Санкт-Петербургский государственный университет

Материалы
12-ой международной школы-конференции

ПРОБЛЕМЫ ГЕОКОСМОСА

Санкт-Петербург, Петергоф
8-12 октября 2018 г.

Ответственные редакторы:
Н.Ю. Бобров, Н.В.Золотова, А.А. Костеров, Т.Б. Яновская

Санкт-Петербург 2018

УДК 550.8; 551
ББК 26.3
П78

П78 **Проблемы геокосмоса.** Материалы 12-й международной школы-конференции. Санкт-Петербург, Петергоф. 8–12 октября 2018 г. / Отв. редакторы: Н. Ю. Бобров, Н. В. Золотова, А. А. Костеров, Т. Б. Яновская. — СПб.: Изд-во ВВМ, 2018. — 385 с.

ISBN 978-5-9651-1207-4

ISBN 978-5-9651-1207-4

© Авторы, 2018

Содержание

Section EG. Exploration and Environmental Geophysics 7

Ермохин К. М.
Совместная интерпретация геофизических и геохимических полей
на основе их аналитического продолжения вниз. 7

Осипова П. С., Оленченко В. В., Бортникова С. Б., Юркевич Н. В. Влияние суточного хода
температуры на удельное электрическое сопротивление
вещества отвалов хвостов обогащения сульфидных руд 14

Плоткин В. В., Могилатов В. С.
О роли эффекта Холла при магнитотеллурическом зондировании 20

Плоткин В. В., Могилатов В. С.
Об измерении вертикальной компоненты электрического поля при магнитотеллурическом
зондировании. 27

Чернова Е. С., Шумскайте М. Й.
Применение метода ЯМР-релаксометрии при изучении физико-химических свойств
пластовых флюидов 34

Section P. Paleomagnetism and Rock Magnetism 40

Афиногенова Н. А., Щербаков В. П., Грибов С. К., Смирнов М. А.
О причинах возникновения L- образных диаграмм Араи-Нагата 40

Варданян А. А., Стаховская Р. Ю.
Магнитные свойства осадков разреза Норашен (оз. Севан). 47

Водовозов В. Ю., Захаров В. С., Зверев А. Р., Травин А. В.
Датирование термоостаточной намагниченности гранитных батолитов
(на примере гранитов кодарского комплекса Забайкалья) 52

Гнибиденко З. Н., Левичева А. В., Маринов В. А., Смолянинова Л. Г., Семаков Н. Н.
Палеомагнитные исследования верхнего мела северо-востока Западной Сибири 58

Грибов С. К., Щербаков В. П., Афиногенова Н. А.
Лабораторное моделирование метода определения палеонапряженности
по процедуре Телье-Коэ на породах, несущих TCRM 64

Грищенко В. А., Гужиков А. Ю., Маникин А. Г.
Сводный магнитостратиграфический разрез валанжина горного Крыма. 71

Гужикова А. А., Гужиков А. Ю., Грищенко В. А., Маникин А. Г.
Магнитостратиграфия верхнего мела нижнего поволжья 78

Демина И. М., Горшкова Н. В., Меркурьев С. А., Иванов С. А.
Влияние зон субдукции на структуру мелкомасштабных течений
на границе ядро-мантия 84

Жидков Г. В.
Учёт поправки на подмагничивающее поле в печи при измерении намагниченности
во время определения палеонапряжённости методом Телье-Коу и термочистки 89

Зверев А. Р., Водовозов В. Ю.
Палеомагнетизм раннепротерозойских базитовых комплексов Олекминского блока
юга Сибирского кратона. 96

Иосифиди А. Г., Сергиенко Е. С., Сальная Н. В., Отмас Н. М., Михайлова В. А., Данилова А. В.
Палеомагнитные исследования поздневизейских отложений Московской синеклизы (Ленинградская обл., р. Лининка, р. Рагуша) 101

Казанский А. Ю., Матасова Г. Г., Щетников А. А., Филинов А. И., Ербаева М. А.
Петромагнитные и гранулометрические характеристики четвертичных отложений опорного разреза Тологой (Бурятия, Россия) 105

Киргуев А. А., Константинов К. М., Васильева А. Е.
Петромагнитная классификация базитов восточного борта Тунгусской синеклизы 113

Константинов И. К., Константинов К. М., Томшин М. Д., Гладкочуб Д. П., Яковлев А. А., Васильева А. Е.
Палеомагнетизм кимберлитов и базитов северо-востока Сибирского кратона 119

Константинов К. М., Ибрагимов Ш. З., Константинов И. К., Яковлев А. А., Киргуев А. А., Томшин М. Д.
Петро- и палеомагнитные исследования докимберлитовых даек долеритов месторождений алмаза трубок Мир и Нюрбинская (Якутская алмазоносная провинция) 126

Константинов К. М., Константинов И. К., Ибрагимов Ш. З., Томшин М. Д., Яковлев А. А.
Палеомагнетизм долеритовых даек Чаро-Синской зоны разломов 132

Константинов К. М., Хороших М. С.
Анизотропия магнитной восприимчивости кимберлитов 140

Костеров А. А., Сергиенко Е. С., Иосифиди А. Г., Янсон С. Ю.
Гистерезис в сильных полях и низкотемпературные магнитные свойства гематит- и гётит-содержащих осадочных горных пород 146

Кузьмичева М. Ю.
Магнитные аномалии земных кратеров: моделирование простых кратеров 153

Максимочкин В. И., Слепцова Ю. В., Некрасов А. Н.
Палеонапряженность геомагнитного поля по изверженным породам вулканов Камчатки 159

Матасова Г. Г., Щетников А. А., Казанский А. Ю., Филинов А. И.
Взаимосвязи между гранулометрическим составом, магнитными свойствами и геохимическими индикаторами в субаэральных отложениях археологической стоянки «Туяна» (Тункинская котловина, Прибайкалье) 167

Меркурьев С. А., Демина И. М., Иванов С. А.
Предварительные результаты исследования морских магнитных аномалий на хр. Карлсберг с целью оценки недипольной части геомагнитного поля в четвертичный период 172

Меркурьев С. А., Иванов С. А.
Влияние выбора временной шкалы геомагнитной полярности на результаты геохронологического и геоисторического анализа морских магнитных аномалий 179

Павлов В. Э., Корзинова А. С., Пасенко А. М., Шацилло А. В.
Полевые тесты поддерживают первичность намагниченности девонских вулканитов Минусинской впадины 186

Паршин А. В., Цирель В. С., Ржевская А. К.
Методические рекомендации по выполнению маловысотной аэромагнитной съемки с применением БПЛА 190

Петрова А. А., Копытенко Ю. А, Петрищев М. С.
Идентификация магнитных хронов по компонентам морских полосовых аномалий 196

Печерский Д. М., Марков Г. П.
Частицы железа в лунных базальтах 202

Пилипенко О. В., Начасова И. Е., Марков Г. П., Недомолкина Н. Г.
Напряженность геомагнитного поля в районе г. Вологда в V–III тыс. до н.э 209

Савранская Т. П., Вале Ж. П., Мейнадье Л., Бассино Ф., Симон К., Бурль Д., Тувени Н.
Сравнение сигналов относительной палеонапряженности и космогенного изотопа бериллий-10 во время последней геомагнитной инверсии 215

Сергиенко Е. С., Васильева И. А., Ложкин М. С., Янсон С. Ю., Костеров А. А., Харитонский П. В., Самсонов В. А.
Предварительные результаты использования метода магнитно-силовой микроскопии для диагностики магнитных состояний 223

Старченко С. В.
Оцениваемые и наблюдаемые магнитные поля планет 230

Старченко С. В., Яковлева С. В.
Пространственно-спектральная эволюция энергии и мощности потенциального геомагнитного поля с 1840 г 236

Сычева Н. К., Щербаков В. П.
Численное моделирование образования CRM и TRM и методов определения палеонапряженности Телье-Коэ и Вилсона-Буракова 244

Харитонский П. В., Костеров А., Берестнев И. М., Сергиенко Е. С.
Магнитные свойства кирпичей: суперпарамагнетизм (?) и высококоэрцитивная магнитная фаза с низкими блокирующими температурами 251

Щербаков В. П., Косарева Л. Р., Нургалиев Д. К., Нургалиева Н. Г., Сычева Н. К., Антоненко В., Кузина Д. М., Евтюгин В. Г.
Магнитные свойства осадков озера Большое Яровое и реконструкция палеоклимата на интервале от 500 до 8000 лет тому назад 258

Щербакова В. В., Веселовский Р. В., Щербаков В. П., Жидков Г. В.
Определение палеонапряжённости в протерозое по силлам Кольского полуострова возрастом 1.86 млрд. Лет 264

Section S. Seismology 272

Лыскова Е. Л., Королева Т. Ю., Яновская Т. Б.
Радиальная анизотропия верхней мантии центральной Европы по данным землетрясений и сейсмического шума 272

Мохнаткин А. В., Горшков В. Л., Щербакова Н. В., Ассиновская Б. А.
Геодинамика Восточно-Европейской платформы по современным ГНСС- данным 279

Section STP 284

Авакян С. В., Баранова Л. А.
Как геокосмос управляет биосферой? 1. Ассоциатообразование в биорастворах крайне

низких концентраций в поле микроволнового излучения земной ионосферы.
2. ДНК, ионосферное микроволновое излучение и вода 284

Авакян С. В., Никольский Г. А.
Депрессия полного потока излучения Солнца в периоды генерации
релятивистских протонов солнечных космических лучей 296

Голубенко К., Миронова И., Розанов Е., Карагодин А., Артамонов А.
Анализ концентрации химических составляющих полярной атмосферы
во время высыпания высокоэнергичных электронов 302

Данилова О. А., Тясто М. И., Сдобнов В. Е.
Изменения жесткостей обрезания космических лучей
во время сильной магнитной бури в июне 2015 г 309

Дивин А., Семенов В., Зайцев И.
Трехмерная структура фронтов магнитного пересоединения в присутствии
ведущего поля 314

Зотов О. Д., Клайн Б. И., Куражковская Н. А.
Особенности динамики магнитосферы в цикле солнечной активности 320

Исмагилов В. С., Копытенко Ю. А.
Естественные УНЧ возмущения электрического поля в прибрежных зонах 326

Карагодин А. В., Розанов Е. В., Фриман М., Лам М. М., Миронова И. А.
Проведение комплексной проверки гипотезы о влиянии By-компоненты ммп
на приземное давление через гэц и микрофизику облачности. 331

Копытенко Ю. А., Черноус С. А., Петрова А. А., Филатов М. В., Петрищев М. С.
Исследования изменений положения аврорального овалав условиях смещения
магнитного полюса Земли 338

Мальцева О. А., Безвытный С. А., Морозов В. Е., Шилов Д. И., Шмелев Ю. А.
Элементы прогнозирования космической погоды и параметров ионосферы. 344

Огурцов М. Г., Юнгнер Х.
Новые свидетельства влияния активности Солнца на климат северной Атлантики
и северной Фенноскандии 351

Петленко А. В.
Локализация высокоширотных ионосферных источников геомагнитных пульсаций
по 2D распределениям поля. 355

Птицына Н. Г., Демина И. М., Тясто М. И.
Вклад вариаций главного магнитного поля земли в авроральную активность
в 1600–1909 гг.. 361

Птицына Н. Г., Демина И. М., Данилова О. А., Тясто М. И.
Долготное и широтное распределение жесткости геомагнитного обрезания
космических лучей во время магнитной бури в ноябре 2003 г 367

Смолин С. В.
Простое аналитическое описание для потока релятивистских (> 2 МэВ) электронов на
геосинхронной орбит 372

Чернева Н. В., Фирстов П. П., Акбашев Р. Р., Малкин Е. И.
Перспективы мониторинга электрического поля атмосферы на полуострове камчатка
для выявления атмосферно-электрических эффектов от вулканических извержений 379

Section EG. Exploration and Environmental Geophysics

Совместная интерпретация геофизических и геохимических полей на основе их аналитического продолжения вниз

Ермохин К.М.

Санкт-Петербургский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им.Н.В. Пушкова Российской академии наук (СПбФ ИЗМИРАН) тел. 8(904)631-4725 E-mail: k_m_e@list.ru

Аннотация.

Предлагается новая концепция комплексирования различных методов геофизики и геохимии на основе аналитического продолжения вниз данных измерений на поверхности земли.

Ключевые слова: комплексная интерпретация, аналитическое продолжение, геохимические поля.

Введение

Комплексная интерпретация данных различных геофизических методов является существенно более достоверной, чем их раздельная интерпретация. Как правило, она основывается на предположении о существовании каких либо корреляционных связях полей или физических параметров. Поэтому, как правило, методы комплексной интерпретации базируются на аппарате математической статистики.

Существование регрессионных зависимостей между физическими свойствами горных пород часто является дискуссионным вопросом. В конкретных рудных или углеводородных провинциях такие локальные связи имеют место, и опора на эталонные объекты оправдана, но только при разведочных работах, когда уже есть скважины. При поисковых работах такие гипотезы не оправданы. Глобальных закономерных связей между физическими параметрами и полями не наблюдается. Это многократно отмечалось многими исследователями.

Возможным способом дополнения к существующим методам комплексирования является применение метода аналитического продолжения наблюденных на поверхности полей вниз (в сторону источников).

Универсальность такого подхода базируется на общности описания полей, применяемых в геофизике и геохимии, дифференциальными уравнениями в частных производных второго порядка. Общность их состоит в том, что они допускают аналитическое решение. Аналитичность понимается в смысле Вейерштрасса: возможность представления решения степенными рядами по пространственным переменным, согласно теореме Коши-Ковалевской.

Обычно об аналитическом продолжении говорится в отношении потенциальных полей (гравитационного, магнитного, поля постоянного тока). При этом методы существенно опираются на

решения уравнения Лапласа. Это снижает сферу их применения, которая и без того ограничена ввиду констатированного академиком В.Н. Страховым “распадения поля” на глубине ближайшей к поверхности особой точки [5].

Нами разработан универсальный метод аналитического продолжения – АПЦД (аналитическое продолжение цепными дробями). Он основан на преобразовании степенных рядов в цепные дроби. Поскольку реальные поля имеют сингулярности в области источников, они не могут адекватно описываться линейными конструкциями, которые принципиально не могут обращаться в бесконечность в конечной области поиска решения. В то же время цепная дробь представляет собой рациональную функцию, и нули ее знаменателя есть полюсы исследуемой функции поля в нижнем полупространстве, которые совпадают с его источниками.

Отдельно следует отметить геохимические поля, которые описываются уравнением диффузии, решения которого не удовлетворяют условиям теоремы Коши-Ковалевской. Но поскольку геохимические процессы формирования залежей происходят в геологическом масштабе времени, то фактически, в пределах 50-100 лет, можно считать их стационарными, т.е. удовлетворяющими уравнению Пуассона-Лапласа. Поэтому метод АПЦД вполне применим и к геохимическим полям.

Комплексирование осуществляется на основе сравнения местоположения и конфигурации источников различных полей. Совпадение пространственных параметров источников для двух и более методов существенно повышает достоверность результатов интерпретации данных геофизических и геохимических исследований вплоть до прямых поисков залежей руд и углеводородов.

Суть предлагаемого метода

Математически аналитическое продолжение функции состоит в замене вещественного аргумента x (координата точки по профилю) на комплексный $x - iz$ (z-глубина). Это позволяет увидеть особенности (например, сингулярности в виде полюсов) наблюденного на поверхности земли поля в нижнем полупространстве.

Простым примером [1] является функция:

$$\Delta g(x) = \gamma \frac{h}{(x^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}},$$

представляющая собой гравитационное поле на поверхности земли от шара единичной массы, лежащего посередине профиля по оси x на глубине h (координаты центра шара (0,0,h), γ - постоянная). Подставляя вместо x, $x - iz$ получаем:

$$\Delta g(x - iz) = \gamma \frac{h}{(x^2 - 2ixz - z^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}}$$

что при $x = 0, y = 0, z = h$ дает нуль в знаменателе, т.е. полюс в центре шара. Заметим при этом, что шар имеет размерность 3D, а применена к нему теория комплексной переменной (2D). К сожалению, реальные данные не описываются элементарными функциями.

Математическое решение задачи аналитического продолжения состоит коротко в следующем. Измеренная по профилю функция $f(x), \quad a \le x \le b$, представляется рядом по многочленам Чебышёва первого рода:

$$f(x) \approx \sum_{k=0}^{\infty} c_k T_k(x) \quad (1),$$

где $T_k(x)$ - многочлены Чебышёва первого рода, c_k - коэффициенты. При простой замене вещественной переменной на комплексную этот ряд расходится как геометрическая прогрессия со знаменателем больше единицы.

Заметим, что $T_n(x) = \cos(n \arccos(x)) = \mathrm{Re}\,(\exp(in \arccos(x)))$ [6].

Обозначим $Y = \exp(i \arccos(x)) = x + i\sqrt{1 - x^2}$ и заменим вещественную переменную x комплексной $y = x - iz$, где z - глубина. Ряд Чебышёва $f(x)$ тогда перепишется в виде: $f(x) = \mathrm{Re} \sum_{k=0}^{\infty} c_k Y^k$, и в дальнейшем будем вычислять функцию $F(Y) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k Y^k$. Следующим шагом заменим ряд соответствующей цепной дробью:

$$F(Y) \approx \cfrac{a_0 Y^{k_0}}{1 + \cfrac{a_1 Y^{k_1}}{1 + \cfrac{a_2 Y^{k_2}}{1 + \cfrac{a_3 Y^{k_3}}{1 + \ldots}}}} \qquad (2)$$

где k_j - целые положительные числа, a_j - вещественные коэффициенты.

