЕРРАЦИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СКВОЗЬ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

***В.В. Топоровский¹, А.В. Кудряшов², В.В. Самаркин²,
А.Л. Рукосуев², А.Н. Никитин²***

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский политехнический университет»

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

Разработан корректор волнового фронта – деформируемое зеркало на пьезоактюаторах, позволяющее компенсировать в реальном времени абберрации мощного лазерного излучения, проходящего сквозь турбулентную атмосферную среду. В данной работе описаны параметры турбулентности, при которых возможно применение подобного зеркала. В конструкции зеркала имеется возможность замены поврежденных в процессе эксплуатации пьезоактюаторов, а также охлаждения зеркальной подложки через управляющие элементы. Рассмотрены основные характеристики деформируемого зеркала: форма начальной поверхности, функции отклика актюаторов, их максимальное перемещение и взаимное влияние, а также частотный диапазон управления.

DOI: 10.26006/IDG.2018.10.20198

Введение

Большинство оптико-электронных систем работают в атмосферной среде, где основными искажающими факторами, помимо поглощения и рассеяния света, являются случайные неоднородности показателя преломления – атмосферная турбулентность [Лукин, 2014]. Результатом решения этой проблемы может являться увеличение интенсивности излучения в плоскости фокусировки. Для этой цели могут применяться методы и средства адаптивной оптики (АО), позволяющие компенсировать искаженный волновой фронт светового излучения в реальном времени.

АО широко применяется в области медицины [Babcock, 1953], микроскопии [Roorda, 2007], в задачах передачи светового излучения на длинные дистанции [Biss et al., 2007], коррекция искажений волнового фронта в мощных лазерных системах [Samarkin et al., 2016] и т.д. Ключевым элементом адаптивной оптической системы (АОС) является корректор волнового фронта. В зависимости от области применения можно выделить несколько типов корректоров. В области медицины и микроскопии используются MEMS-зеркала [Bifano, 2011; Bifano et al., 1999] и ЖК-модуляторы [Daniel et al., 2016], обладающие высоким пространственным разрешением управляющих элементов. В работе с мощным лазерным излучением

наиболее эффективная коррекция искаженного волнового фронта достигается при помощи зеркал биморфного типа [Kudryashov et al., 2015], так как они просты в изготовлении, обладают высокой надежностью и хорошо воспроизводят крупномасштабные aberrации волнового фронта с помощью малого количества управляющих электродов. Биморфные зеркала также успешно применяются в сверхмощных импульсных лазерах для компенсации тепловых aberrаций активных элементов [Александров и др., 2005].

Для компенсации турбулентных флуктуаций фазы, вышеперечисленные корректоры волнового фронта не подходят по ряду причин. MEMS-зеркала имеют ограниченный прогиб отражающей поверхности, что делает невозможным компенсации больших по амплитуде крупномасштабных aberrаций. Такие зеркала имеют сравнительно малые апертуры и лучевую стойкость, что не дает возможности управлять мощными непрерывными лазерными пучками [Bifano et al., 1999]. ЖК-модулятор обладает нелинейностью отклика на управляющее напряжение и низким быстродействием [Daniel et al., 2016].

При использовании биморфных деформируемых зеркал возникает проблема воспроизведения мелкомасштабных aberrаций [Kudryashov et al., 2015], хотя для решения этой задачи уже ведутся исследования [Todorovskiy et al., 2018]. Деформируемые зеркала на пьезоактюаторах (ДЗП) имеют высокое быстродействие, плотную упаковку актюаторов и позволяют воспроизводить мелкомасштабные aberrации волнового фронта высоких порядков. Поэтому, с нашей точки зрения, они являются наиболее подходящими для компенсации aberrаций мощного лазерного излучения, прошедшего сквозь турбулентную атмосферную среду [Wlodarczyk et al., 2014; Xue et al., 2013].

Деформируемое зеркало на пьезоактюаторах

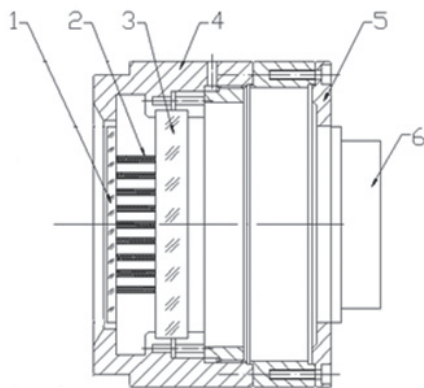


Рис. 1. Схема традиционного ДЗП: 1 – отражающая пластина, 2 – пьезоактюаторы, 3 – толстое основание, 4 – металлический корпус (оправа), 5 – задняя крышка, 6 – электрический разъем

Традиционное ДЗП состоит из толстого плоского основания, многослойных пьезоактюаторов (пьезопакетов) и тонкой стеклянной пластины с отражающим диэлектрическим покрытием с высоким коэффициентом отражения (рис. 1). ДЗП установлено в металлическом корпусе. На задней пластине корпуса установлен электрический разъем для подключения электронного блока управления зеркалом. При подаче электрического напряжения на пьезоактюатор его длина изменяется (увеличивается или уменьшается в зависимости от знака поданного на него напряжения). Перемещение (растяжение или сжатие) пьезоактюатора $\Delta l = d_{33} E l_0$ происходит вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта при на-

личии электрического поля E поперек тонкой пьезокерамической пластины, где d_{33} – «толщинный» пьезомодуль пьезокерамического материала, l_0 – толщина (длина) пьезокерамического элемента. Это растяжение приводит к

деформации отражающей пластины в месте расположения пьезоактюатора. При подаче на пьезоактюаторы набора различных напряжений можно формировать произвольную форму поверхности зеркала.

В конструкции ДЗП имеется два важных недостатка: невозможность замены пьезопакетов в случае их повреждения и отсутствие термостабилизации зеркала [Dixit et al., 2014], что требуется при использовании зеркала для компенсации аберраций мощного лазерного излучения.