Для построения дроби (2), соответствующей ряду (1), мы применили эффективный, надежный и устойчивый метод В.И. Висковатова [8], опубликованный им еще в 1805 г. Эта дробь, в отличие от ряда (1), сходится для любых z (кроме особых точек - полюсов). Расчеты с помощью цепной дроби не просто устойчивы, но обладают свойством саморегуляризации [7].

Функция $F(Y)$ комплексная, ее вещественная часть на поверхности наблюдения и под нею (вне аномальных объектов) совпадает с $f(x)$, т.е. $F(Y)$ является аналитическим продолжением $f(x)$ и определяет поле в разрезе, а ее модуль |F(Y)| (как аналог плотности энергии поля) – определяет пространственное положение особых точек и форму аномалеобразующего объекта (рис.1,2). Вычислительные аспекты алгоритма и примеры применения АПЦД для потенциальных полей подробно описаны в работе [2].

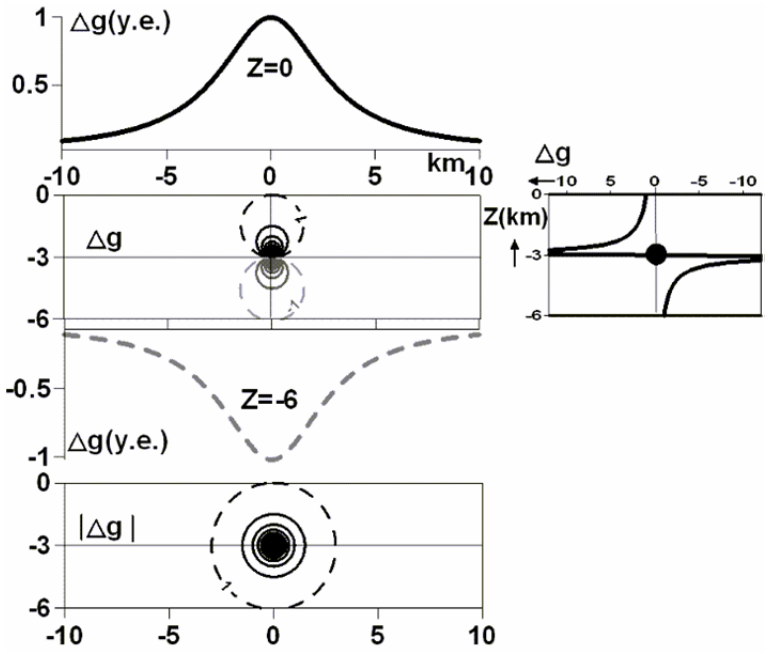


Рис.1. Аналитическое продолжение гравитационного поля Δg горизонтального цилиндра [3].

На рис. 1 представлены вертикальные разрезы АП Δg горизонтального кругового цилиндра единичной массы на глубине 3км. Исходным является график Δg на поверхности (Z=0), нормированный к единице. График продолженной на глубину Z=-6км функции Δg (серый пунктир) теоретически должен быть равен исходной функции с обратным знаком (в силу симметрии), что и видно на рисунке. Изолинии положительных значений – черные, отрицательных – серые. Изолинии единичного значения – пунктирные. Изолинии Δg – продолженное поле, | Δg | - его модуль (отражает круговую форму искомого объекта). Поле продолжено до глубины Z=-6км, т.е. через массу (особую точку). Справа приведен график поля вдоль вертикальной оси через центр цилиндра. Рис. 1 демонстрирует эффективность метода АПЦД на теоретическом материале [3].

Перейдем к практическим приложениям метода в плане комплексной интерпретации.

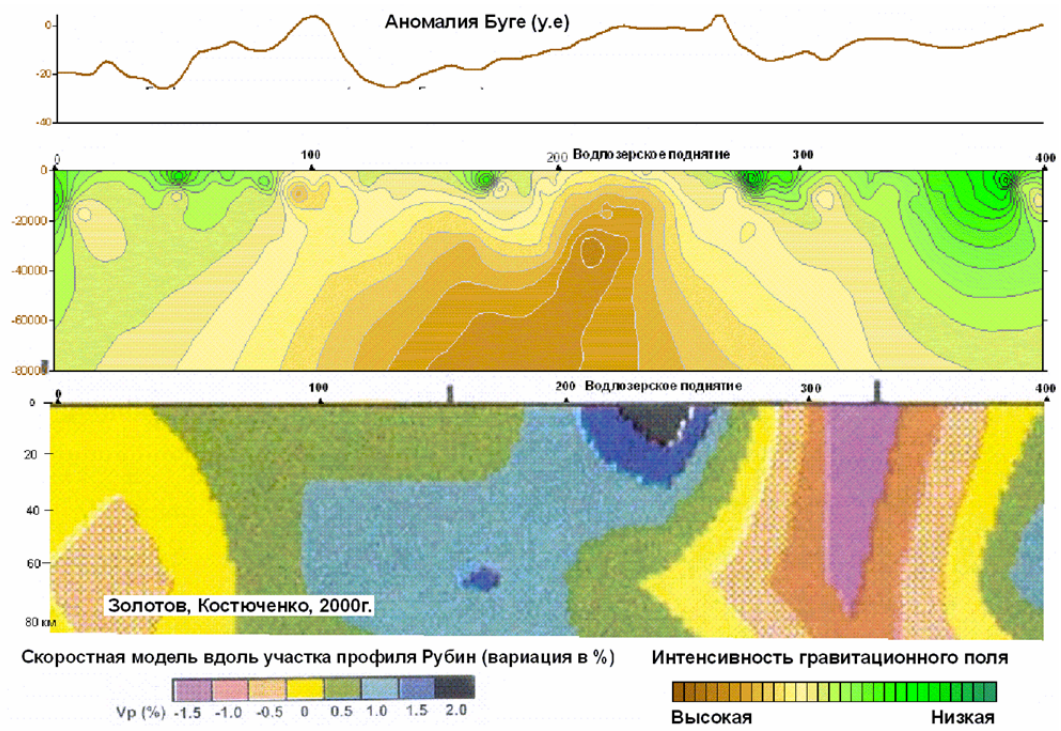
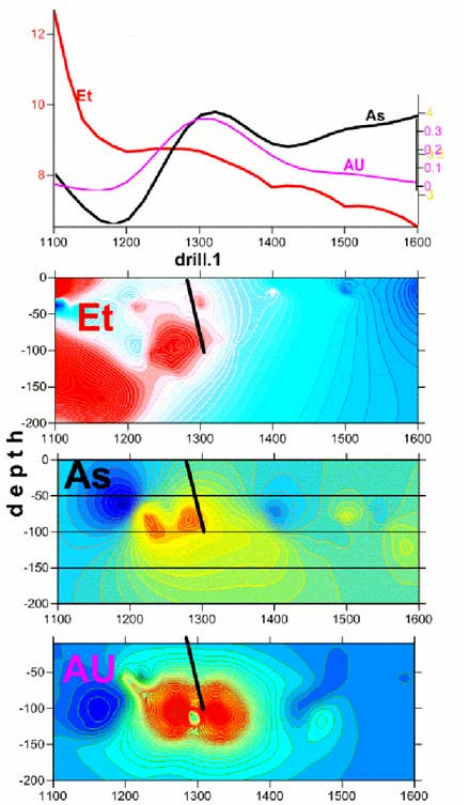


Рис. 2 Геофизические разрезы гравитационного поля и поля скоростей сейсмических волн [4] по участку профиля “Рубин”

Как видно на рис. 2, структурные особенности разреза по сейсмическим данным и данным гравиразведки практически совпадают, хотя связь изучаемых физических параметров не очевидна и нами не использовалась.



rezult of drilling.1

Contents AU g/t	Interval m от	до	Contents of pirit %	As ppm
0.408	5.0	6.0		1500
0.309	6.0	7.0		1610
0.784	7.0	8.0		1890
0.397	8.0	9.0		963
0.097	9.0	10.0		480
0.176	10.0	11.0		848
0.182	11.0	12.0		747
0.149	12.0	13.0		808
0.725	13.0	14.0		1930
0.818	14.0	15.0		2290
0.592	15.0	16.0		1690
0.235	16.0	17.0		641
0.058	88.0	89.0		152
0.013	89.0	90.0		81
0.013	90.0	91.0		109
0.12	91.0	92.0		300
3.14	92.0	93.0		4420
0.163	93.0	94.0		534
3.17	94.0	95.0		>10000
9.43	95.0	96.0		>10000
6.65	96.0	97.0	Pl-6%,Ars	5390
3.75	97.0	98.0		8000
1.23	98.0	98.9		>10000
10.6	98.9	100.0		>10000

Рис.3 АПЦД вниз данных электроразведки (кажущейся поляризуемости Et), концентраций золота (Au) и мышьяка (As) (жирная линия - скважина)

Рис. 3 демонстрирует возможность прямого нахождения золоторудной залежи путем сопоставления пространственного положения источников геохимических и геоэлектрических аномалий.

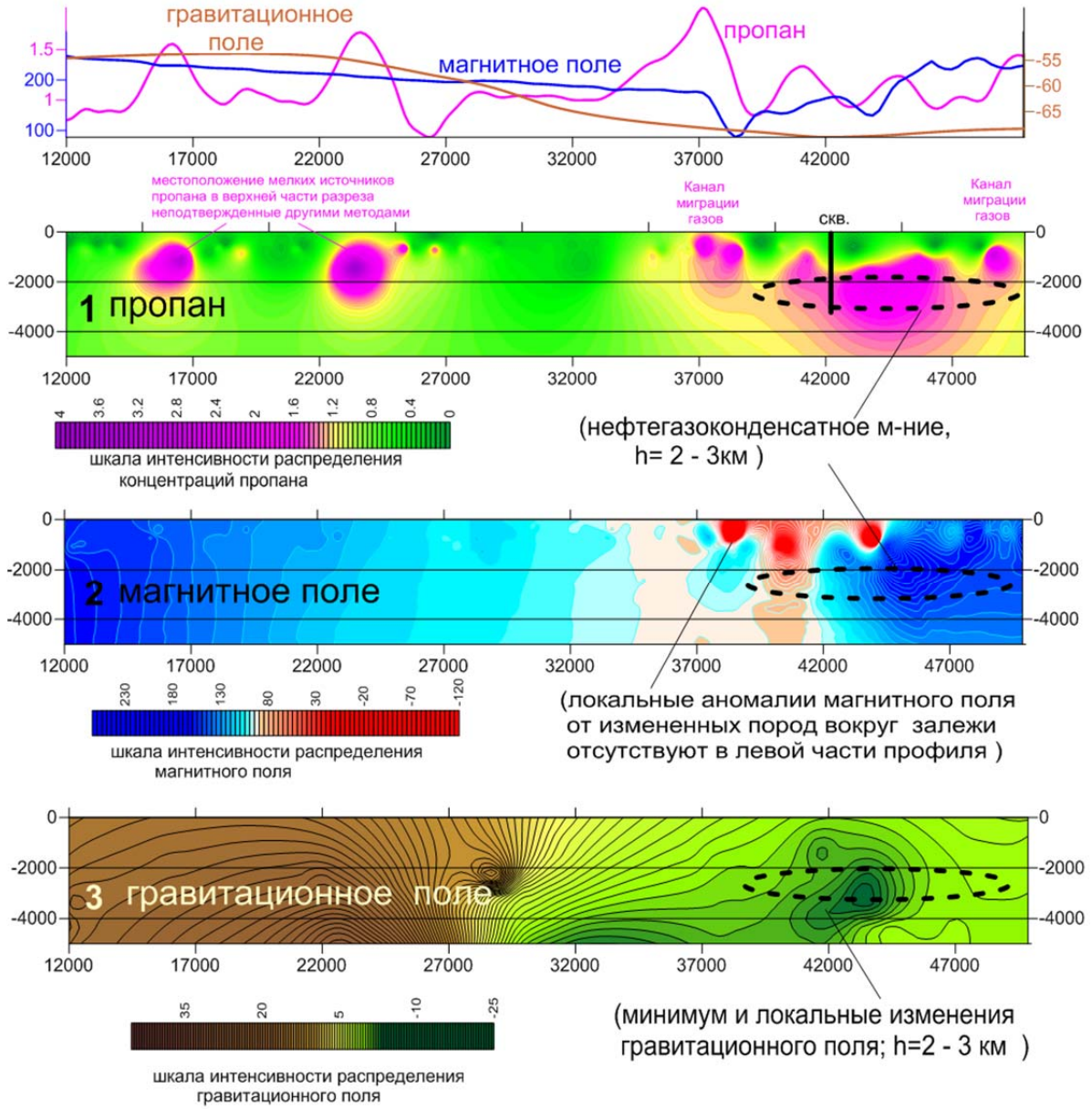


Рис. 4 Комплексный анализ результатов аналитического продолжения полей над газовым месторождением

На рис.4 показано совпадение результатов аналитического продолжения полей газовой концентрации, гравитационного и магнитного в области пикетов 40000-50000, а именно:

1. аномалия концентрации пропана на глубине 2500м на пикетах 40000-50000м.

2. положительная магнитная аномалия в том же месте (вероятно, в результате сульфидизации, как следствия восстановления железа углеводородами).

3. отрицательная аномалия гравитационного поля (избыточная плотность отрицательная).

Наличие газовой залежи подтверждено разведочной скважиной на пикете 42000.

Газовые аномалии на пикетах 15000 и 25000 не подтверждаются наличием аномалий в других полях, т.е. недостаточно достоверны и нуждаются в подтверждении дополнительными методами.

Вывод

Комплексная интерпретация данных геофизики и геохимии на основе аналитического продолжения полей на поверхности дает возможность прямых поисков залежей полезных ископаемых.

Список литературы

1. Б.А. Андреев, И.Г. Клушин. Геологическое истолкование гравитационных аномалий. Гостоптехиздат, Л. 1962, 495с.
2. К.М. Ермохин, Технология построения разрезов методом аналитического продолжения геофизических полей, ж. Геоинформатика №2, М. 2010, с.51-60.
3. Ермохин К.М. Аналитическое продолжение гравимагнитных полей через массы.
Доклады Академии Наук, т. 476, №1, с.104-107, 2017.
4. С.Л. Костюченко, Е.Е. Золотов "Глубинное строение и сейсмичность Карельского региона и его обрамления", сборник под ред.Н.В.Шарова. Петрозаводск, Карельский научный центр РАН, 2004г.
5. В.Н. Страхов. Аналитическое продолжение потенциальных полей. Гравиразведка: Справочник геофизика под ред. Е.А. Мудрецовой, К.Е. Веселова. М. Недра, 1990, 607с.
6.Суетин П.К. Классические ортогональные многочлены. М. Наука, 1979, 415с.
7. G.L. Litvinov. Error Autocorrection in Rational Approximation and Interval Estimates. [A survey of results]. Central Eropean Journal of Mathematics. № 1, 2003, с.36-60.
8. Viskovatov B. De la methode generale pour reduire toutes sortes des quantitees en fraction continues. Memoires de l' Academie Imperiale des Sciences de St. Petersburg, №1, 1805, с.226-247.

Влияние суточного хода температуры на удельное электрическое сопротивление вещества отвалов хвостов обогащения сульфидных руд

Осипова П.С. [(1)], Оленченко В.В. [(1)], Бортникова С.Б. [(1)], Юркевич Н.В. [(1)]

1 - Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН (ИНГГ СО РАН), 630090, Россия, г. Новосибирск, проспект Академика Коптюга, 3, телефон: 73833332900, e-mail: OsipovaPS@ipgg.sbras.ru

Аннотация.
Отвалы горно-обогатительных предприятий под воздействием факторов окружающей среды со временем подвергаются интенсивным гипергенным преобразованиям. Активные гипергенные преобразования таких «руд» находятся в тесной взаимосвязи с физическими полями. Цель настоящей работы заключается в определении характера и причин изменения удельного электрического сопротивления (УЭС) вещества отвала отходов обогащения руд с течением времени. Исследования выполнены методом микро-электротомографии путем определения УЭС разреза до глубины 1.5 м с интервалом в один час в течение суток с одновременной регистрацией температуры вещества на глубине 0.1 м. Максимальная суточная динамика УЭС установлена над интенсивно преобразованными техногенными рудами. УЭС связано с температурой вещества по экспоненциальному закону с достоверностью 96 %. С помощью закона Арчи выявлена прямая зависимость амплитуды суточных изменений УЭС от показателя цементации m. Выявлен полидисперсный состав и высокие значения m для окисленного вещества отвала, для которого амплитуда динамики сопротивления максимальна.

Ключевые слова: Хвостохранилище, температура, удельное электрическое сопротивление, суточная динамика, электротомография.

Введение

Минеральное сырье в процессе добычи и переработки подвергается дроблению и интенсивному диспергированию, в результате чего формируются тонко измельченные технологически переработанные сульфидсодержащие отходы. Описаны многочисленные негативные последствия гипергенных преобразований сульфидсодержащих отходов за счёт выноса кислоты, металлов и металлоидов с дренажными водами [1-5]. Существуют перспективы извлечения из отходов ценных компонентов, и зачастую высокие концентрации Cu, Zn, Ag, Au делают такую переработку рентабельной и позволяют рассматривать хвостохранилища в качестве «техногенных месторождений» [6, 7].

Одним из главных факторов гипергенных преобразований техногенных систем являются температурные колебания [8, 9]. Замечено, что энергоактивные геологические образования, например, зоны оруденения, обладают быстро меняющимися физическими свойствами, что приводит к динамике локальных геофизических полей [10]. Эффект суточной динамики геоэлектрических полей был открыт в середине прошлого века [11] и заключается в суточном изменении удельного электрического сопротивления (УЭС) при изменении внешних и, следовательно, внутренних свойств изучаемой среды. Изменение во времени геоэлектрических полей чаще всего наблюдается на рудных месторождениях и в зонах тектонических нарушений [12].

Известные на сегодняшний день исследования в области геофизики техногенных сред не затрагивают вопросы изменения физических свойств вещества отвалов во времени, которые

происходят в ходе гипергенных преобразований. Главная цель настоящей работы заключается в определении характера и причин изменения электрофизических параметров вещества техногенных отвалов в течение суток.

Характеристика объекта исследования

Объектом исследования является Белоключевской отвал, расположенный в 300 м от жилых построек пос. Урск Кемеровской области: 54.463326 °N, 85.386502 °E (рис. 1).

Отвал сложен отходами обогащения руд Белоключевского месторождения, входящего в состав Урского рудного поля [13, 14]. При отработке Белоключевского месторождения в 30-х годах прошлого века брались верхние части рудных тел (кварц-баритовая и кварц-пиритовая сыпучки), из которых цианированием добывалось золото. Отходы переработки складировались в виде насыпных отвалов.

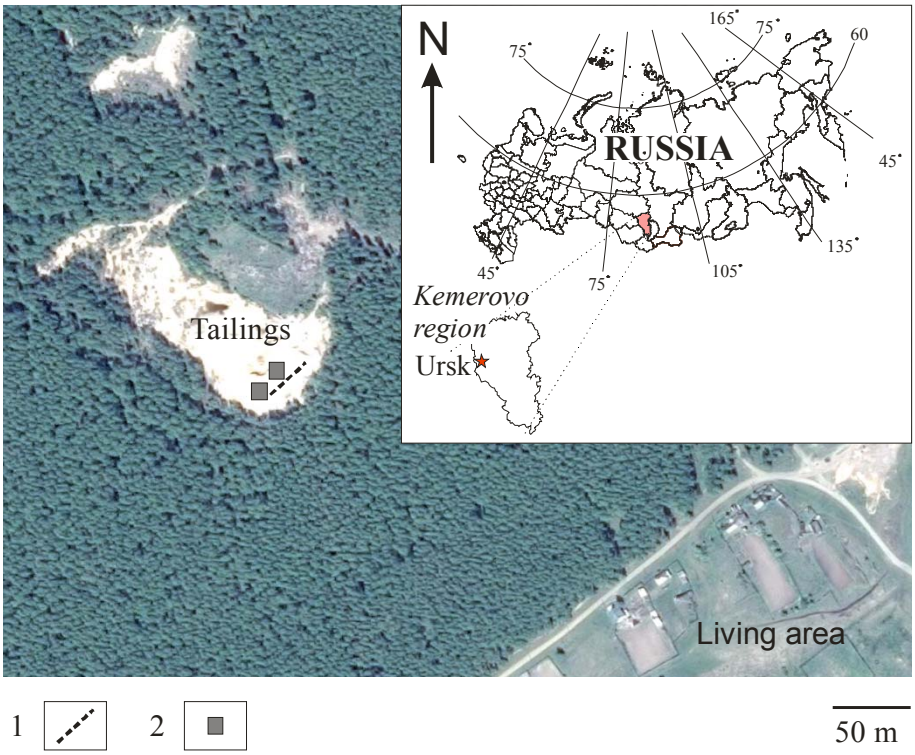


Рис. 1. – Расположение Белоключевского отвала, профиль микро-электротомографии и термометрических измерений (1), точки опробования вещества отвала (2).

Методы и методика исследования

На поверхности отвала были выполнены измерения методом электротомографии. Для измерения УЭС применялась многоэлектродная электроразведочная станция Скала-48. Последовательность подключения электродов соответствовала дипольно-осевой установке. Количество электродов – 48, межэлектродное расстояние – 0,2 м, длина профиля – 9,1 м, глубинность исследования – до 1,5 м.

Измерения УЭС проводились каждый час в течение суток с 16:00 1 июля до 15:00 2 июля 2017 года. Обработка данных проводилась с помощью программы двумерной инверсии Res2Dinv [15]. Применялся метод робастной инверсии (robust smoothness constrain).

Температура вещества отвалов определялась на глубине 0,1 м в середине профиля лабораторным электронным термометром ЛТ-300 (−50…+300°С) с датчиком из нержавеющей стали.

Пробы твердого вещества были взяты из закопушек глубиной 1 м в визуально различных по степени окисленности горизонтах в двух точках профиля для лабораторных исследований.

Результаты и обсуждение

На геоэлектрическом разрезе в стартовый момент времени (16:00) значение сопротивления вещества изменяется от 0,3 до 300 Ом·м (рис. 2). Широкий диапазон УЭС хвостов обогащения связан с разным вещественным составом и кислотностью порового раствора. Наблюдения показали, что вещество с сопротивлением 10-20 Ом·м соответствует слабо измененным хвостам, приповерхностные зоны высокого сопротивления (> 40 Ом·м) – интенсивно окисленным хвостам. Аномалия с сопротивлением менее 2 Ом·м связана с породами с высокой кислотностью порового раствора.

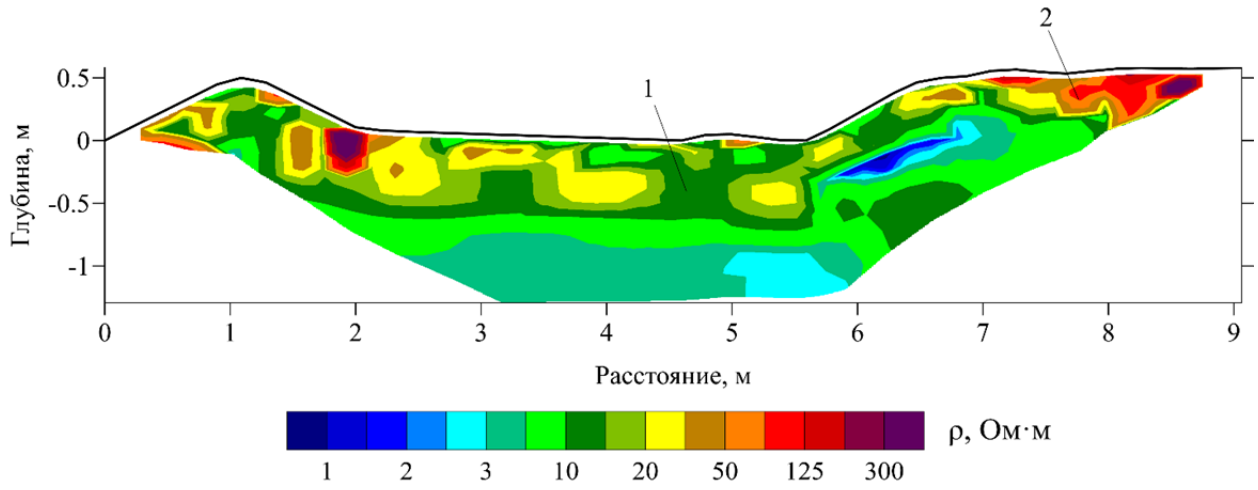


Рис. 2. – Геоэлектрический разрез в 16:00: 1 - первичные руды, 2 – окисленные руды.

Выявление участков максимального изменения УЭС на разрезе возможно с использованием функции таймлапс в программе двумерной инверсии. Однако для избегания неоднозначности интерпретации, связанной с неустойчивостью инверсии, далее в работе будут рассматриваться кажущиеся удельные сопротивления. Такой подход был использован в работе [16].

Для выявления точек с наиболее интенсивным изменением УЭС были построены графики показателя максимальной суточной динамики (рис. 3), который рассчитывается по формуле $\delta\rho_k=\rho_{max}-\rho_{min}$. Фоновое значение (медиана выборки) $\delta\rho_k$ равно 1,92 Ом·м. На расстоянии 2 м и 8-9 м от начала профиля наблюдаются повышенные (более 2 Ом·м) значения динамики УЭС. Максимальное

значение $\delta\rho_к$, достигающее 15 Ом·м, наблюдается на расстоянии 8,7 м от начала профиля на глубине 0,14 м. Анализ данных показал, что интенсивная динамика $\rho_к$ проявляется в зонах аномалий высокого УЭС, которые связаны с сильно измененным веществом.

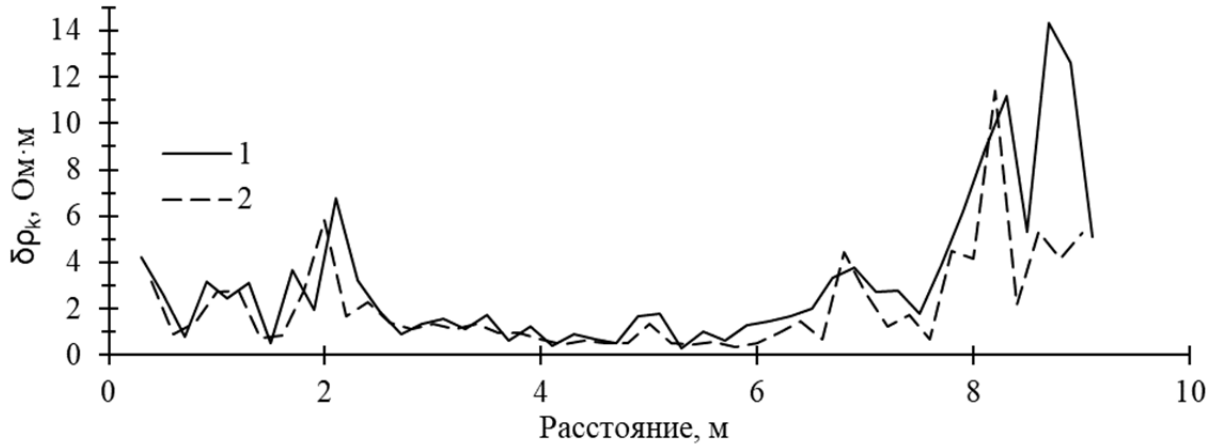


Рис. 3. – График максимальной суточной динамики кажущегося УЭС вдоль профиля наблюдения: 1 – псевдоглубина 0,08 м, 2 – псевдоглубина 0,14 м.

Для определения изменения УЭС во времени на каждом пикете наблюдения необходимо привести значения сопротивления к одному масштабу. Для этого построены временные развёртки по формуле $\Delta\rho_к(t) = \rho_к(t) - \rho_к^{ср}$. На рис. 4, а приведены развертки для глубины 0,08 м и 0,14 м. На одной глубине они изменяются синфазно с максимумом в 7:00 часов и минимумом в 17:00. Это говорит о том, что изменение УЭС на всем профиле вызвано внешним воздействием одной природы.

При сравнении временных разверток с графиком изменения температуры (Т) на глубине 0.1 в течение суток (рис. 4, б) очевидна взаимосвязь этих процессов. При уменьшении температуры амплитуда $\Delta\rho_к$ увеличивается, а при увеличении Т вещества – уменьшается, то есть наблюдается обратная зависимость сопротивления от температуры (К=-0,85). Таким образом, внешним физическим воздействием, изменяющим УЭС техногенных руд в течение суток, является температура воздуха, определяющая температуру техногенных руд в слое суточных колебаний.

Сопротивление хвостов складывается из УЭС твёрдого скелета и порового флюида. Связь между сопротивлением порового раствора и сопротивлением всего вещества описывается законом Арчи [17]:

$$\frac{\rho}{\rho_w} = \phi^{-m} \qquad (1)$$

где ρ – сопротивление породы, Ом·м, ρ_w – сопротивление порового раствора, Ом·м, ϕ – коэффициент пористости, m – фактор цементации, отвечающий за распределение пор по размеру относительно среднего размера пор, или за дисперсность [18].

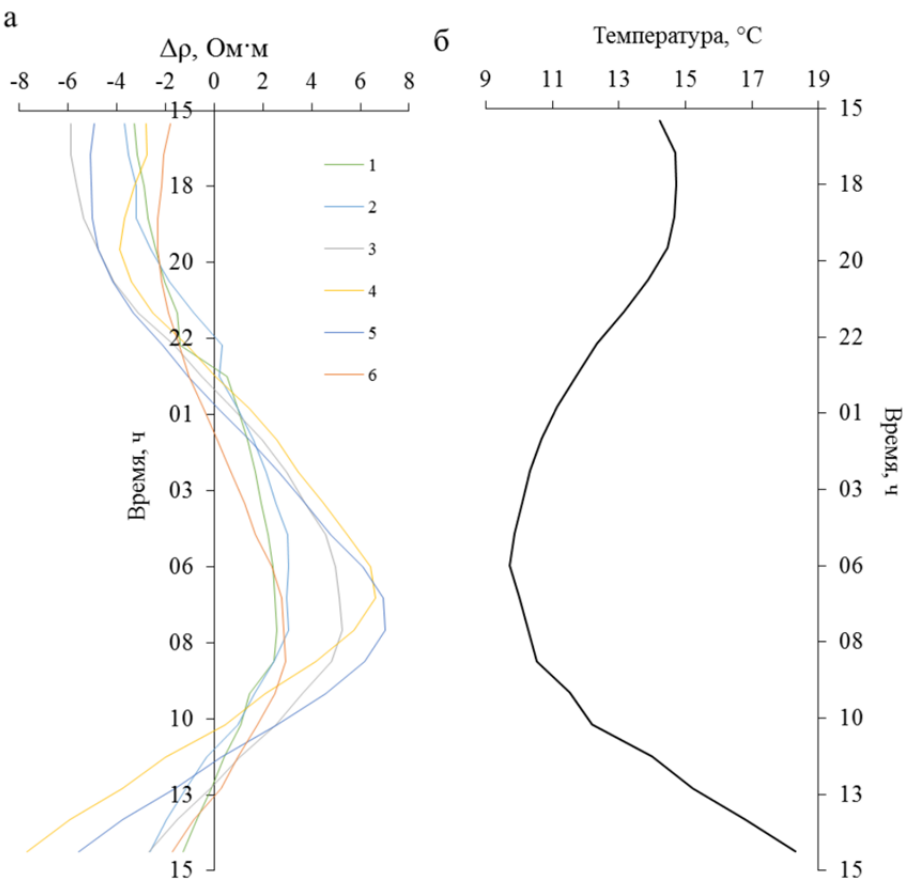


Рис. 4 – Временные развертки кажущегося УЭС в течение суток на разных пикетах профиля: а – псевдоглубина 0,08 м, б – график изменения температуры на глубине 0,1 м; 1 – 2 м, 2 – 2,1 м, 3 – 8,3 м, 4 – 8,7 м, 5 – 8,9 м, 6 – 9 м.

Из формулы (1) следует, что максимальная амплитуда суточной динамики УЭС наблюдается у вещества, имеющего наибольший показатель *m*, то есть высокую дисперсность. Исследования Мурцовкина [2014] указывают на то, что чем больше разброс размеров зерен относительно среднего размера (дисперсность), тем выше сопротивление среды при одной и той же пористости. Нами было установлено, что максимальная динамика ρ_k проявляется в зонах высокого сопротивления, соответствующих окисленным рудам. В результате гипергенеза эти руды приобретают полидисперсный состав в приповерхностной части разреза. Таким образом, чем больше разброс зерен относительно среднего размера, тем выше амплитуда динамики электросопротивления.

Выводы

Анализ графиков суточного изменения температуры вещества отвала и его УЭС показал сильную обратную зависимость, на основании чего был сделан вывод, что температура воздуха является главным физическим фактором, изменяющим электросопротивление техногенных руд по экспоненциальному закону.

Амплитуда суточных изменений УЭС связана с показателем цементации в формуле Арчи, который также отвечает за дисперсию размеров зёрен вещества. Чем больше показатель цементации

(неоднородное вещество), тем сильнее изменяется УЭС породы в течение суток при изменении температуры.

Таким образом, установлено, что УЭС вещества отвала зависит от температуры, а его максимальные изменения отмечаются в зонах интенсивно изменённых пород в результате гипергенеза. Этот признак можно использовать как критерий для определения степени преобразования техногенных руд.