Атмосферная турбулентность и основные характеристики зеркала

Основным параметром турбулентной атмосферы является структурная функция показателя преломления C_n^2 , величина которой для сильной турбулентности на горизонтальной трассе составляет $\sim 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$. Данный параметр используется для определения радиуса Фрида, который рассчитывается по формуле [Fried, 1982]:

$$r_0 = 3.02(C_n^2 L k^2)^{-3/5}$$

где C_n^2 – структурная функция показателя преломления, L – длина горизонтальной трассы, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число ($\lambda = 632.8 \text{ нм}$).

Для определения количества управляющих элементов, необходимых для компенсации заданной турбулентности можно воспользоваться следующей формулой [Tyson, 2011]:

$$N = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{r_0} \right)^2,$$

где N – количество актюаторов, D – диаметр апертуры, r_0 – радиус Фрида.

Для $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ на длине горизонтальной трассы в 1.5 км величина радиуса Фрида равняется 9.7 мм. Соответственно, для компенсации атмосферных флуктуаций фазы в турбулентной среде с вышеперечисленными параметрами необходимо иметь 121 актюатор. При гексагональном расположении этих актюаторов на апертуре диаметром 120 мм расстояния между их центрами будут равны 10 мм.

Конструкция актюаторов и оценка их перемещения в составе зеркала

Как отмечалось ранее, одним из существенных недостатков традиционных ДЗП является невозможность их замены в случае выхода из строя, например, пробоя пьезокерамики. Это приводит к необходимости замены всего корректора. Нами предложена конструкция пьезоактюатора, позволяющая заменить его в уже собранном зеркале, не внося серьезных искажений в начальную поверхность деформируемого зеркала.

Пьезоактюатор представляет собой пьезопакет длиной 10 мм с внешним диаметром 5 мм и внутренним отверстием с диаметром 2.5 мм, закреплённый между наконечником и втулкой при помощи проволочного стержня из пружинной стали. Изменяя натяжение проволоки, можно регулировать предварительную нагрузку для сжатия пьезопакета. Это необходимо для того, чтобы для деформации

поверхности зеркала в обе стороны от начальной формы пьезопакет под внешней механической нагрузкой мог как расширяться, так и сжиматься. Локальное перемещение пьезопакета при приложении электрического напряжения 150 В было равно 10 мкм. Рабочий диапазон напряжений, который прикладывался к данному актюатору, составлял от –20 до +180 В. Со стороны втулки актюатор крепился резьбовым соединением к толстому основанию, а наконечник приклеивался к тонкой стеклянной подложке.

Нами были проведены предварительные численные оценки, определяющие размеры и параметры пьезоактюаторов и подобрана марка пружинной стали. Блокирующая сила актюатора размером $\varnothing 5/\varnothing 2.5/10$ мм составляла 700 Н, поэтому сумма сил, необходимых для локальной деформации стеклянной подложки толщиной 2 мм на 10 мкм и растяжения пружинного стержня на такую же длину, не должна превысить это значение.

Значение силы упругости, необходимое для растяжения стержня на расстояние 10 мкм можно вычислить по закону Гука [Ландау, Е.М. Лифшиц, 1953]:

$$F = kx,$$

где F – сила, k – коэффициент жесткости, x – растяжение стержня.

При этом коэффициент жесткости стержня k рассчитывается по формуле [Ландау, Е.М. Лифшиц, 1953]

$$k = ES/L_0,$$

где E – модуль Юнга, S – площадь поперечного сечения стержня, L_0 – длина стержня.

Для наших исследований была выбрана проволока с диаметром 2 мм, изготовленная из стали марки 60С2А с модулем Юнга 212 ГПа. Результаты расчетов в зависимости приложенной силы от длины использованной проволоки представлены на рис. 2, а.

Затем определяем усилие, создаваемое пьезоактюатором, для прогиба поверхности стеклянной подложки в области каждого актюатора. Воспользуемся формулой [Tyson, 2011]:

$$F = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{E_{\text{ст}} h^3 \Delta_{\text{max}}}{d^2 (1 - \mu^2)},$$

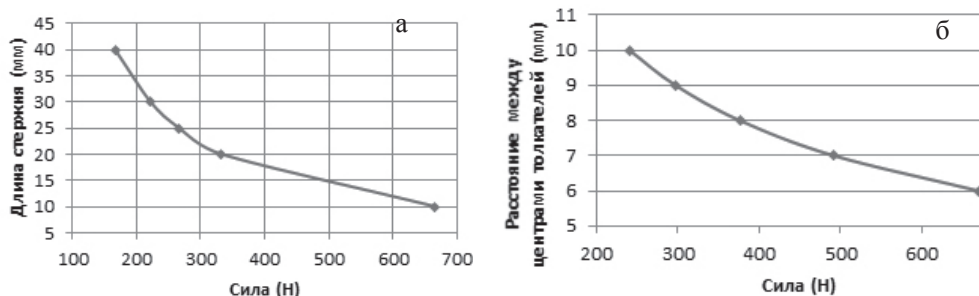


Рис. 2. Графики расчета параметров пьезопакета и пружинной стали: (а) – зависимость прикладываемой силы от длины стержня (слева); (б) – зависимость приложенной силы от расстояний между центрами толкателей (справа)

где E_{cm} – модуль Юнга стекла (69.3 ГПа), h – толщина подложки зеркала, Δ_{max} – прогиб поверхности подложки (10 мкм), d – расстояние между актюаторами, μ – коэффициент Пуассона (для стекла 0.19).

Результаты расчетов зависимости приложенной силы от расстояний между центрами актюаторов (5÷11 мм) представлены на рис. 2, б.

Мы определили размеры пружинного стержня для подобного пьезоактюатора, который может быть использован в зеркале на актюаторах с толщиной стеклянной подложки 2 мм. Сумма сил оказалась равной 507 Н, что соответствует расстоянию между актюаторами в 10 мм и длине стержня 25 мм (сила, необходимая для перемещения оптической поверхности на расстояние 10 мкм – 241 Н, а для растяжения стержня длиной 25 мм на ту же длину – 266 Н).