Список литературы

1. Yurkevich N. V., Saeva O. P., Karin Y. G. Geochemical anomalies in two sulfide-bearing waste disposal areas: Fe, Cu, Zn, Cd, Pb, ans As in contaminated waters and snow, Kemerovo and Chelyabinsk regions, Russia //Toxicological & Environmental Chemistry. – 2015. – Т. 97. – №. 1. – С. 76-89.
2. Cidu R. et al. Fate of Antimony and Contaminated Waters at the Abandoned Su Suergiu Mine (Sardinia, Italy) //Mine and the Environment. – 2018. – Т.37. - №. 1. – С. 151-165.
3. Корнеева Т.В., Юркевич Н.В., Аминов П.Г. Геохимические особенности миграционных потоков в зоне влияния горнопромышленного техногенеза (г. Медногорск) //Известия Томского политехнического университета. – 2017. – Т. 328 – № 2.
4. Bortnikova S. B. et al. Evidence of trace element emission during the combustion of sulfide-bearing metallurgical slags //Applied geochemistry. – 2017. – Т. 78. – С. 105-115.
5. Bortnikova S.B. et al. Assessment of emissions of trace elements and sulfur gases from sulfide tailings //Journal of Geochemical Exploration. – 2018. – Т. 186. – С. 256-269
6. Птицын А.Б. и др. Особенности криогеохимических процессов в зоне окисления сульфидных месторождений (по экспериментальным данным). – 2006.
7. Юркевич Н. В. и др. Оценка современного состояния хвостохранилища золоторудного производства: ценные и токсичные компоненты //Интерэкспо Гео-Сибирь. – 2017. – Т. 2. – №. 4. – С. 113-117.
8. Sveshnikov G.B. Electrochemical processes in sulfide deposits //LGU, Leningrad. – 1967.
9. Татауров С.Б. Трансформация и переработка золотосодержащего сырья в условиях криолитозоны / М.: Горная книга. 2008. 318 с.
10. Баласанян С.Ю. Динамическая геоэлектрика. Новосибирск: Наука, 1990. — 232 с.
11. Семенов А.С., Новожилова М.Е., Вешев А.В. «Меняющиеся естественное электрическое поле» в Земле //Вопросы рудной геофизики. – 1957. – вып. 1. – С.83-113.
12. Авгулевич Д. Л. Исследование меняющихся во времени естественных электричсеких полей Земли с целью выявления закономерностей их формирования во времени и совершенствования метода естественного электрического поля: дис. На сосискание ученой степени канд. геол.-мин. наук:дис. – Иркутск:Дис. канд геол.-минералог. наук, 2003
13. Болгов Г.П. Сульфиды Салаира. Урская группа полиметаллических месторождений // Изв, Томского Индустр. Института, 1937, т. 58, вып. 3, с. 45–96.
14. Зеркалов В.И. Новые минералы в рудах Урских месторождений Салаира // Вестник Западно-Сибирского и Новосибирского геологического управления, 1959, вып. 4, с. 57-59.
15. Loke M.H. Tutorial. RES2DINV Vers. 3.59, Rapid 2-D Resistivity & IP Inversion Using the Least-squares Method. Malaysia: Geotomo Software, 2010. 148 p.
16. Модин И.Н., Макаров Д.В., Александров П.Н. Возможности электротомографических станций при выполнении мониторинговых наблюдений //Инженерные изыскания. – 2014. – №. 9-10. – С. 22-31.
17. Archie G E. The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics [J]. Petroleum Transactions of AIME, 1942, 146: 54−62.
18. Мурцовкин, В. А. (2014). Моделирование процессов электропроводности и фильтрации в пористых средах. Коллоидный журнал, 76(1), 55-55.

О роли эффекта Холла при магнитотеллурическом зондировании

В. В. Плоткин[(1)], В. С. Могилатов[(1)]

1 - Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН («ИНГГ СО РАН»), 630090, Россия, г. Новосибирск, просп. ак. Коптюга, 3,
Телефон: 73833332905, e-mail: PlotkinVV@ipgg.sbras.ru;
Телефон: 73833309602, e-mail: MogilatovVS@ipgg.sbras.ru

Аннотация.

Вмещающие породы над залежами нефти и газа, пронизываемые потоком углеводородных флюидов, представляют собой полупроводниковую среду, в которой возможно проявление эффекта Холла. Интерес к этому явлению возник по результатам электромагнитных зондирований с контролируемыми источниками в районах ареалов углеводородов. Аналогичные явления возможны и вследствие воздействия магнитного поля Земли на токи, вызываемые во флюидах при электромагнитных зондированиях пористых геологических сред. Здесь велика роль вязкости, коэффициенты которой можно определить в ходе экспериментов. Пока для геологической среды характеристики микропроцессов известны недостаточно, поэтому лучше обратиться к эксперименту. Для его планирования можно учесть влияние постоянного магнитного поля Земли, вводя холловскую проводимость в тензор электропроводности. В анизотропной среде поле расщепляется на составляющие, отличающиеся коэффициентами затухания и фазовой скоростью – нормальные моды. Отличие мод связано с их поляризацией и направлением вращения вектора поля, в одной моде поле вращается по часовой стрелке, во второй – против. Ясно, что за счет эффекта Холла отклик среды может быть неодинаковым в случаях возбуждения среды лишь одной из нормальных волн. Для обнаружения влияния эффекта Холла при магнитотеллурическом зондировании (МТЗ) предлагается метод поляризационного анализа, основанный на алгоритме обработки данных с разделением временного спектра магнитотеллурического (МТ) поля на спектры нормальных мод с правой и левой круговой поляризацией. Приводятся численные оценки и результаты специального эксперимента.

Ключевые слова: магнитотеллурическое зондирование, эффект Холла, нормальные моды, правая и левая круговые поляризации

Введение

Вмещающие породы над залежами нефти и газа, пронизываемые потоком углеводородных флюидов, представляют собой полупроводниковую среду, в которой возможно проявление эффекта Холла [1]. Интерес к этому явлению возник по результатам электромагнитных зондирований с контролируемыми источниками в районах ареалов углеводородов [2]. Аналогичные явления возможны и вследствие воздействия магнитного поля Земли на токи, вызываемые во флюидах при электромагнитных зондированиях пористых геологических сред. В этой модели велика роль вязкости и электропроводности, коэффициенты которых могут быть определены в ходе электромагнитных зондирований.

Метод поляризационного анализа

Поскольку для геологической среды характеристики микропроцессов известны недостаточно, получить надежные оценки величины эффекта теоретически затруднительно. Приходится пока ориентироваться на эксперимент, но необходим выбор условий его постановки. Чтобы продемонстрировать предполагаемое влияние постоянного магнитного поля Земли, можно ввести холловскую проводимость σ_H в тензор электропроводности. В анизотропной среде поле расщепляется на составляющие, отличающиеся коэффициентами затухания и фазовой скоростью – нормальные моды. Отличие мод связано с их поляризацией и направлением вращения вектора

поля, в одной моде поле вращается по часовой стрелке, во второй – против. Из физических соображений ясно, что за счет эффекта Холла отклик среды может быть неодинаковым в случаях возбуждения среды лишь одной из нормальных волн.

Анализ данных МТЗ показывает, что в общем случае направление вращения векторов МТ-поля (правая или левая поляризация) определяется характеристиками их частотного спектра. Хорошо известно, что поляризация - эллиптическая, и на разных частотах направление вращения вектора поля определяется разностью фаз спектральных составляющих горизонтальных компонент. Если принять зависимость поля от времени в виде $\sim e^{i\omega t}$ и ввести обозначения $H_x(\omega) = A_x(\omega)e^{i\varphi_x}$, $H_y(\omega) = A_y(\omega)e^{i\varphi_y}$, то горизонтальная компонента вектора магнитного поля вращается по часовой стрелке при $\sin(\varphi_y - \varphi_x) > 0$, и против часовой стрелки при $\sin(\varphi_y - \varphi_x) < 0$. Это можно объяснить соотношением амплитуд нормальных мод с круговой поляризацией, представляющих произвольное МТ поле.

Амплитуды мод можно определить с помощью поляризационного анализа временного спектра МТ-поля. Для этого необходимо знать коэффициенты поляризации мод. Расчеты, проведенные в [3] для горизонтально-слоистой среды с параметрами $\sigma_n, h_n, n = 1, \cdots, N, h_N \to \infty$, показали, что в средних широтах при слабом эффекте, когда $\sigma_H \ll \sigma_n$, коэффициенты поляризации мод во всех слоях близки к значениям $\pm i$. Это означает, что в этих условиях нормальными являются моды с правой или левой круговой поляризацией. Тогда разложение МТ-поля при произвольной эллиптической поляризации на моды с правой и левой круговой поляризацией можно выполнить, используя следующее представление для реальной части горизонтальных компонент:

$$Re\{H_x(\omega)e^{i\omega t}\} = Re\{A_x(\omega)e^{i(\varphi_x+\omega t)}\} = A_1\cos(\varphi_1 + \omega t) + A_2\cos(\varphi_2 + \omega t),$$

(1а)

$$Re\{H_y(\omega)e^{i\omega t}\} = Re\left\{A_y(\omega)e^{i(\varphi_y+\omega t)}\right\} = A_1\sin(\varphi_1 + \omega t) - A_2\sin(\varphi_2 + \omega t),$$

(1б)

где мода с индексом 1 характеризуется вращением горизонтальной компоненты магнитного поля против часовой стрелки, а мода с индексом 2 – по часовой. С учетом (1) амплитуды и фазы мод вычисляются по формулам поляризационного анализа:

$$H_{1,2}(\omega) = A_{1,2}e^{\varphi_{1,2}},$$

$$A_1^2 = \left[A_x^2 + A_y^2 + 2A_xA_y\sin(\varphi_x - \varphi_y)\right]/4,\ A_2^2 = \left[A_x^2 + A_y^2 + 2A_xA_y\sin(\varphi_y - \varphi_x)\right]/4,$$

(2)

$$\mathrm{tg}\varphi_1 = \frac{A_x\sin\varphi_x + A_y\cos\varphi_y}{A_x\cos\varphi_x - A_y\sin\varphi_y}, \qquad \mathrm{tg}\varphi_2 = \frac{A_x\sin\varphi_x - A_y\cos\varphi_y}{A_x\cos\varphi_x + A_y\sin\varphi_y}$$

По формулам, аналогичным (2), осуществляется переход к модам и для горизонтальных компонент электрического поля. Далее для любой временной гармоники вместо стандартных импедансных соотношений для горизонтальных компонент МТ-поля вводятся импедансные соотношения для мод с правой и левой круговой поляризацией:

$$E_1(\omega) = Z_{11}(\omega)H_1(\omega) + Z_{12}(\omega)H_2(\omega),\ \ E_2(\omega) = Z_{21}(\omega)H_1(\omega) + Z_{22}(\omega)H_2(\omega).$$

(3)

Различие импедансов мод $Z_{11}(\omega)$ и $Z_{22}(\omega)$ в (3) будет указывать на возможное присутствие эффекта Холла. Это различие можно характеризовать, переходя также по обычным формулам к кривым кажущихся сопротивлений и фазам введенных импедансов.

Численная модель влияния эффекта Холла при МТЗ

Проиллюстрируем сказанное численными расчетами с синтетическими данными МТЗ, полученными следующим образом. Вначале с использованием нормальных распределений случайных величин синтезировались исходные временные спектры для горизонтальных компонент $H_{x,y}(\omega)$ магнитного поля. Параметры случайных распределений выбирались для достижения сходства с примерами имеющихся экспериментальных данных. Такой подход допускает многократное повторение численных экспериментов без проведения натурных экспериментальных МТЗ. Затем для заданной модели горизонтально-слоистой среды проводились расчеты тензора импеданса методом, описанным в [4]. По временным спектрам магнитного поля $H_{x,y}(\omega)$ с помощью стандартных импедансных соотношений (4) определялись временные спектры горизонтальных компонент электрического поля:

$$E_x(\omega) = Z_{xy}(\omega)H_y(\omega) + Z_{xx}(\omega)H_x(\omega),\ \ E_y(\omega) = Z_{yy}(\omega)H_y(\omega) + Z_{yx}(\omega)H_x(\omega). \qquad (4)$$

Используя такую схему подготовки синтетических данных МТЗ, далее рассмотрим результаты их обработки с помощью предлагаемого варианта поляризационного анализа МТ-поля. Численные расчеты выполнялись для модели горизонтально-слоистой среды, состоящей из четырех слоев с мощностями сверху вниз 0.7, 5, 2 и 9 км и удельными сопротивлениями (УЭС) 100, 1000, 300 и 100 Ом·м, соответственно, и подстилающей средой с УЭС 20 Ом·м.

Интересно сравнить результаты расчетов для случаев, когда холловская проводимость среды равна нулю, и когда она присутствует во всех слоях среды (считалось, что σ_H = 1/1000 См/м, магнитное поле Земли отклонено от вертикали на угол 25˚, ось *OX* задана в плоскости магнитного меридиана и направлена на север, ось *OZ* направлена вглубь среды). Кривые МТЗ, полученные по модовым импедансам $Z_{11}(\omega)$ и $Z_{22}(\omega)$, представлены на рис. 1 (слева – когда холловская проводимость отсутствует, справа – когда она не равна нулю). Естественно, что наблюдаемое различие модовых кривых растет с увеличением величины холловской проводимости. Необходимо отметить, что это различие практически не зависит от соотношения амплитуд $A_{x,y}(\omega)$ в исходных спектрах горизонтальных компонент магнитного поля.

Возникает вопрос, а связан ли наблюдаемый эффект именно с влиянием холловской проводимости? Не будут ли аналогичными проявления, например, в случае кажущейся анизотропии, возникающей в тонкослоистой среде? Чтобы выявить различия в результатах обработки предлагаемым методом данных для среды с холловской проводимостью и для тонкослоистой среды, были также проведены расчеты для трансверсально-анизотропной среды. Предполагалось, что в этом случае в системе координат, где тензор $\hat{\sigma}'$ является диагональным (в главных осях), к анизотропии

приводят чередующиеся тонкие слои с разным УЭС, нормаль к которым направлена вдоль оси *OZ'*, и считалось, что $\sigma'_{xx} = \sigma'_{yy}, \sigma'_{zz} = \sigma'_{xx}/k_a$, где k_a коэффициент анизотропии.

Заметим, что в случае учета холловской проводимости принималось, что геомагнитное поле направлено вдоль оси *OZ'* в той же самой системе координат, а тензор $\hat{\sigma}'$ имеет здесь одинаковые диагональные компоненты $\sigma'_{xx} = \sigma'_{yy} = \sigma'_{zz}$, но появляются дополнительные антисимметричные члены $\sigma'_{xy} = -\sigma'_{yx} = \sigma_H$. С этими обстоятельствами связаны отличия тензоров $\hat{\sigma}'$ при изучении эффектов Холла и кажущейся анизотропии тонкослоистой среды. Для получения тензоров $\hat{\sigma}$ в лабораторной системе координат в обоих случаях при расчетах использовалась одна и та же матрица перехода.

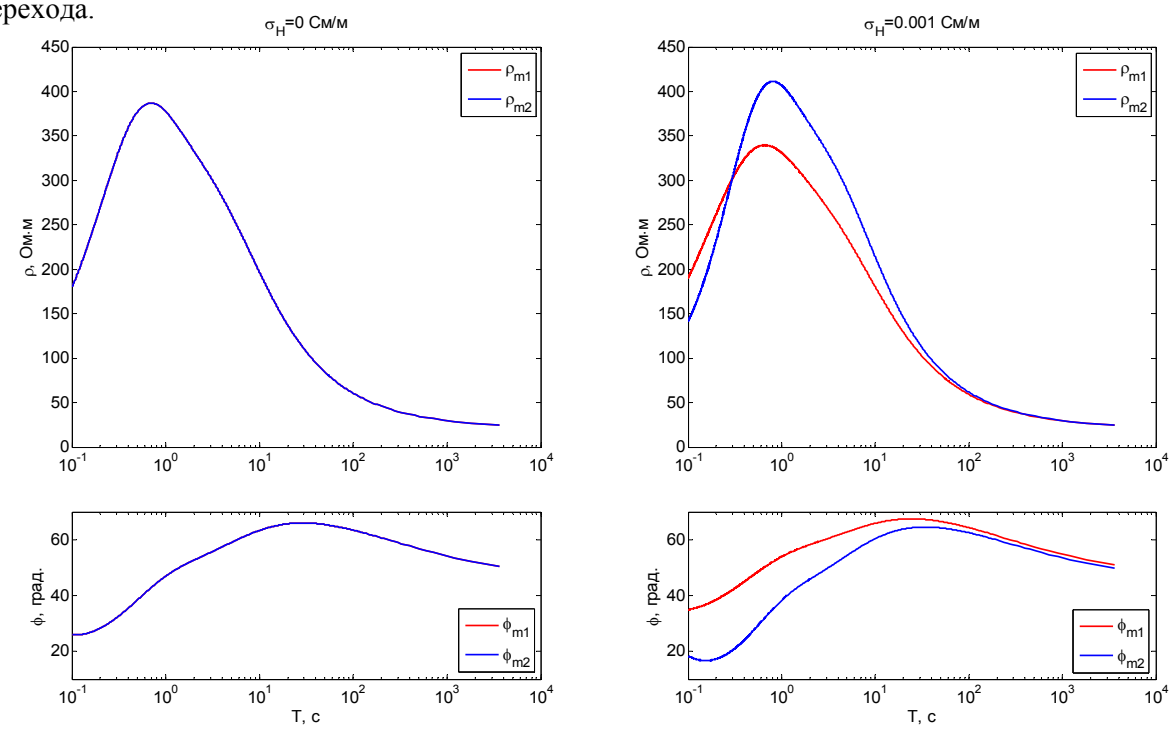


Рис. 1. - Модовые кривые МТЗ в случае холловской проводимости в среде.

В качестве примера отличий тензоров электропроводности приведем значения его компонент в лабораторной системе координат на одной и той же глубине (слева – в случае эффекта Холла, справа – для тонкослоистой среды):

$$\hat{\sigma}=\begin{pmatrix} 0.05 & 0.0009 & 0.0004 \\ -0.0009 & 0.05 & 0 \\ -0.0004 & 0 & 0.05 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}=\begin{pmatrix} 0.05 & 0 & 0 \\ 0 & 0.0485 & 0.0032 \\ 0 & 0.0032 & 0.0432 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Расчеты выполнялись для одной и той же выбранной модели горизонтально-слоистой среды из четырех слоев, описанной выше.

Полученные результаты представлены на рис. 2. Можно видеть, что для тонкослоистой среды (даже при большом коэффициенте анизотропии k_a=1.2) различие модовых кривых существенно меньше, чем в случае присутствия эффекта Холла.

Результаты эксперимента по обнаружению влияния эффекта Холла при МТЗ

Эксперимент по обнаружению эффекта Холла проще всего проводить для случая горизонтально-слоистой среды. Наиболее подходящий для этого участок был выбран в Татарском районе Западно-Сибирской низменности. МТЗ было проведено в июле 2018 года с помощью станции MTU-5 фирмы «Phoenix Geophysics». Регистрация сигналов длилась 40 часов. После стандартной обработки экспериментальных данных были получены результаты, представленные на рис. 3.

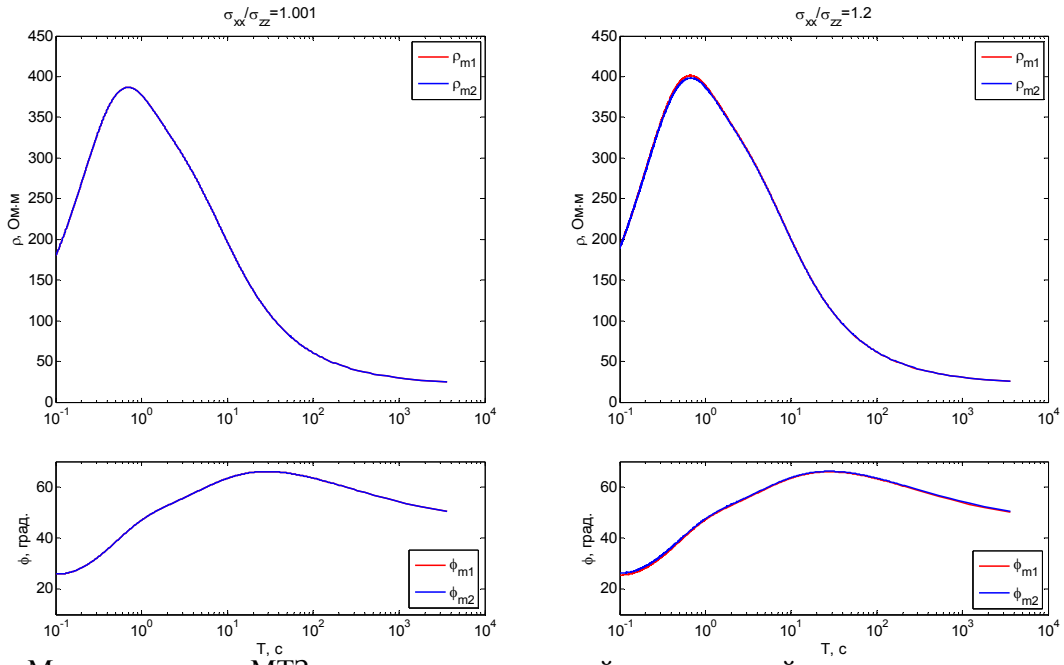


Рис. 2. - Модовые кривые МТЗ в случае тонкослоистой анизотропной среды

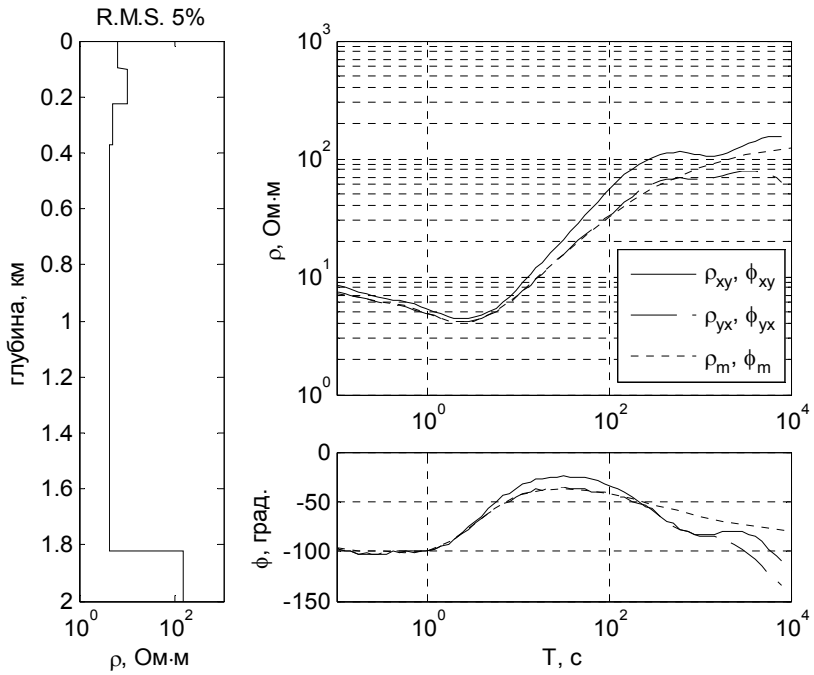


Рис. 3. - Кривые МТЗ и модель среды, полученная по результатам 1D инверсии кривых ($\rho_{xy}, \rho_{yx}, \rho_m$ - кажущиеся сопротивления, $\varphi_{xy}, \varphi_{yx}, \varphi_m$, - фазы, индекс m относится к модельным значениям величин).

Как видно, на коротких временных периодах выбранный участок вполне соответствует горизонтально-слоистой среде.

Поэтому поляризационный анализ был выполнен для этих периодов (рис. 4). Точками показаны оценки модовых кажущихся сопротивлений, полученные по различным выборкам данных, сплошными линиями даны их аппроксимации полиномами. Пунктиром для примера представлены модовые кривые, рассчитанные для модели среды (пунктир) и указанного значения σ_H. Для наглядности показаны также различия модовых кривых. Перебор различных других моделей среды и σ_H позволяет лишь приближенно сблизить расчетные модовые кривые с экспериментальными, поскольку надо корректно учесть не только сами кривые, но и их отличие. Такие оценки холловской проводимости σ_H по различиям модовых кривых для одномерной модели среды показывают, что ее возможные значения не превышают величин ~10^{-3} См/м.

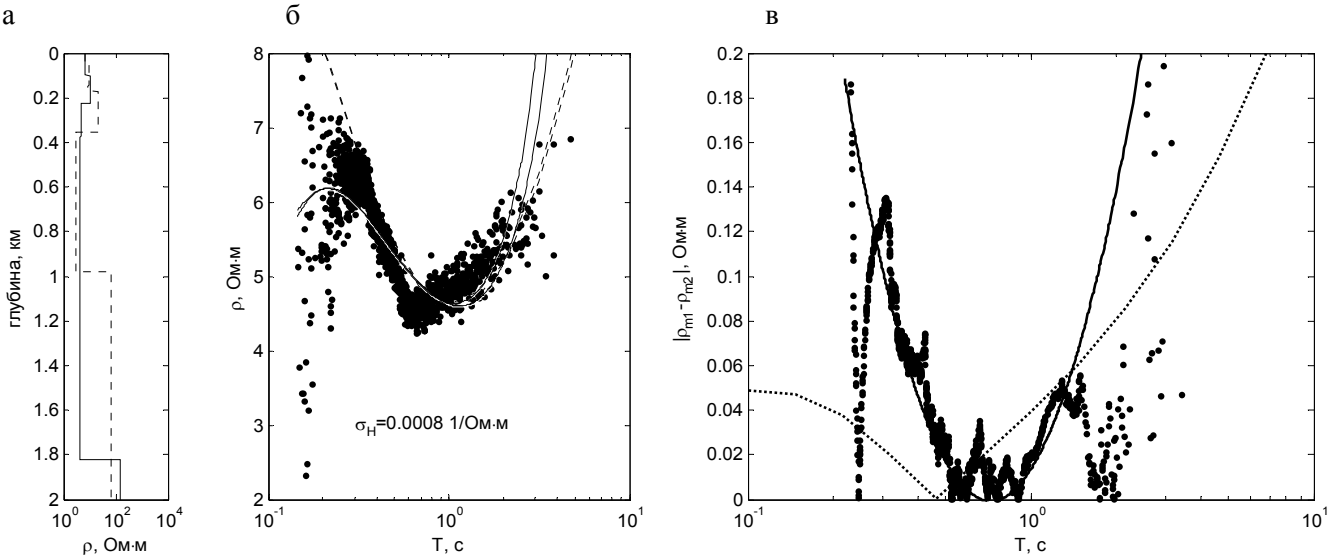


Рис. 4. - Модели среды (а), модовые кривые кажущихся сопротивлений (б) и их различие (в) (точки – экспериментальные оценки ρ_{11} и ρ_{22}, сплошные линии - аппроксимации оценок полиномами, пунктир – результаты расчета модовых кривых для модели среды, показанной пунктиром, и приведенного значения холловской проводимости σ_H.

Выводы

1) Обнаружить проявления эффекта Холла при МТЗ можно, применяя метод поляризационного анализа, основанный на алгоритме обработки данных с разделением временного спектра МТ-поля на спектры нормальных мод с правой и левой круговой поляризацией.
2) Установлена возможность по результатам обработки данных предлагаемым методом различать эффекты для среды с холловской проводимостью и для тонкослоистой среды.
3) Первые экспериментальные оценки показали, что σ_H не превышает значений ~ 10^{-3} См/м.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 17-05-00083.

Список литературы

1. Гололобов Д. В., Малевич И. Ю. Физические и электрохимические процессы в среде над залежью углеродов // *Доклады БГУИР*. – 2005. – № 1. – С. 22–27.
2. Могилатов В.С. О влиянии геомагнитного поля на процесс установления токов в земле // *Геофизика.* – 2013. – № 4. – С. 70–75.
3. Плоткин В.В. Методика определения вклада эффекта Холла при магнитотеллурическом зондировании // *XIII Международный научный конгресс и выставка ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ-2017. Международная научная конференция Недропользование. Горное дело. Новые направления и технологии поиска, разведки и разработки месторождений полезных ископаемых. Геоэкология* [Электронное издание]. Новосибирск: СГУГиТ. 2017. Сборник материалов. - Т. 2. - № 3. - С. 187-192.
4. Александров П.Н. Прямая задача геоэлектрики в одномерных бианизотропных средах // *Физика Земли.* – 2001. – № 4. – С. 51–61.

Об измерении вертикальной компоненты электрического поля при магнитотеллурическом зондировании

В. В. Плоткин[(1)], В. С. Могилатов[(1)]

1 - Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН («ИНГГ СО РАН»), 630090, Россия, г. Новосибирск, просп. ак. Коптюга, 3,
Телефон: 73833332905, e-mail: PlotkinVV@ipgg.sbras.ru;
Телефон: 73833309602, e-mail: MogilatovVS@ipgg.sbras.ru

Аннотация.

При магнитотеллурическом зондировании (МТЗ) обычно регистрируются вариации пяти компонент электромагнитного поля. При стандартном подходе в эксперименте определяют передаточные функции - соотношения между горизонтальными компонентами электрического и магнитного полей. Признаком отклонений от базовой модели служит пятая регистрируемая компонента - вертикальная компонента магнитного поля. При сложном геоэлектрическом строении среды и наличии искажений кривых МТЗ на практике возникают трудности при интерпретации данных. Для повышения достоверности получаемых результатов при решении обратной задачи и большей информативности МТЗ предлагается дополнительно выполнять регистрацию вертикальной компоненты электрического поля в среде. Сравнение расчетных значений с экспериментальными данными по этой компоненте при решении обратной задачи весьма желательно. Сейчас для регистрации ее вариаций применяется метод измерения разности потенциалов, возникающей на вертикальной линии, погруженной в среду (водоем). На суше для этого необходимо бурить или использовать уже имеющиеся скважины, что затруднительно. Предлагается применить для регистрации вертикальной компоненты круговой электрический диполь (КЭД). Сейчас КЭД успешно применяется как излучатель в методах электромагнитного зондирования. Используется его особенность возбуждать в плоско слоистой среде одну только ТМ-моду, электрическое поле которой имеет вертикальную компоненту. На практике круговой электрический диполь обычно реализуется восемью длинными радиальными линиями. Учитывая указанную особенность, КЭД можно использовать и как приемную систему МТЗ для регистрации вариаций поля ТМ-моды. В работе анализируются возможности его использования при МТЗ.

Ключевые слова: магнитотеллурическое зондирование, круговой электрический диполь, вертикальная компонента электрического поля

Введение

При проведении магнитотеллурического зондирования (МТЗ) обычно регистрируются вариации пяти компонент электромагнитного поля. Это связано с тем, что в основе метода лежит модель Тихонова-Каньяра: горизонтально-слоистая среда, возбуждаемая вертикально падающей плоской волной. При стандартном подходе в эксперименте определяют передаточные функции - соотношения между горизонтальными компонентами электрического $E_{x,y}$ и магнитного $H_{x,y}$ полей. Признаком отклонений от базовой модели служит пятая регистрируемая компонента – вертикальная компонента магнитного поля H_z.

Поскольку электропроводность атмосферы σ_a~10^{-14} См/м весьма мала, и выполняется условие непрерывности поперечного тока, получается, что на границе с атмосферой вертикальная компонента E_z электрического поля обращается в нуль, и нет необходимости в ее регистрации. Поэтому обычно так и происходит.

Однако в реальном случае компонента E_z обращается точно в нуль лишь на самой границе и постепенно затухает по направлению к ней в прилегающем скин-слое. Более того, если среда в толще этого слоя является анизотропной, компонента E_z может быть отличной от нуля и на самой границе,

поскольку поперечный ток в этой ситуации не обязательно совпадает с компонентой E_z по направлению.

С другой стороны, чтобы в эксперименте определить компоненту E_z (как и компоненты $E_{x,y}$), производится регистрация разности потенциалов на линии конечной длины. Можно утверждать, что на практике в любом случае указанная разность потенциалов будет всегда отличаться от нуля и зависеть от длины линии.

Учитывая, что при решении обратной задачи для трехмерной среды компонента E_z для каждой текущей модели также будет определяться, для большей достоверности получаемых результатов сравнение расчетных значений с экспериментальными данными по E_z весьма желательно. При сложном геоэлектрическом строении среды и наличии искажений кривых МТЗ на практике возникают трудности при интерпретации данных. Если не учесть возможные искажения, вполне вероятны недостоверные результаты такой интерпретации: латеральные приповерхностные неоднородности могут быть восприняты как глубинные «проводящие» слои.

Для устранения возникающих трудностей разрабатываются различные алгоритмы обработки данных и нестандартные варианты проведения МТЗ. Регистрация вертикальной компоненты E_z могла бы стать одним из таких вариантов. Интересна также работа [1], в которой предложено проводить пространственное усреднение горизонтальных компонент электрического поля с помощью регистрации этих компонент протяженными линиями вдоль исследуемого профиля (electromagnetic array profiling).

В связи с этим вызывает интерес анализ возможностей регистрации вертикальной компоненты E_z с помощью кругового электрического диполя (КЭД), располагаемого на дневной поверхности. Конфигурация КЭД предложена еще в работе [2] как питающая установка для индукционной электроразведки с контролируемыми источниками. Сейчас КЭД успешно применяется как излучатель в методах электромагнитного зондирования [3]. Используется его особенность возбуждать в плоскослоистой среде одну только ТМ-моду, электрическое поле которой имеет вертикальную компоненту. Поскольку магнитное поле ТМ-моды в непроводящей атмосфере равно нулю, при регистрации данных на земной поверхности исключается вклад прямого поля, а все наблюдаемые вариации магнитного поля связаны лишь с отклонениями от плоскослоистой среды.

Идеальная схема стороннего тока и реальный источник представлены на рис. 1. На практике круговой электрический диполь обычно реализуется восемью длинными радиальными линиями. Учитывая упомянутую особенность, КЭД можно использовать и как приемную систему МТЗ для регистрации вариаций поля ТМ-моды, а именно, вертикальной компоненты электрического поля E_z в среде под пунктом зондирования. Сейчас для регистрации вариаций E_z применяется метод измерения разности потенциалов на вертикальной линии, погруженной в водоем [см., например, 4-5]. На суше для этого необходимо бурить или использовать уже имеющиеся скважины, что затруднительно. Поэтому поиск новых способов регистрации E_z представляет большой интерес. Следует отметить также важность получения новых экспериментальных результатов по вариациям E_z для многих

областей геофизики. В данной работе анализируются возможности применения КЭД с этой целью при проведении МТЗ.

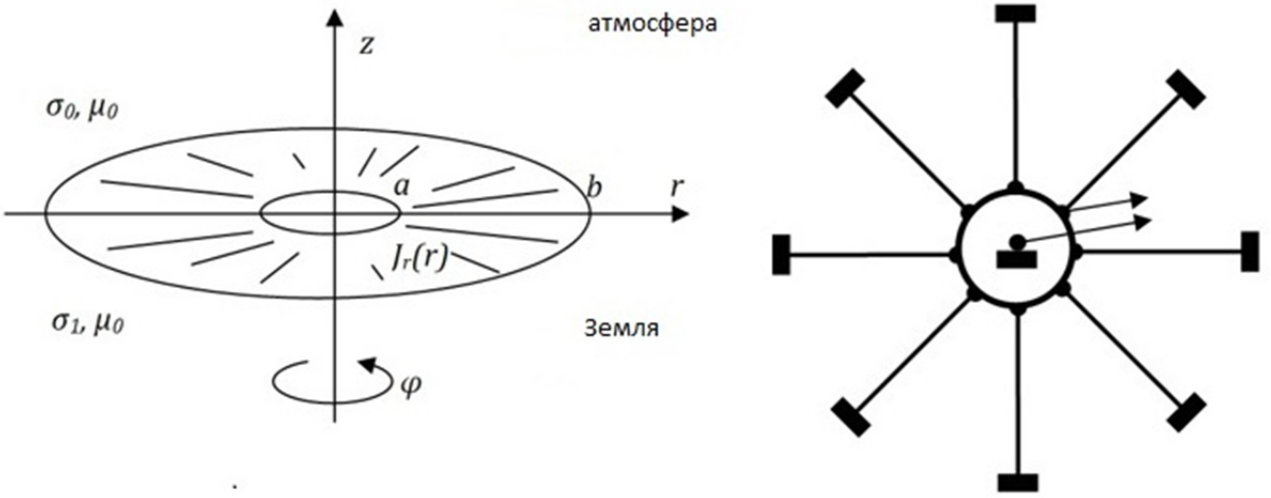


Рис. 1. - Идеальный (слева) и реальный (справа) круговой электрический диполь.