Конструкция корректора волнового фронта с пьезоактюаторами

Для компенсации турбулентных флуктуаций фазы с $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ДЗП должно иметь 121 управляющий элемент (актюатор). По нашим расчетам, между центрами актюаторов расстояние должно быть 10 мм, то есть при их гексагональном распо-

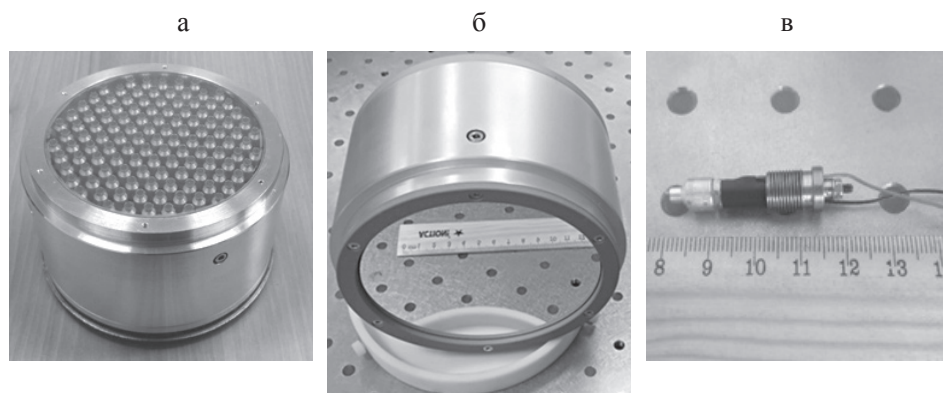


Рис. 3. Фотографии ДЗП: а – без покрытия, б – с покрытием, в – фотография пьезоактюатора в сборе

ложении общий диаметр зеркала будет составлять порядка 120 мм. Общий вид зеркала представлен на рис. 3, а, б. На полированную стеклянную подложку толщиной 2 мм, было нанесено многослойное диэлектрическое высокоотражающее покрытие.

Процесс изготовления ДЗП включал нескольких этапов: 1) сборка пьезоактюаторов из составляющих пьезопакета наконечника, пружинного стержня, втулки для крепления к толстому основанию зеркала и гайки для создания и регулировки предварительного механического натяжения пружинного стержня и, соответственно, пьезопакета (на рис. 3, в представлен общий вид актюатора); 2) регулировкой натяжения стержня амплитуды перемещения выравнивались для каждого актюатора в отдельности с использованием интерферометра Физо; 3) монтаж актюаторов на основании; 4) выравнивание торцевых поверхностей наконечников всех актюаторов механической шлифовкой; 5) приклеивание тонкой стеклянной подложки к наконечникам пьезоактюаторов; 6) электрический монтаж проводов всех актюаторов в электрическом разъеме, установленном на задней крышке

металлического корпуса зеркала; 7) полировка поверхности стеклянной подложки; 8) напыление отражающего покрытия на поверхность подложки. Основными достоинствами данной конструкции ДЗП являются: возможность компенсировать значительные по амплитуде крупномасштабные и мелкомасштабные aberrации волнового фронта, возможность замены пьезопакета в случае его повреждения, а также возможность охлаждения зеркальной подложки через управляющие актюаторы при условии термостабилизации толстого основания, на котором установлены актюаторы.

Параметры деформируемого зеркала на пьезоактюаторах

После изготовления ДЗП были исследованы его основные характеристики. Для этого был создан диагностический стенд, представляющий собой адаптивную оптическую систему (АОС). Оптическая схема такого стенда показана на рис. 4. АОС состоит из источника излучения – диодного лазера с волоконным выводом с длиной волны 650 нм и мощностью 5 мВт (2), линзы с фокусным расстоянием 500 мм (4), деформируемого зеркала ДЗП (5), датчика волнового фронта типа Шака-Гартмана (ДВФ). ДВФ состоит из КМОП видеокамеры (8), линзового раstra с фокусным расстоянием микролинз 5 мм, размером микролинз 120x120 мкм, уменьшающего телескопа с увеличением 12.5X, включающего входную линзу диаметром 50 мм (6) с фокусным расстоянием 500 мм и выходную линзу диаметром 25 мм (7) с фокусным расстоянием 40 мм. Для юстировки оптической системы использовался трассировочный диодный лазер с узким параллельным пучком на длине волны 650 нм

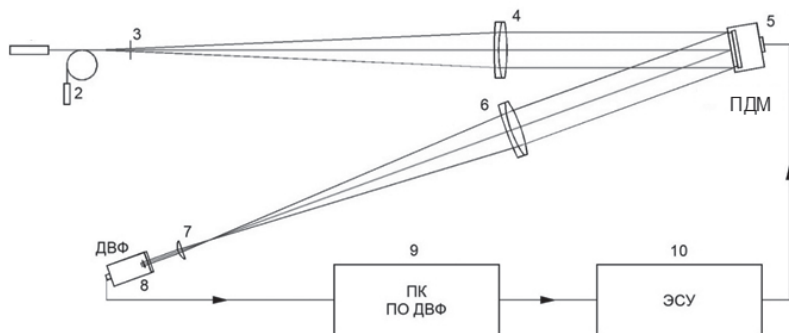


Рис. 4. Оптическая схема диагностического стенда: 1 – трассировочный лазер, 2 – диагностический лазер, 3 – диафрагма, 4 – коллимирующая линза, 5 – ДЗП, 6 – входной объектив уменьшающего телескопа, 7 – выходная линза телескопа, 8 – датчик волнового фронта, 9 – компьютер с программным обеспечением, 10 – электронная система управления

(1). На диафрагме (3) выполнялось совмещение оптических осей расходящегося диагностического (2) и трассировочного параллельного (1) пучков лазерного излучения, чтобы при дальнейшем распространении излучение также проходило через центры оптических элементов.