Результаты численных расчетов потенциалов U_z и $U_{КЭД}$

Установлено [3], что на практике при использовании КЭД в качестве излучателя, достаточно 8 линий, равномерно распределенных по азимуту. Чтобы использовать КЭД как приемное устройство, необходимо определить соотношение разностей потенциалов U_z и $U_{КЭД}$ на выбранных устройствах. Радиус КЭД – важная характеристика, на практике определяющая их соотношение. Влияние различных факторов при использовании КЭД в качестве регистратора в МТЗ можно исследовать с помощью численного моделирования.

Для численных расчетов использовалась модель поля на основе метода Треффца [6], учитывающая искажения кривых МТЗ, вызванные трехмерной неоднородностью среды. Рассмотрим результаты расчетов для модели среды, представленной семью слоями с удельным электрическим сопротивлением (УЭС) 25, 50, 100, 1000, 10, 1000 и 1 Ом·м (сверху вниз) и мощностями соответственно 0.1, 0.1, 0.1, 15, 10, 45 и 15 км и подстилающей средой 100 Ом·м (рис. 2а). Такой нормальный геоэлектрический разрез включает два проводящих слоя – коровый на глубинах 15-25 км и мантийный на глубинах 70-85 км. Три поверхностных слоя с мощностями 0.1 км можно применить для моделирования искажений кривых МТЗ. В частности, было подробно изучено влияние отдельной неоднородности, присутствующей во втором сверху слое (рис. 2б). Предполагалось, что МТЗ проводится на полигоне с размерами 30х30 км, в центре которого находится КЭД. Его радиальные лучи показаны на рис. 3б прямыми линиями. При расчете с помощью численной модели на основе метода Треффца каждый из семи слоев представляется 49 одинаковыми параллелепипедами с высотой, равной мощности слоя и горизонтальными сечениями с размерами 4.29х4.29 км (по 7 параллелепипедов вдоль каждой из горизонтальных осей координат), внутри которых среда однородна. В каждом параллелепипеде используются решения уравнений Максвелла в виде поперечных встречных волн, распространяющихся вдоль каждой из осей координат. С учетом поляризации всего в каждом параллелепипеде имеется 12 таких волн, неизвестные амплитуды

которых находятся решением общей системы уравнений, полученных из условий сшивки тангенциальных компонент полей на всех гранях упомянутых параллелепипедов, а также из граничных условий.

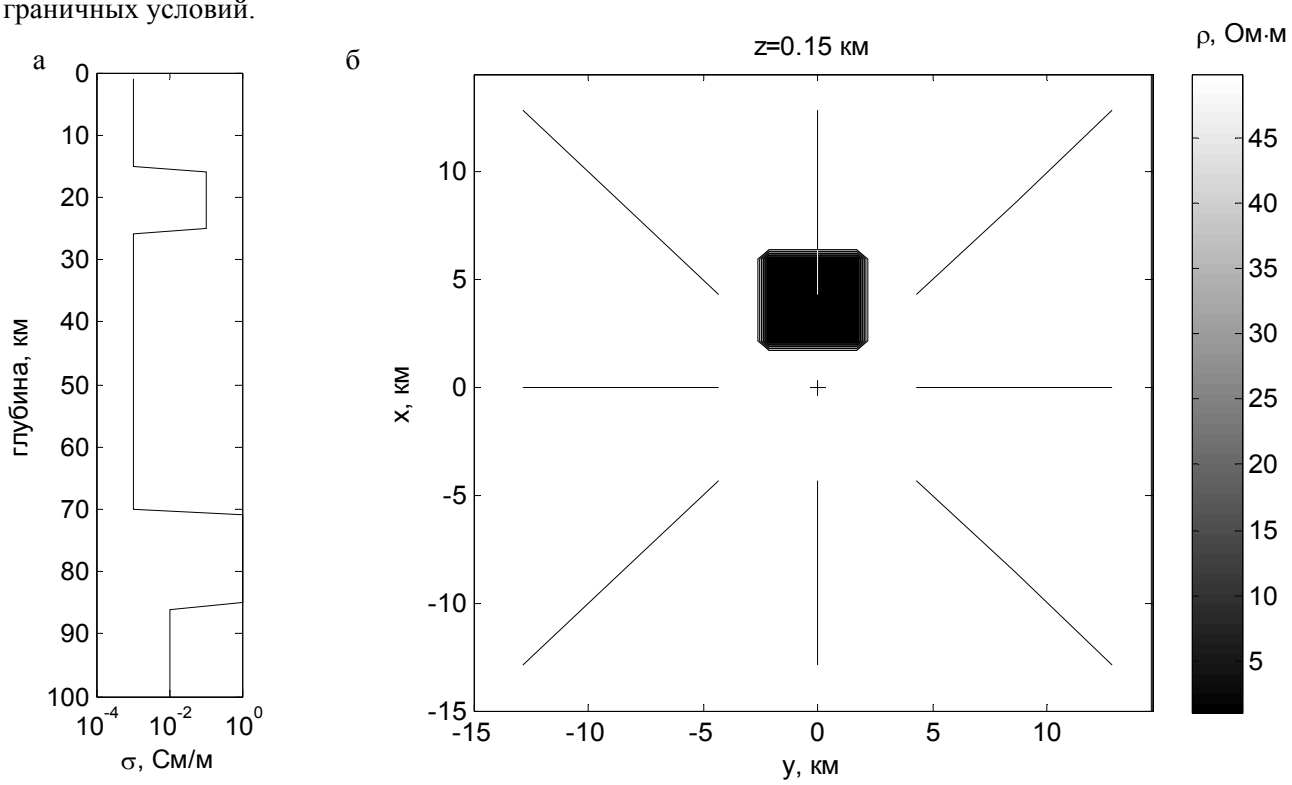


Рис. 2. - Трехмерная модель среды: а – нормальный глубинный разрез, б – горизонтальное сечение приповерхностного латерально неоднородного слоя. Показаны радиальные линии КЭД на поверхности, крестиком помечен его центр.

По найденным амплитудам волн рассчитываются все компоненты электромагнитного поля в центрах параллелепипедов и на земной поверхности. Разности потенциалов U_z и $U_{\text{КЭД}}$ определяются далее интегралами от продольных компонент электрического поля, соответственно, вдоль вертикальной и радиальных регистрирующих линий. Для вычисления компонент тензора импеданса расчеты повторяются для двух независимых поляризаций вертикально падающей на среду плоской волны. Разности потенциалов U_z и $U_{\text{КЭД}}$ также находятся для каждой из двух независимых поляризаций первичной волны. Для данной модели среды речь идет о разностях потенциалов, отличных от нуля при заданной конфигурации КЭД относительно неоднородности и соответствующих выбранной поляризации магнитного поля первичной волны вдоль оси *OY* с амплитудой 1 нТл.

На рис. 3 приведены кривые кажущихся сопротивлений, полученные для центра полигона при выбранной модели среды для двух разных значений УЭС в неоднородности. Как видно, в присутствии неоднородности во втором сверху слое (рис. 2б) возникают заметные гальванические искажения: на больших временных периодах кривые кажущихся сопротивлений ρ_{xy} и ρ_{yx} сдвинуты по оси ординат относительно нормальной кривой ρ_l. Чем более проводящей является неоднородность и меньше УЭС в ней, тем больше становится этот сдвиг.

На рис. 4 приведены рассчитанные зависимости разностей потенциалов U_z и $U_{\text{КЭД}}$ в центре полигона от периода (крестик на рис. 2б). Расчеты выполнены для разных наборов значений параметров латеральной неоднородности: УЭС в ней - ρ_n, объемной проводимости - $r_0^2\Sigma_0$ и удаления центра неоднородности от центра КЭД - r_n.

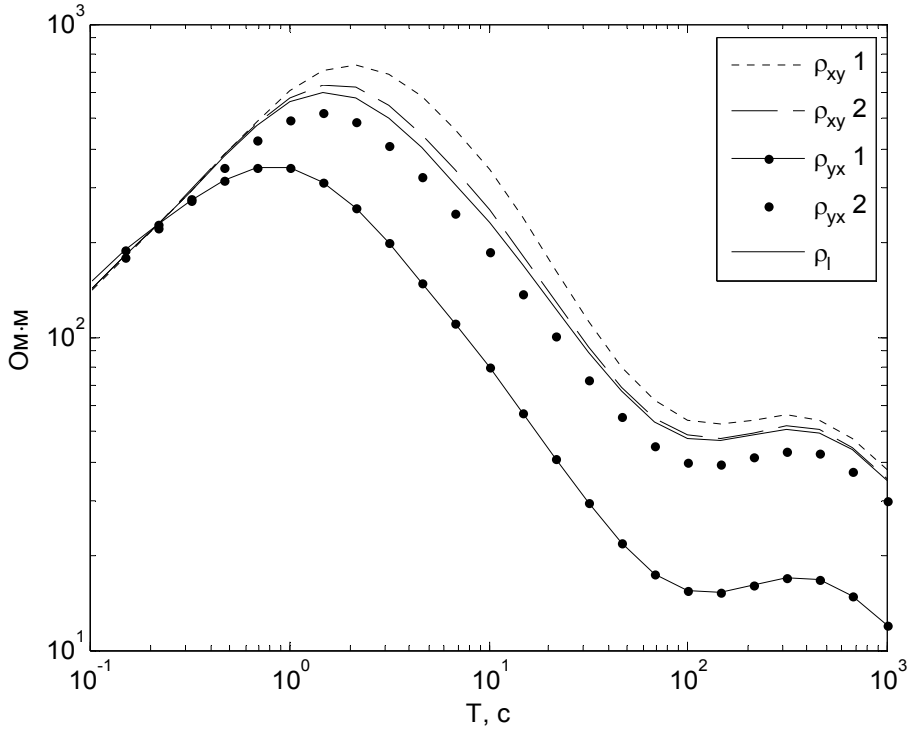


Рис. 3. - Кривые кажущегося сопротивления ρ_{xy} и ρ_{yx} в центре для двух значений УЭС ρ_n в неоднородности (1 – ρ_n=1 Ом·м, 2 - ρ_n=10 Ом·м, ρ_l - нормальная кривая для фоновой среды).

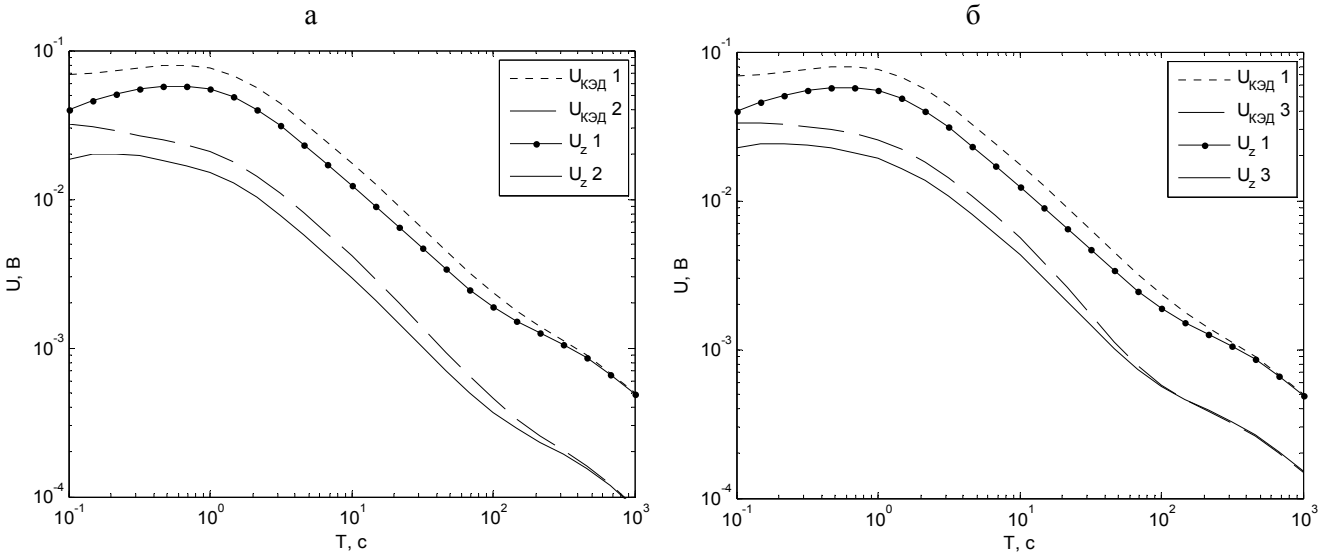


Рис. 4. - Кривые разностей потенциалов, возникающих на вертикальной линии в центре - U_z и суммарно на всех радиальных линиях КЭД - $U_{\text{КЭД}}$ для разных параметров латеральной неоднородности: объемной проводимости $r_0^2\Sigma_0$ и удаления r_n центра неоднородности от центра КЭД. а 1 – ρ_n=1 Ом·м, r_n =4.29 км, $r_0^2\Sigma_0$=1.84·10^9 См·м^2, 2 – ρ_n=10 Ом·м, r_n =4.29 км, $r_0^2\Sigma_0$=1.84·10^8 См·м^2, б 1 – ρ_n=1 Ом·м, r_n =4.29 км, $r_0^2\Sigma_0$=1.84·10^9 См·м^2, 3 – ρ_n=1.1 Ом·м, r_n =1.43 км, $r_0^2\Sigma_0$=1.84·10^9 См·м^2.

Рис. 4а отображает изменения кривых в зависимости от УЭС неоднородности при одинаковых остальных параметрах. Чем больше эти отклонения УЭС от фона, тем большими становятся величины потенциалов U_z и $U_{\text{КЭД}}$. Вследствие контролируемых отличий реального КЭД от идеального (по количеству и длинам радиальных линий) появляется смещение между кривыми U_z и $U_{\text{КЭД}}$ по оси ординат. На рис. 4а отображены кривые после снятия такого смещения на больших временных периодах. С этой целью все значения кривых $U_{\text{КЭД}}$ увеличены в 3.5 раз. Отметим, что этот коэффициент один и тот же для разных значений УЭС в неоднородности и при одинаковых остальных условиях. Как видно, небольшие различия между кривыми U_z и $U_{\text{КЭД}}$ остаются на коротких временных периодах. Это подтверждается при анализе данных идеального КЭД.

С приближением центра неоднородности при сохранении величины ее объемной проводимости $r_0^2\Sigma_0$ совпадение кривых U_z и $U_{\text{КЭД}}$ наблюдается на увеличенном диапазоне больших периодов (рис. 4б). Кривые для случая 3 получены в расчетах с изменениями параметров - для полигона 10х10 км, величины УЭС в неоднородности ρ_n=1.1 Ом·м и прочих равных условиях. Коэффициент нормировки кривых $U_{\text{КЭД}}$ для случая 3 оказался равным 1.12.

Выводы

1) Для повышения достоверности получаемых результатов и в целях большей информативности МТЗ предлагается дополнить регистрацию вариаций поля данными по компоненте E_z, применяя с этой целью круговой электрический диполь (КЭД).
2) В случае идеального КЭД регистрируемая им разность потенциалов $U_{\text{КЭД}}$ полностью совпадает с разностью потенциалов U_z, регистрируемой вертикальной линией в среде, если толщина скин-слоя много больше характерного размера латеральных неоднородностей (на низких частотах или больших временных периодах).
3) Проведено численное моделирование применения КЭД для горизонтально-слоистой среды. Вследствие контролируемых отличий реального КЭД от идеального по количеству и длинам радиальных линий наблюдается смещение между кривыми U_z и $U_{\text{КЭД}}$ по оси ординат. Коэффициент смещения не зависит от значений УЭС в неоднородности при одинаковых остальных условиях.
4) Измеряемая с помощью КЭД разность потенциалов эквивалентна разности потенциалов, возникающей на длинной вертикальной линии в центре КЭД. На практике это означает возможность регистрировать разность потенциалов вдоль вертикальной линии без бурения необходимой для нее скважины.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-17-00095).

Список литературы

1. Torres-Verdin C., Bostick F.Jr. Principles of spatial surface electric field filtering in magnetotellurics: electromagnetic array profiling (EMAP) // Geophysics, 1992, v. 57, № 4, p. 603—622.