Начальная поверхность зеркала представлена в виде интерферограммы на рис. 5, а, полученного с помощью ДВФ. Aberrации начальной поверхности зеркала составили $P-V = 0.27$ мкм, $RMS = 0.034$ мкм. Чтобы иметь возможность

Рис. 5. Поверхность зеркала: слева (а) – начальная поверхность (P-V – 0.27 мкм, RMS = 0.034 мкм); справа (б) – поверхность зеркала с начальными напряжениями +80 В на всех актюаторах (P-V – 1.47 мкм, RMS = 0.18 мкм)

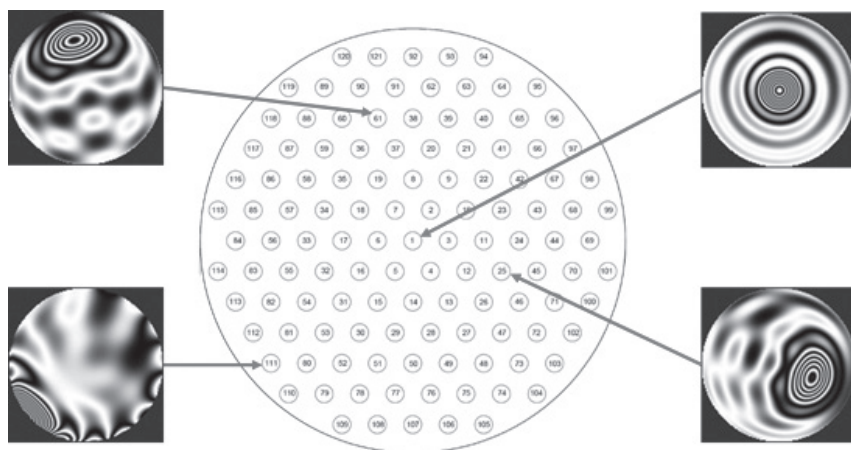
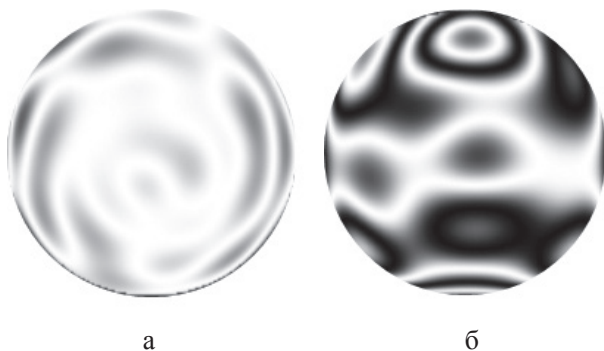


Рис. 6. Функции отклика 1, 25, 61 и 111-го актюаторов

деформировать поверхность зеркала не только в положительном направлении (толкать зеркальную поверхность), но и в противоположном (то есть тянуть зеркало), были приложены ко всем актюаторам равные напряжения (+80 В), так называемые BIOS-напряжения. Форма поверхности зеркала после подачи напряжений показана на рис. 5, б. Отклонение от плоскостности в этом случае составило P-V = 1.47 мкм. Это связано с разной чувствительностью отдельных пьезопакетов.

Функции отклика всех актюаторов ДЗП были измерены на диагностическом стенде при помощи ДВФ. Функции отклика представлены в виде интерферограмм, некоторые из которых показаны на рис. 6. Данные картины отображают деформацию поверхности зеркала при подаче электрического напряжения +70 В на один актюатор. При измерениях начальная поверхность зеркала вычиталась из результирующей.

После этого была проведена коррекция искажений поверхности зеркала с использованием метода фазового сопряжения [Кудряшов и др., 2012]. В результате коррекции удалось уменьшить aberrации зеркала, которые появились после подачи BIOS напряжений. Отклонение от плоскостности составило 0.01 мкм (P-V) и 0.019 мкм (RMS). На рис. 7 представлен результат коррекции искажений с приложенными напряжениями. Максимальный разброс напряжений составлял 17 В от начального напряжения +80 В.

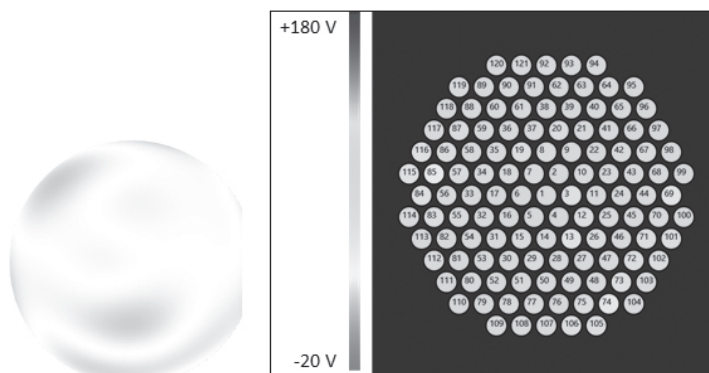


Рис. 7. Коррекция искажений зеркальной поверхности (P-V – 0.1 мкм, RMS = 0.019 мкм) с приложенными напряжениями

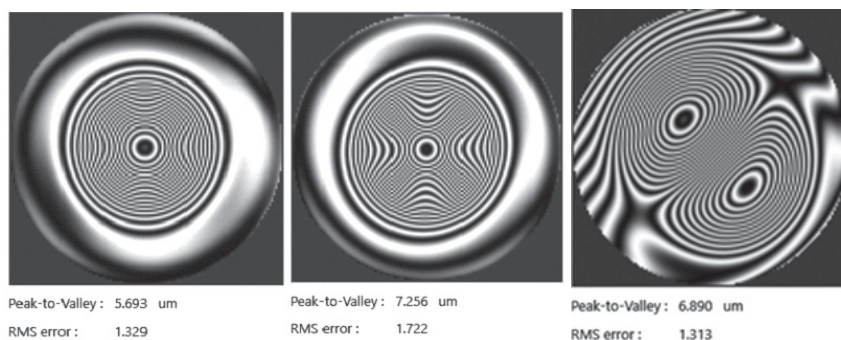
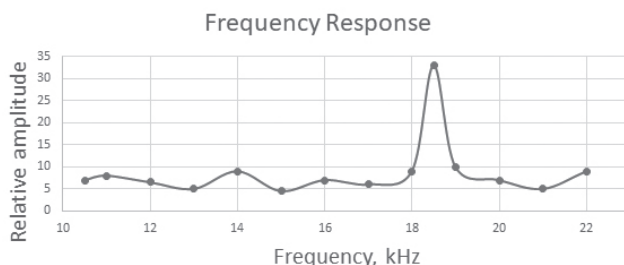


Рис. 8. Максимальное перемещение актюатора № 1: а – приложенные напряжения +90 В (P-V – 5.7 мкм, RMS = 1.33 мкм); б – -90 В (P-V – 7.26 мкм, RMS = 1.72 мкм); в – деформация поверхности зеркала при подаче одинаковых по модулю напряжений на соседние актюаторы №№ 1 и 7 (напряжение на актюаторах № 1 – +160 В, №7 – 0 В)

Была измерена максимальная деформация поверхности зеркала под действием каждого актюатора. На рис. 8, а, б представлены результаты деформации поверхности для первого актюатора. При подаче напряжения +90 В на первый актюатор относительно BIOS (+80 В) деформация поверхности была равна 5.7 мкм (P-V). При приложении того же напряжения, но с отрицательным знаком, деформация составила – 7.3 мкм (P-V). Максимальное перемещение поверхности актюатора было 13 мкм. Были получены результаты по деформации поверхности зеркала при подаче одинаковых по модулю напряжений 80 В, но противоположных знаков, на соседние актюаторы №№ 1 и 7 (рис. 8, в). Величина деформации оказалась почти в 2 раза меньше максимальной деформации для одного актюатора и составила около 7 мкм.

Была измерена частота первого резонанса данного зеркала. Для этого на актюатор № 2 с генератора звуковых сигналов подавалось синусоидальное напряжение в частотном диапазоне частот от 0.1 до 24 кГц. Это вызывало колебание поверхности зеркала, которое регистрировалось соседним актюатором № 3. Частотой первого резонанса считается частота, при которой разность фаз генерируемого

Рис. 9. Амплитудно-частотная характеристика зеркала



сигнала и собственного колебания зеркала составляет 90° . Первый резонанс собственных колебаний деформируемого зеркала был определен на частоте 18.5 кГц, при котором также наблюдалась максимальная амплитуда генерируемого сигнала (рис. 9).

Заключение

Было разработано деформируемое зеркало на пьезоактюаторах для компенсации мощного лазерного излучения, прошедшего сквозь турбулентную атмосферу. Это зеркало предназначено для коррекции фазовых флуктуаций, характерных атмосферной турбулентности со следующими параметрами: $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ на длине горизонтальной трассы 1.5 км, радиус Фрида составляет 9.7 мм для длины волны 632.8 нм.

Изготовлено и исследовано деформируемое зеркало с диаметром 120 мм, количеством актюаторов 121 с гексагональным расположением, расстоянием между актюаторами 10 мм. Максимальное перемещение поверхности зеркала под воздействием пьезоактюатора составляло ~ 13 мкм, что дает возможность корректировать крупномасштабные aberrации вплоть до 13 мкм. Частота первого резонанса такого зеркала составляла 18.5 кГц, что позволяет управлять таким зеркалом в АОС в килогерцовом диапазоне.

Основными преимуществами данной конструкции зеркала являются возможность компенсации быстроменяющихся мелкомасштабных aberrаций, возможность замены поврежденных пьезокерамических пакетов, а также возможность охлаждения зеркальной подложки через корпуса актюаторов.

Работы проводились при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-01276-а) и в рамках государственного задания ИДГ РАН (проект № 0146-2016-0001).

Литература

- Александров А.Г. и др. Адаптивная коррекция излучения мощного титан-сапфирового лазера // Журнал прикладной спектроскопии. т. 72. № 5. 2005. с. 678–683.
- Кудряшов А.В. и др. Анализ способа компенсации волнового фронта при использовании датчика Шэка-Гартмана как элемента адаптивной оптической системы // Автометрия, 2012. 48 (2), с. 52–56.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Теория упругости 1953. – 248 с., Лукин В.П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики. УФН. 2014. 184, с. 599–640.

- Babcock H.W.* (1953). The possibility of compensating astronomical seeing, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 65(386), pp. 89–98.
- Bifano T.* (2011) Adaptive imaging: MEMS deformable mirrors, Nature Photonics 5, pp. 21–23.
- Bifano T. et al.* (1999) Microelectromechanical deformable mirrors, IEEE J. Sel. Top. Quant. 5, pp. 83–89.
- Biss MD.P. et al.* (2007). In vivo fluorescent imaging of the mouse retina using adaptive optics, Optics Letters 32 (6), pp. 659–661.
- Dixit A. et al.* (2014) Characterization of multichannel deformable mirror for adaptive optics applications, Asian Journal of Physics, 23(4), pp. 581–590.
- Daniel A. et al.* (2016). Wavefront for glare reduction, Optica 3, pp. 1104–1106.
- Fried D.* (1982). Anisoplanatism in adaptive optics, Journal of the Optical Society of America, 72(1), pp. 52–61.
- Kudryashov A. et al.* (2015). Extremely high-power CO₂ laser beam correction. Applied Optics 54(14), pp. 4352–4358.
- Roorda A.* Applications of Adaptive Optics for Vision and Ophthalmoscopy, OSA Technical Digest, 2007.
- Samarkin V. et al.* (2016). Wide aperture piezoceramic deformable mirrors for aberration correction in high-power lasers, High Power Laser Science and Engineering 4, p. e4.
- Toporovskiy V. et al.* (2018). High spatial resolution bimorph deformable mirror for laser beam control, Proceedings SPIE 10518, p. 1051821.
- Tyson R.* (2011). Principles of Adaptive Optics, 299 p.
- Włodarczyk K. L. et al.* (2014). Scalable stacked array piezoelectric deformable mirror for astronomy and laser processing applications, Review of Scientific Instruments, 85, p. 024502.
- Xue M.L. et al.* (2013). Structure and closed-loop control of a novel compact deformable mirror for wavefront correction in a high-power laser system, Laser Physics Letters, 10(4), p. 045301.