2. Могилатов В.С. Патент РФ N 1062631. Способ геоэлектроразведки. 1982. Опубликовано 23.12.83. Бюл. N 47.
3. Могилатов В.С. Импульсная геоэлектрика. Новосибирск, НГУ, 2014, 180 с.
4. Мороз Ю. Ф., Мороз Т. А., Буглова С. Г. Вертикальная и горизонтальные составляющие электротеллурического поля на озере Байкал и их связь с электропроводностью среды // Физика Земли, 2008, № 3, с. 73-83.
5. Шнеер В. С., Гайдаш С. П., Трофимов И. Л., Коротаев С. М., Кузнецова Т. В., Цирульник Л. Б., Панфилов А. И., Буднев Н. М., Миргазов Р. Р. Долговременные наблюдения вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал (первые результаты) // Физика Земли, 2007, № 4, с. 71-75.
6. Плоткин В.В., Губин Д.И. Учет приповерхностных неоднородностей над горизонтально слоистым разрезом при магнитотеллурическом зондировании // Геология и геофизика, 2015, т. 56(7), с. 1381-1390.

Применение метода ЯМР-релаксометрии при изучении физико-химических свойств пластовых флюидов

Е. С. Чернова(1), М.Й. Шумскайте(2)

1 - Новосибирский национальный исследовательский государственный университет («НГУ»), 630090, Россия, Новосибирская область, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Телефон: 79134897887, e-mail: ellenchernova@yandex.ru;
2 – Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А.Трофимука Сибирского отделения Российской академии наук («ИНГГ СО РАН»), 630090, Россия, г. Новосибирск, проспект Академика Коптюга, 3, Телефон: 79134824137, e-mail: ShumskaiteMI@ipgg.sbras.ru

Аннотация.

В работе выполнена совместная интерпретация данных геохимических и ЯМР-исследований для коллекции образцов нефтесодержащих пластовых флюидов с месторождений ХМАО и ЯНАО, а также приведено краткое описание физических основ и методики проводимых ЯМР-измерений. По результатам геохимических исследований были установлены плотность, кинематическая вязкость и групповой состав для проб неразогнанной нефти и двух ее фракций: тяжелой и бензиновой. Методом ЯМР-релаксометрии установлены релаксационные характеристики этих образцов и также определен их групповой состав. Показано, что групповой состав, определенный при помощи стандартных геохимических методов, согласуется с результатами интерпретации ЯМР-данных. Также экспериментально установлено, что метод ЯМР-релаксометрии чувствителен к изменению температуры и состава изучаемых флюидов.

Ключевые слова: Групповой состав, пластовые флюиды, релаксационные характеристики, физико-химические свойства

Введение

В настоящее время в нефтегазовой отрасли все более актуальными становятся методы, основанные на явлении ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Для раннего распознавания коллекторов, оценки их фильтрационно-емкостных свойств, а также свойств насыщающих их флюидов, разработаны приборы для регистрации ЯМР-сигнала непосредственно в скважине, также существуют приборы для его получения и анализа в лабораторных условиях. В отличие от стандартных петрофизических и геохимических методов, ЯМР-метод не оказывает какого-либо механического воздействия на образец и является экспрессным.

Лабораторные ЯМР-исследования позволяют определять релаксационные характеристики флюидного и каменного материала [1, 2], что необходимо не только для развития ЯМР-релаксометрии в качестве дополнительного метода лабораторных исследований, но и для усовершенствования существующих методик интерпретации данных ядерно-магнитного каротажа.

Физические основы метода ЯМР

Ядерный магнитный резонанс – это резонансное поглощение или излучение электромагнитной энергии веществом, основанное на реакции магнитных моментов ядер на воздействие внешнего магнитного поля.

При приложении внешнего магнитного поля B_0 к магнитному моменту ядра μ поле создает в нем момент силы, который способствует повороту оси спина ядра в соответствии с B_0, ядра прецессируют вокруг вектора направления этого поля с частотой f, называемой частотой Лармора (1), возбуждая измеряемые сигналы. Когда во внешнем магнитном поле прецессирует большое количество протонов, создается макроскопическая намагниченность M_0 (2), определяющаяся как результирующий магнитный момент конкретного объема.

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} B_0; \qquad \gamma = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{\mu}{I}; \tag{1}$$

$$M_0 \approx \frac{\mu B_0}{kT}; \tag{2}$$

где f – частота прецессии, γ – гиромагнитное отношение протона, B_0 – постоянное внешнее магнитное поле, ħ - постоянная Планка, μ – магнитный момент ядра, I – квантовое число спинов ядра, M_0 – вектор макроскопической намагниченности, k – постоянная Больцмана, T – температура (в Кельвинах).

В целом процесс получения ЯМР-сигнала можно разделить на три этапа (рис. 1):

1. Намагничивание образца путем его помещения в постоянное магнитное поле B_0 в течении времени T_w.
2. Поворот вектора макроскопической намагниченности M_0 в поперечную плоскость с помощью 90° радиочастотного импульса переменного магнитного поля B_1.
3. Использование последовательности 180° радиочастотных импульсов, подаваемых через равные промежутки времени TE, для получения релаксационной кривой.

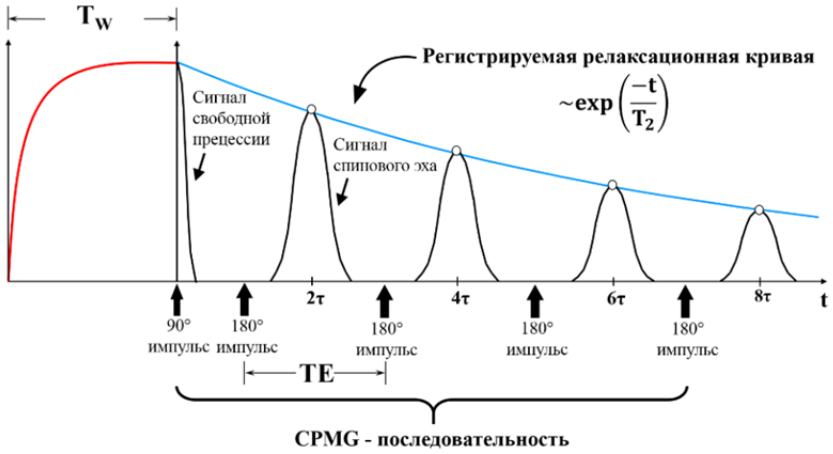


Рис. 1. – Процесс получения релаксационной кривой

Результатом математической обработки ЯМР-сигнала (релаксационной кривой) является спектр времен поперечной релаксации (T_2), который в дальнейшем анализируется и используется для количественной интерпретации (рис. 2) [3-5].

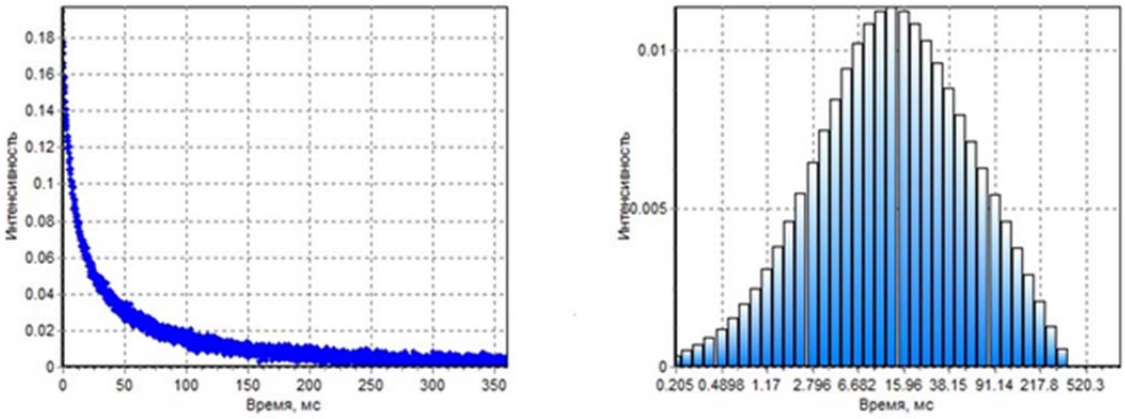


Рис. 2. - Релаксационная кривая и результат ее математической обработки – спектр времен поперечной релаксации

Процедура преобразовании ЯМР-сигнала сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма 2 -го рода (3).

$$f(t) = \int_{T_2\,min}^{T_2\,max} e^{-\frac{t}{T_2}}\, z(T_2)\; dT_2 \qquad (3)$$

где T_2, T_{2min} и T_{2max} – время поперечной релаксации, его минимальное и максимальное значения; t – время воздействия постоянного магнитного поля B_0; $z(T_2)$ – функция дифференциального распределения амплитуд сигнала по временам поперечной релаксации; *f*(t) – ЯМР-сигнал.

Решение обратной задачи осуществляется методом регуляризации Тихонова [6].

Экспериментальные данные

В рамках данной работы были выполнены ЯМР и геохимические исследования 10 проб нефти (табл. 1) с месторождений ХМАО и ЯНАО. Интервал отбора составляет 1673-3370 м. Плотность исследуемых нефтей меняется в диапазоне 0,82-0,92 г/см^3, вязкость при температуре 20˚С – в диапазоне 3,81-23,12 мм^2/с.

Возможность изучения и типизации пластовых флюидов, в том числе жидких углеводородов (УВ), методом ЯМР обусловлена тем, что разные группы химических соединений (асфальтены, смолы, ароматические и насыщенные УВ) имеют разную молекулярную подвижность и, следовательно, их времена релаксации отличаются: чем больше подвижность молекул, тем большими временами T_2 характеризуется соединение. Отсюда вытекает взаимосвязь вязкости флюида и характерных для него времен T_2: для флюидов с большей долей смолисто-асфальтеновых соединений (малоподвижных и, соответственно, быстро релаксирующих соединений), характерна большая вязкость. Следовательно, при увеличении вязкости флюида общая молекулярная подвижность снижается, времена T_2 уменьшаются, спектр времен смещается влево.

В качестве примера рассмотрим спектры трех образцов нефти с разной вязкостью (рис. 3). По относительному положению спектров мы можем качественно определить, что коэффициент вязкости

образца № 5 – наибольший. Полученная оценка согласуется с реальными значениями коэффициента вязкости (η) для данных проб (образец № 4 – 12,16 г/см^3, образец № 5 – 23,12 г/см^3, образец № 8 – 3,81 г/см^3).

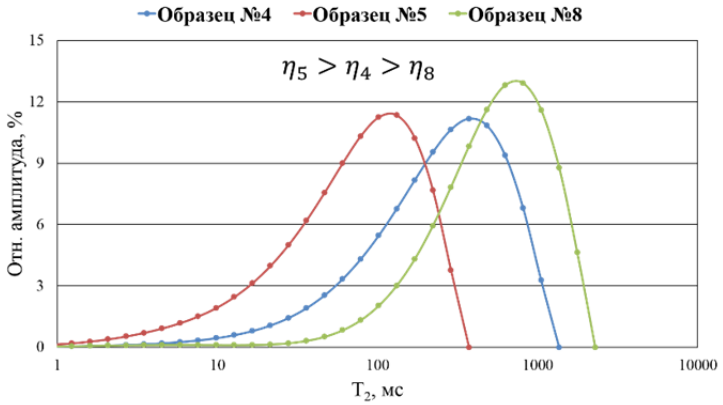


Рис. 3. - Спектры времен поперечной релаксации для проб нефти с разной вязкостью

ЯМР-измерения были выполнены для каждой пробы не разогнанной нефти и двух ее фракций: бензиновой (фракция, выкипающая при температуре до 200°С) и тяжелой (фракция, выкипающая при температуре выше 200°С) (рис. 4).

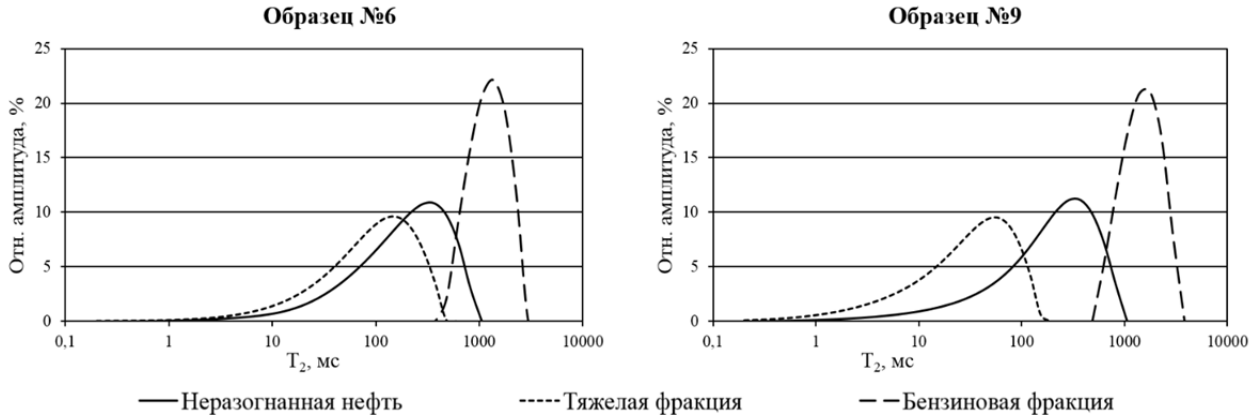


Рис. 4. – Спектры времен поперечной релаксации для исследуемых проб нефти и ее фракций

На рис. 4 видно, что спектры фракций, выкипающих при температуре до и после 200°С, не пересекаются. Спектр бензиновой фракции является самым узким, что объясняется ее достаточно однородным составом, тогда как спектр тяжелой фракции – широкий, т.е. состав фракции – многокомпонентный. Методами адсорбционной жидкостной хроматографии и ИК-спектрометрии был определен групповой состав [7] для всех полученных образцов (табл. 1).

По результатам интерпретации спектра T_2 были определены времена отсечки для разных групп УВ, на основе которых была выполнена оценка группового состава образцов нефти по ЯМР-данным (рис. 5). Для изученной коллекции образцов время отсечки для разделения смолисто-асфальтеновых соединений и ароматических УВ составляет 30-50 мс, для разделения ароматических и насыщенных УВ – 150-200 мс.

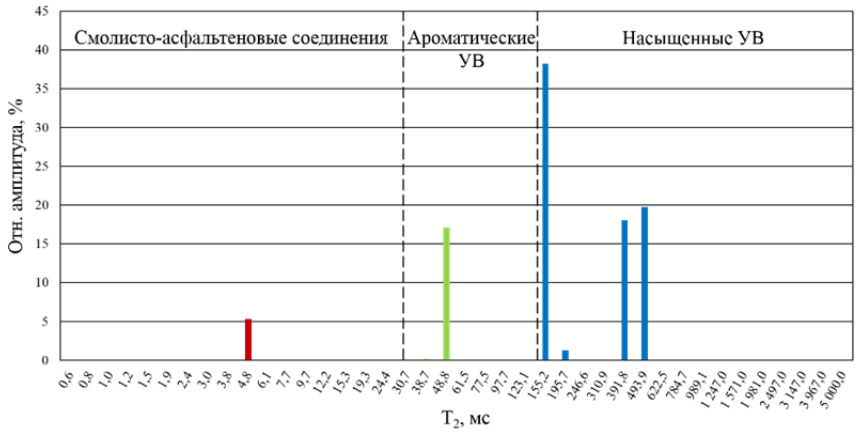


Рис. 5. – Времена отсечки (пунктирные линии) для определения группового состава по ЯМР- данным для образца №6

Результаты, полученные по ЯМР-данным, согласуются с результатами геохимического анализа (табл. 1).

Таблица 1. Состав и свойства исследуемых образцов нефти

№	Месторождение	Плотность, г/см^3	Вязкость (при 20^{0}С), сСт	T_2^{LM}, мс	Насыщенные УВ, %		Ароматические УВ, %		Смолисто-асфальтеновые соединения, %	
					ЯМР	Геохимия	ЯМР	Геохимия	ЯМР	Геохимия
1	Новопортовское	0,87	18,22	174,3	68,0	67,5	17,3	19,6	14,7	12,9
2	Бованенковское	0,92	-	22,6	71,4	71,8	15,1	15,6	13,6	12,7
3	Новопортовское	0,87	9,29	205,0	69,9	72,8	22,7	22,9	7,4	4,3
4	Новопортовское	0,86	12,16	217,6	73,9	67,8	19,7	26,1	6,4	6,1
5	Геофизическое	0,91	23,12	61,9	59,3	56,5	30,4	33,8	10,3	9,8
6	Восточно-Мессояхское	0,86	4,73	162,2	77,4	68,5	17,3	23,4	5,3	8,1
7	Ванкорское	0,91	73,17	27,8	48,5	59,9	32,9	24,5	18,6	15,6
8	Салымское	0,82	3,81	473,0	76,3	77,7	20,5	19,4	3,3	2,9
9	Правдинское	0,86	7,55	157,4	41,0	49,8	49,7	37,1	9,2	13,1
10	Заполярное	0,82	2,79	325,9	79,9	67,6	14,7	20,6	5,5	11,8

Образец №2 – парафинистая нефть и технические особенности используемого оборудования не позволяют определена ее кинематическую вязкость

Выводы

В работе показано, что метод лабораторной ЯМР-релаксометрии позволяет качественно оценивать вязкость жидких углеводородов и определять их групповой состав. Экспериментально установлено, что результаты определения группового состава изучаемых образцов методом ЯМР-релаксометрии и стандартными геохимическими методами согласуются. В дальнейшем планируется провести изучение влияния температуры исследуемого флюида на получаемые релаксационные характеристики и результат определения группового состава нагретой пробы, увеличить коллекцию изучаемых образцов для уточнения времен отсечки.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 18-35-00112.