ABSTRACT

ON REFLECTING PROPERTIES OF THE INNER CORE BOUNDARY BELOW SOUTH AMERICA AND SOUTHEASTERN ASIA

Dmitry Krasnoshchekov and Vladimir Ovtchinnikov

IDG RAS

The paper revisits heterogeneities of the inner core boundary (ICB) by analysing the dataset of differential travel times and amplitude ratios of PKiKP and PcP measured at 3.2–35.2 degrees and reflected off the core's boundaries under Southeastern Asia and South America. We observe a statistically significant systematic bias between the measurements collected in western and eastern hemispheres and estimate the ICB density jump under Southeastern Asia as about 0.3 g/cm³, which is three times as small as under South America. The findings can be interpreted either as another evidence for inner core dichotomy or in terms of disconnected mosaic patches with contrasting properties on the surface of the Earth's inner core. We also find the liquid western hemisphere can be 1–3 km thicker than the liquid eastern, which jointly with degree one ICB density jump distribution agrees with translation model. It assumes crystallisation in the denser cold western hemisphere and melting on the opposite hot eastern side, and not vice versa.

ATTENUATION AND DIFFERENTIAL TRAVEL TIMES IN THE EARTH'S INNER CORE FROM INVERSION OF SEISMIC WAVEFORMS

P.B. Kaazik, D.N. Krasnoshchekov, V.M. Ovtchinnikov

IDG RAS

We present seismic inversion estimates of Q-factor that characterizes attenuation of the propagating media. For the outermost 300 km of the Earth's inner core the Q-factor makes 324 ± 17 . Comparison of this estimate with Q derived from spectral relations shows the outputs are essentially the same in statistical meaning. Seismic waveform inversion also enables measuring of PKP_{df} – PKP_{bc} differential travel times that turn out significantly different from the ones measured by cross-correlation or on the base of positions of maximal amplitudes of PKP_{df} and PKP_{bc}.

PARAMETERS OF THE NORTH KOREAN SEISMIC EVENT ON SEPTEMBER 03, 2017 FROM OBSERVATIONS AT REGIONAL DISTANCES

V.M. Ovtchinnikov

IDG RAS

On September 3, 2017, a nuclear explosion was carried out in the Democratic people's Republic of Korea, the epicenter of which was located near the tests dated back to 2006, 2009, 2013, 2015 and 2016. From the analysis of seismograms, mainly at regional distances up to 110, the important source parameters as scalar seismic moment, moment magnitude, and full seismic moment tensor (SMT) were estimated. The SMT can be decomposed into an isotropic part directly related to the explosion, which accounts for 47.2% of the radiation and an additional part, probably associated with the rise of the dome of the explosion and its subsequent falldown, which accounts for 41.1%.

IDENTIFICATION OF WEAK SEISMIC EVENT SIGNALS FROM RECORDS OF A SMALL APERTURE GROUP WHILE MONITORING LOCAL SEISMICITY OF MINE WORKINGS

A.V. Varypaev, I.A. Sanina

IDG RAS

Multichannel processing technique of seismic antenna records, focused on identifying signals of weak seismic events observed against the background of natural seismic interference, is proposed. The method was tested on model data and real records registered by the small aperture array in the area of Gubkin town, where iron ore deposits are being developed and industrial explosions are regularly conducted. After preliminary detection procedure the signal identification was performed by estimating the apparent slowness vector of P-waves of seismic events. The paper also presents a model experiment, where results are fully consistent with the results of real data processing.

DISTRIBUTION OF IMPACT AND EXPLOSION SEISMIC ENERGY IN HEMISPACE

B. Ivanov

IDG RAS

Estimate of seismic wave parameters generated with impacts and explosions is a classic problem of geophysics. Here we attract an attention to the interesting specific feature of the non-uniform spatial distribution of seismic energy for impacts and explosions near the free surface. The numerical modeling reveals that impacts and near-

surface explosions the essential part of seismic energy is distributed into a cone of 120° apex angle around the axis of symmetry containing 50% of the target mass.

THE END-MEMBER MODEL OF QUASI-VISCOUS LUNAR CRATER DEGRADATION DUE TO REGOLITH SEISMIC SHAKING

B. Ivanov

IDG RAS

Small lunar craters with diameters below ~100 m are relatively young (age <0.5 Gyr). While a few large lunar craters are formed during this time, small crater degradation in various lunar locations allows us investigate modern lunar surface processes. Here we estimate the possible influence of seismic shaking at the rate of small lunar crater degradation.

ACOUSTIC EFFECT OF MASS EXPLOSIONS UNDER MINE DEVELOPMENT OF IRON ORE DEPOSITS

V.I. Kulikov

IDG RAS

Monitoring of mass explosions in the city of Gubkin during the blasting of iron ore in the mine named after Gubkin of the KMAruda was conducted. In the course of monitoring, along with the registration of seismic waves, are obtained registergrams of air pressure. It is shown that in the epicenter of the explosion, vertical seismic explosive oscillations of the day surface emit plane air waves. Their amplitude, frequency and impact on the population of the city are analyzed.

ESTIMATION OF TECTONIC STABILITY OF THE KURSK NPP AREA BY COMPUTER LINEAMENT ANALYSIS METHODS

G.N. Ivanchenko

IDG RAS

The work is devoted to the use of computer image processing and lineament analysis (LESSA) based on it to search for signs of faults activity in the near zone of the Kursk NPP site. Methods were used for comparing global and local rose diagrams of lineaments, identifying long lineaments and comparing them with the geological situation, as well as considering and interpreting lineament forms near faults with estimated activity. It is shown that near the Kursk NPP using computer detected lineaments and lineament analysis, reliable signs of modern faults activity are not recorded. The region can be classified as tectonically stable within the Kursk megablock of the Voronezh crystalline massif.

THE DYNAMICS OF DEFORMATION OF THE FLUID-SATURATED RESERVOIR ACCORDING TO THE PRECISION MONITORING OF THE UNDERGROUND WATER LEVEL AT THE TERRITORY OF THE MIKHNEVO GEOPHYSICAL OBSERVATORY

E.M. Gorbunova, A.N. Besedina, E.A. Vinogradov

IDG RAS

Underground water response at the territory of the Mikhnevo Geophysical Observatory of IDG RAS to seismic wave passage from distant earthquakes is considered as the main indicator of the dynamics of deformation of the fluid-saturated reservoir. The hydrogeological responses to 11 earthquakes with magnitudes 7.1-9.1 are identified in the confine aquifer during 2008-2017. The similar effects from 36 earthquakes with magnitudes 6.2-8.2 are detected in the unconfined aquifer during 2013-2017. A comparative analysis of the recorded level variations in the high-frequency and low-frequency ranges allowed us to distinguish 3 types of hydrogeological effects. The first two types, which are defined in a limited and wide range of frequencies, correspond to co-seismic variations of the level. The third type - postseismic irreversible changes of the underground water level can be connected with a disturbance of the fracture-pore structure of the rock.

EXPERIMENTAL STUDY OF AN EXTERNAL LOAD INFLUENCE ON THE FILTRATION PROPERTIES OF VISCOELASTIC POROUS MEDIA

*N.A. Baryshnikov, A.D. Kupriyanov, E.V. Zenchenko,
S.B. Turuntaev, A.V. Orlov*

IDG RAS

A series of experiments was carried out to study the dependence of the filtration properties of low-permeable viscoelastic samples of porous rock under the influence of an external load. During the experiments, a permeability drop with increasing compression was observed. Based on the assumptions about the nature of the deformation of the pore space, an analytical model of the dependence of the permeability of viscoelastic porous media on the applied load is proposed. When analyzing the results of the experiment, pairwise comparison of consecutive permeability drops with changing in compression pressure was carried out. This method allows, despite the complex history of deformation, to analyze the type of dependence of permeability on external pressure, which allows to draw conclusions about the geometry of the pore space of the sample.

ON THE SEISMIC RADIATION DURING THE FAULT SLIP

A.M. Budkov, G.G. Kocharyan

IDG RAS

The results of 2D numerical simulation of fault slip are presented. The features of seismic wave emission during shear along a heterogeneous interface containing areas with

different types of frictional interaction are investigated. It is shown that the high-frequency part of the radiation spectrum is determined by the characteristics of the asperities. The latter are spots with the property of velocity weakening. The rupture always starts at one of such spots. The low-frequency part of the spectrum, and, consequently the seismic moment and far field magnitude, are determined by the characteristics of fault region involved in the movement. The rupture stops in the area with the property of velocity strengthening, caused either by a local decrease in the level of stresses normal to the fracture plane, or by the properties of geomaterials composing the fault.

RATE-STATE BASED NUMERICAL SIMULATION OF SEISMICITY GENERATED BY SLIDING

V.Yu. Riga², S.B. Turuntaev^{1,2,3}, A.A. Ostapchuk¹

¹IDG RAS, ²ARRIA, ³MIPT

Several variants of the rate-state friction law are considered in application to the laboratory experiment data on the block sliding under normal and shear stresses. It is shown, that the best variant is two-parameters type of the rate-state equation. To reproduce not only the time distribution of the block sliding pulses but also the shape of the pulses, it is necessary to use the friction law with viscous term addition. With the help of multiple calculations, we succeeded to find the optimal rate-state parameters providing the best matching between the experimental and calculated results both for the pulse time distributions and for sliding pulse shapes

THE EFFECT OF SPATIAL HETEROGENEITY OF THE FAULT FILLER ON THE NUCLEATION OF SEISMOGENIC RUPTURE. LABORATORY EXPERIMENT

I.V. Batukhtin, D.V. Pavlov, V.K. Markov, A.V. Varypaev

IDG RAS

Investigated was the effect of spatial heterogeneity of the filler of a fault model on the nucleation of rupture under shear in a series of laboratory experiments on an elastic block. The spatial heterogeneity of filler was achieved by using two components – dry starch and dry clay, the first one providing stick-slip and the second one – continuous creep. It is demonstrated that initiation of rupture localizes in the section corresponding to stick-slip. Moving this section along the area of the contact has led to a corresponding displacement of the point of rupture initiation.

INJECTION OF A FLUID AS A METHOD TO CHANGE THE ENERGY OF DYNAMIC EVENTS

V.S. Martynov, A.A. Ostapchuk, A.M. Budkov

IDG RAS

Presented are the results of laboratory and numerical experiments investigating the effect of fluid on the deformation mode of a model fault. It is shown that even slight variations of fluid properties can lead to a radical change of fault rheology and its deformation mode.

EJECTION OF SEA WATER INDUCED BY MARINA TARGET ASTEROIDAL IMPACTS

V.V. Shuvalov

IDG RAS

Numerical simulations are used to estimate volumes of sea water ejected to the Earth's atmosphere by marina target asteroidal impacts. A dependence of the volumes on water depth and projectile size and velocity is investigated.

AN ESTIMATE OF GASDYNAMICAL DISTURBANCES OF THE EARTH'S UPPER ATMOSPHERE INDUCED BY IMPACTS OF COSMIC BODIES

V.M. Khazins, V.V. Shuvalov

IDG RAS

The results of 3D numerical simulations of ionospheric disturbances induced by impacts of large (>30 m) comets and asteroids are presented for a wide range of projectile size, velocity, composition, and trajectory angles. The results obtained with a purely gasdynamical model provide the first estimates of possible effect of asteroidal impacts on the upper (up to 400 km) atmosphere.

INITIATION OF FIRES BY IMPACTS OF ASTEROIDS

V.V. Svetsov, V.V. Shuvalov

IDG RAS

The impacts of asteroids 1–10 km in diameter were simulated numerically, including development and radiation of impact plumes. The radiation fluxes on the surface of the Earth were calculated, which made it possible to determine the areas of potential occurrence of fires. The dimensions of the areas of initial ignition range from ~1000 km at a body size of 1 km to ~7000 km at a body diameter of 10 km.

DETERMINATION OF THE METEOR PARTICLES PROPERTIES FROM OBSERVATIONAL DATA

V.V. Efremov, O.P. Popova, D.O. Glazachev and A.P. Kartashova

IDG RAS

Models of interaction of small meteor bodies with the atmosphere of the Earth are considered. These models are used to analyze meteor observations (light curves). Special method of automated estimation is elaborated. Its application allows to estimate the masses and densities of meteoroids

**NON-LOCAL GEOMAGNETIC EFFECTS DUE TO LIPETSK (2018/06/21)
AND CHELYABINSK (2013/02/15) METEORITE FALLS**

A.A. Spivak, S.A. Riabova

IDG RAS

Geomagnetic variations accompanied meteorites fall in the Earth's atmosphere were considered for as example following events: Chelyabinsk (13.02.2013 г.) and Lipetsk (21.06.2018 г.) meteorites. On the basis of the instrumental observations data carried out in row of magnetic observatories of INTERMAGNET and observatory "Mikhnevo" of Institute of Geospheres Dynamics it is determined that as a whole meteorite falls result in change of magnetic-field vector for about 3.5 nT in spite of the distances from the event. In so doing horizontal components are decreased on ~ 8 nT. Geomagnetic effect resulting from meteorite falls are observed at the distance up to 2700 km. The relations between duration induced magnetic-field vector variations and the distance was proposed.

**GEOPHYSICAL EFFECTS OF THE MOSCOW HURRICANE,
21 APRIL 2018**

A.A. Spivak, Yu.S. Rybnov, V.A. Kharlamov

IDG RAS

Results of the instrumental observations of microbar pulsations of atmospheric pressure and variations of electric field in Moscow during hurricane 2018/04/21 were considered. It is determined that strong atmosphere's disturbances in the form of cold atmospheric front which are accompanied by wind increase for storm values result in considerable amplitude variations of electrostatic intensity and acoustic oscillations. In so doing heightened variations of registered geophysical fields with characteristic changes of their spectrums were find out about to one hour before hurricane. It could be considered as predicted sign of forthcoming hurricane on the assumption of data storage.

**RADIOGENIC HEAT OF EARTH REVALUATION IN THE FIRST 500
MILLION YEARS OF EARTH EXISTENCE, THE RELEASE
OF GRAVITATIONAL ENERGY DURING THE FORMATION
OF THE EARTH'S CORE**

V.N. Sergeev, G.V. Pechernikova

IDG RAS

Based on current data, estimates are made of the amount of heat released in the earth's interior during the first 500 million years of the Earth's existence during the radioactive decay of short-lived ^{26}Al , ^{60}Fe and long-lived ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{40}K . Estimates were carried out for the two most plausible groups of models of the Earth's composition: geochemical (based on the composition of carbonaceous chondrites) and cosmochemical (based on the composition of enstatite chondrites). The question of gravitational energy released during the formation of the earth's core is considered.

ELECTROMAGNETIC-ACOUSTIC INTERACTIONS THROUGH AIR IONS AS A SOURCE OF ELECTROPHONE NOISES ACCOMPANYING FALLS OF METEORIODS

I.Kh. Kovaleva

IDG RAS

A model of the electrophonic effect observed when meteoroids are falling is proposed. The effect is explained in the form of a nonlinear interaction of an electromagnetic wave with light atmospheric air ions at a frequency near the cyclotron resonance. The ions transmit their motion to vibrationally excited neutral air molecules, which leads to the excitation of an acoustic pulse. The equations of three-wave interaction of electromagnetic, ion-cyclotron and acoustic waves are obtained.

SIMULATION OF ALUMINUM JET EXPANSION IN AGRE, TAKING INTO ACCOUNT DEVIATIONS FROM THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM

M. Kuzmicheva

IDG RAS

The results of modeling of non-equilibrium ionization state in aluminum plasma jet of an explosive generator, injected into the ionosphere during active geophysical experiments are presented. The achievement of the "freezing" state of the ionization degree is shown, the applicability of the obtained results for various injection scenarios is discussed.

HIGH TEMPERATURE ALUMINUM PLASMA RADIATION AT THE INITIAL STAGE OF EXPANSION IN THE IONOSPHERE

*T.V. Losseva^{1,2}, I.B. Kosarev¹, J.I. Zetzer¹,
A.N. Lyakhov^{1,2}, A.V. Chermenin²*

¹Institute of Geosphere Dynamics RAS, Moscow

²Dukhov Research Institute of Automatics, Moscow

We present the numerical simulation results for the initial stage of high temperature aluminum plasma expansion in the rarefied medium. The medium parameters correspond to the Earth's atmosphere at 300 km altitude. The temporal features of radiation fluxes as well as directional diagrams are presented. The elaborated model allows explaining the qualitative features of space explosions optical signatures.

INVESTIGATION OF EFFICIENCY OF LASER BEAM FOCUSING THROUGH THE SCATTERING AEROSOL BY MEANS OF ADAPTIVE OPTICAL SYSTEM

*I.V. Galaktionov, A.V. Kudryashov, A.N. Nikitin, A.L. Rukosuev,
G.N. Mar, J.V. Sheldakova*

IDG RAS

Experimental setup for laser beam focusing through the glass cuvette with the scattering suspension of 1-micron polystyrene microspheres was developed. Bimorph mirror was used as adaptive element, Shack-Hartmann sensor and CCD camera were used as feedback devices.

STACKED-ACTUATOR MIRROR FOR ABERRATION COMPENSATION OF THE LASER BEAM PROPAGATED THROUGH TURBULENT ATMOSPHERE

*V.V. Toporovsky¹, A.V. Kudryashov², V.V. Samarkin²,
A.L. Rukosuev², A.N. Nikitin²*

¹Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia;

²Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Science, Moscow, Russia

In order to compensate for the real-time regime aberrations of the laser beam, propagating through turbulent atmosphere, stacked-actuator deformable mirror was developed. In this paper turbulent parameters were described, under which this type of the mirror will be operated. In this construction we can replace broken piezoactuators, also stacked-actuator mirror surface could be cooled by the actuators body. Main characteristics of the deformable mirror are shown. They are following: form of the initial surface; response functions of the actuators; maximal stroke and inter-actuator stroke; operating speed of the mirror.

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 10

Компьютерная верстка: *В.В. Ежакова*

Дизайн обложки: к.ф.-м.н. *И.А. Ряховский*

Фото: Boris Baldinger, <https://unsplash.com/photos/eUFfY6cwjSU>

Подписано к печати 18.11.2018

Формат 70×100¹/₁₆. Бумага офсетная

Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 18,0.

Тираж 300 экз.

Отпечатано в полном соответствии с представленным электронным оригинал-макетом
в ООО «Графитекс»
127018, Москва, Складочная, 6, стр. 4