Список литературы

1. Тураханов А.Х., Глинских В.Н., Каширцев В.А. и др. Применение ядерного магнитного резонанса-релаксометрии для экспресс-исследования реологических свойств и группового состава нефти и конденсата // *Нефтегазовая геология. Теория и практика*. – 2017. – Т. 12. – №3. – 15 с.
2. Шумскайте М.Й., Глинских В.Н. Экспериментальное исследование зависимости ЯМР-характеристик от удельной поверхности и удельного электрического сопротивления песчано-алеврито-глинистых образцов // *Геология и геофизика*. – 2016. – Т. 57. – №10. – С. 1911-1918.
3. Coates G.R., Xiao L., Prammer M.G. NMR Logging, Principles & Applications. – Houston: Hulliburton Energy Services Publishing, 2000. – 356 p.
4. Аксельрод С.М., Неретин В.Д. Ядерный магнитный резонанс в нефтегазовой геологии и геофизике. – М.: Недра, 1990. – 192 с.
5. Джафаров И.С., Сынгаевский П.Е., Хафизов С.Ф. Применение метода ядерного магнитного резонанса для характеристики состава и распределения пластовых флюидов. – М.: Химия, 2002. – 439 с.
6. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В. и др. Численные методы решения некорректных задач. – М.: Недра, 1990. – 232 с.
7. ГОСТ 2177-99. Нефтепродукты. Метод определения фракционного состава. – М.: Изд-во стандартов, 2006. – 24 с.

Section P. Paleomagnetism and Rock Magnetism

О причинах возникновения L-образных диаграмм Араи-Нагата

Н. А. Афиногенова, В. П. Щербаков, С. К. Грибов, М. А. Смирнов

ГО Борок ИФЗ РАН, 152742, Россия, Ярославская область, Некоузский район, поселок Борок, д. 142, Телефон: 89206542203, e-mail: aphina312@mail.ru

Аннотация.

Эксперименты Телье по определению палеоинтенсивности B_{anc} армянских базальтов показали странное поведение диаграмм Араи-Нагата, которое выражается в резком спаде интенсивности NRM при нагреве образцов до температуры около 400 °C, сопровождаемым очень слабым приобретением pTRM на этом температурном отрезке. Последующее увеличение температуры приводит к неожиданно резкому увеличению приобретения pTRM при почти отсутствующем уменьшении NRM, что создаёт L-образную форму диаграммы Араи-Нагата. В данной работе выясняются возможные причины такого поведения кривых Араи-Нагата на образцах коллекций Berd (юра) и Paravakar (мел), отобранных на северо-востоке Армении в 2006 году.

Ключевые слова: Метод Телье, L-образные диаграммы Араи-Нагата

Введение

Основным методом определения палеонапряженности древнего геомагнитного поля (B_{anc}) на вулканических породах служит метод Телье. Необходимым условием для выполнения этой задачи является наличие прямолинейного участка на диаграмме Араи-Нагата, по которому и определяется B_{anc}. Однако нередко диаграммы Араи-Нагата имеют два или больше таких квазипрямолинейных участков, что делает крайне затруднительным или даже невозможным оценку надёжности такого определения, в связи с чем эти данные обычно отбраковываются. Экстремальным случаем такого девиантного поведения образцов является L-образная форма диаграмм Араи-Нагата (рис. 1), когда при выполнении экспериментов Телье сначала происходит резкий спад естественной остаточной намагниченности (NRM) при температуре $T < 400$ °C при очень слабом приобретении парциальных термоостаточных намагниченностей (pTRM), что приводит к невероятно высоким формальным определениям B_{anc}. Впервые такое явление было исследовано в работе [1] на юрских базальтах Лесото (Южная Африка), содержащих титаномагнетиты (ТМ) со структурами магнетит-ильменитового распада. Авторы этой работы предположили, что зафиксированный ими необычайно резкий спад NRM при $T < 400 \div 460$ °C явился результатом трансформации доменной структуры (ДС) псевдооднодоменных (ПОД) зерен магнетита при переходе её из метастабильной в более стабильную конфигурацию за счёт релаксации напряженного состояния магнитных зёрен в процессе последовательных нагревов, выполняемых при процедуре Телье.

С другой стороны, при работе с вулканическими породами нередко наблюдается противоположное явление, когда при увеличении температуры нагревов отмеченный выше спад NRM (резкий или нормальный) сменяется быстрым ростом интенсивности pTRM при очень малом или даже практически остановившемся спаде NRM (рис. 1).

Для выяснения возможных причин такого поведения кривых Араи-Нагата NRM(pTRM) нами были проведены подробные петрографические и магнитоминералогические исследования на образцах коллекций Berd (юра) и Paravakar (мел), отобранных на северо-востоке Армении в 2006 году.

Объект, аппаратура и методы исследования

На каждом образце из обеих коллекций с использованием трехкомпонентного термомагнитометра проводилась общепризнанная для определения палеонапряженности процедура Телье в версии Коэ с включением процедуры “check-points”. Параллельно на дублях свежих и термообработанных образцов выполнялся целый комплекс минералогических и магнитных методов исследований. Определение элементного состава минералов отдельных зерен, а также получение их микроизображений осуществлялось на сканирующем электронном микроскопе «Tescan Vega II LMU». На ряде образцов с целью лучшей визуализации структур распада в ТМ проводилось селективное травление поверхности аншлифов соляной кислотой. Рентгенодифрактометрическое исследование вещества породы, а также специально отсепарированной магнитной фракции осуществлялось на порошковом дифрактометре STADI–MP (с монохроматизированным $CoK_{\alpha 1}$-излучением). Петли гистерезиса индуктивной намагниченности M_{si} как исходных, так и отожженных образцов снимались при комнатной температуре (T_0) во внешних магнитных полях до ±0.9 Тл на приборе VFTB (Petersen Instruments). По полученным кривым определялись намагниченность насыщения (M_s), остаточная намагниченность насыщения (M_{rs}), коэрцитивная сила (B_c) и остаточная коэрцитивная сила (B_{cr}) образцов и рассчитывались характеристические параметры M_{rs}/M_s и B_{cr}/B_c, по которым проводилась оценка ДС зерен. Температуры Кюри (T_c) образцов определялись в ходе термомагнитного анализа по кривым изменения с температурой $M_{si}(T)$, снятых на магнитных весах в постоянном магнитном поле 0.45 Тл в режиме дискретных нагревов исходных образцов до последовательно возрастающих температур с шагом 100 °C. Дополнительно, в ходе непрерывных нагревов регистрировались кривые разрушения $M_{rs}(T)$, созданных в поле 0.25 Тл.

Результаты и их обсуждение

Характерные примеры девиантных диаграмм Араи-Нагата, для которых формальное определение палеонапряжённости приводит к совершенно неправдоподобным оценкам, представлены на рис. 1. Конкретно, по низкотемпературному интервалу T = (20÷400) °C образец 128 коллекции Paravakar даёт B_{anc} = 423 мкТл, а для образца 168 коллекции Berd получено B_{anc} = 370 мкТл. Резкий перелом диаграмм Араи-Нагата при T ≈ 400 °C можно было бы попытаться связать с тем, что носителем быстро убывающей NRM(T) является магнитоминералогическая фаза с температурой Кюри $T_c \approx 400$ °C. Однако, данные ТМА по кривым последовательных нагревов $M_{si}(T)$, полученным в поле 450 мкТ (рис. 2), опровергают это предположение, указывая на наличие в образце только фазы с T_c = 525÷553 °C в коллекции Paravakar и T_c = 533÷554 °C в коллекции Berd. Вместе с тем незначительный (до ~ 16 %) спад в интенсивности этих кривых при увеличении максимальной температуры нагрева естественно связать с однофазным (ОФ) окислением ТМ зёрен, формирующих

магнитные свойства породы. Это предположение полностью подтверждается результатами рентгенофазового анализа (рис. 3), согласно которому магнитная фракция свежих образцов обеих коллекций содержит фазы со структурой типа шпинели с периодом элементарной ячейки (a_0), заниженным по отношению к магнетитовому (8.396 Å), что в случае титаномагнетитов характерно для их окисленных (катион-дефицитных) разностей. Существенно, что при нагреве образцов происходит ОФ доокисление ТМ, о чем свидетельствует уменьшение параметра элементарной ячейки (Рис. 3).

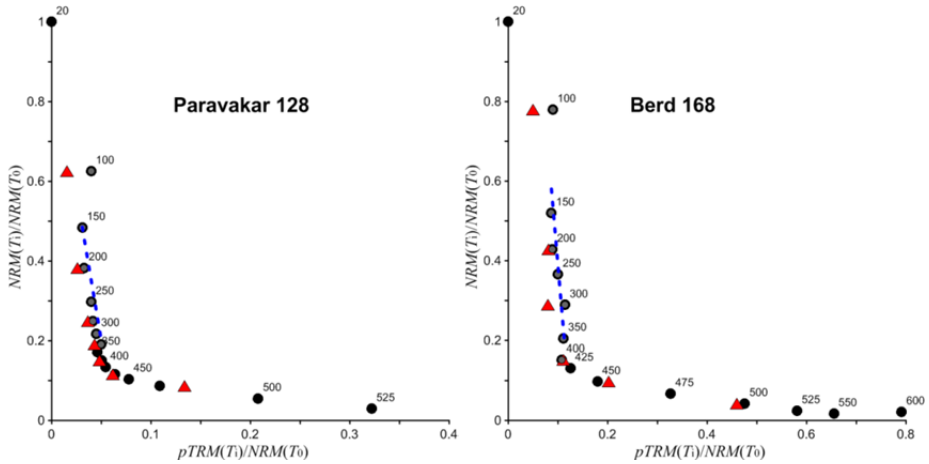


Рис. 1. – Диаграммы Араи-Нагата образцов 128 коллекции Paravakar и 168 коллекции Berd.

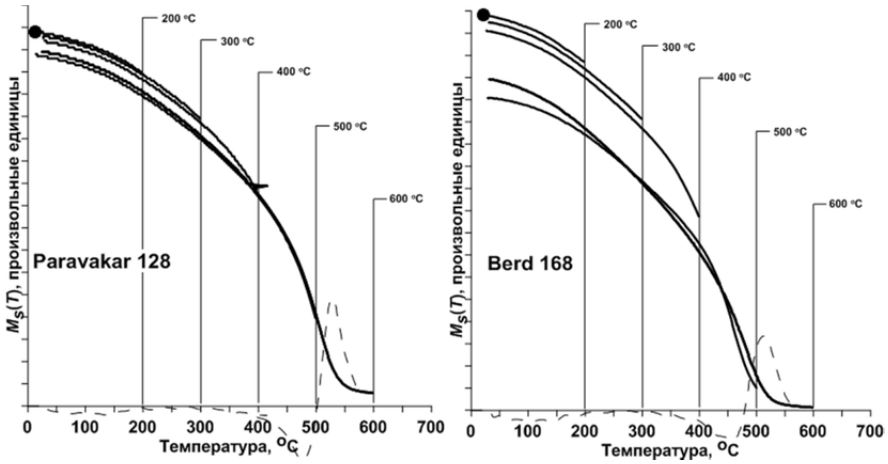


Рис. 2. – Кривые намагниченности насыщения в поле 0.45 Тл в ходе дискретных нагревов, слева – коллекция Paravakar, справа – коллекция Berd.

Микрозондовый анализ подтвердил, что магнитная фракция образцов обеих коллекций состоит из крупных катион-дефицитных ТМ зерен с содержанием Ti равным 0,4 и примесями Mg и Al (в коллекции Paravakar), а также с содержанием Ti равным 0,6 (в коллекции Berd). О высокой степени ОФ окисления говорит наличие многочисленных микротрещин (рис. 4), не привязанных к кристаллографическим плоскостям ТМ и разбивающих крупные зерна на блоки микронных размеров. Полученные же микрофотографии гретых образцов обеих коллекций показывают, что поверхность зерен ТМ испещрена ламелями, что свидетельствует в пользу развития гетерофазного окисления шпинельной фракции.

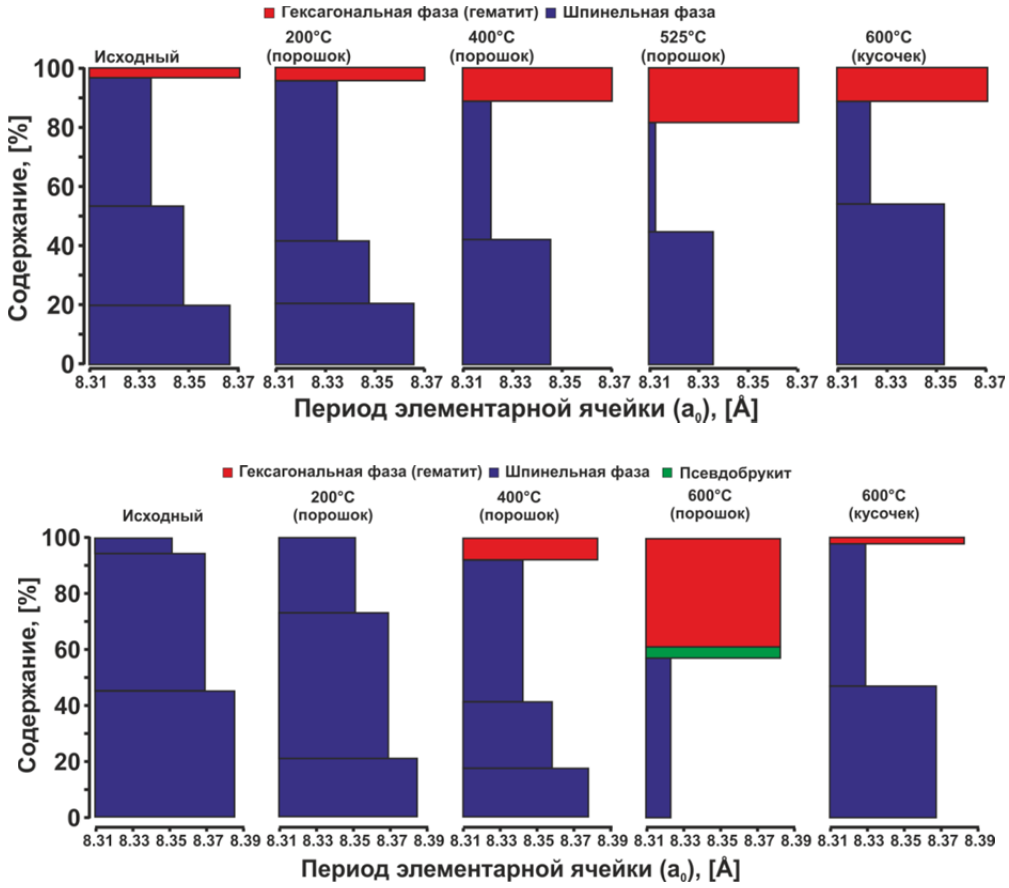


Рис. 3. – Данные рентгенофазового анализа магнитной фракции образца 128 коллекции Paravakar (вверху) и образца 168 коллекции Berd (внизу).

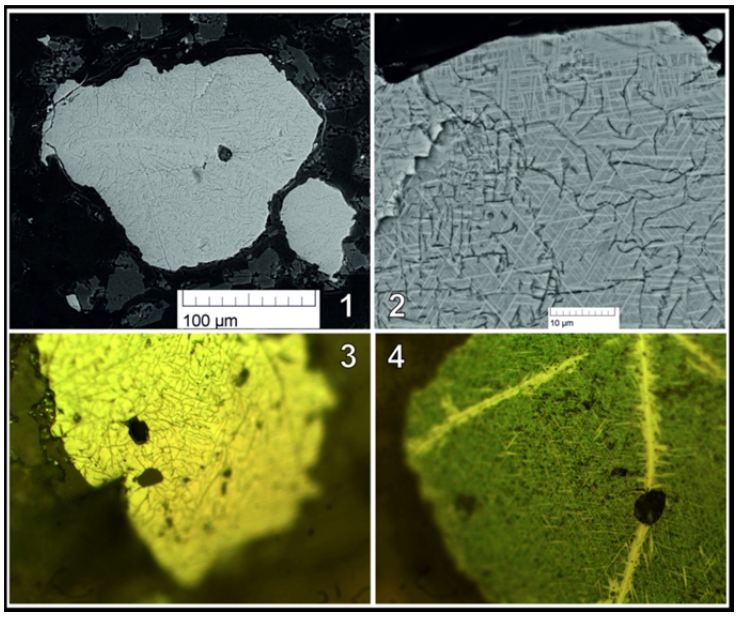


Рис. 4. – Микрофотографии поверхности аншлифов образца 128 коллекции Paravakar: 1 – исходный, 2 – гретый до 600°C; а также образца 168 коллекции Berd: 3 – исходный, 4 – гретый до 600°C.

Переходя к обсуждению механизма резкого спада NRM(T) при нагреве до умеренных температур, напомним, что схожее явление наблюдается и при экспериментах Телье с термостабилизированными многодоменными (МД) или крупными ПОД зёрнами, заведомо не

испытывающими никаких ощутимых минералогических изменений при нагревах, где оно выражается в вогнутости диаграммы Араи-Нагата, обусловленной метастабильностью ДС МД зёрен, сформированной при остывании образцов [2]. При нагревах таких образцов их термоостаточная намагниченность (TRM) частично разрушается благодаря переходу ДС МД частиц в более стабильное состояние. При этом, однако, крутизна спада практически никогда не достигает столь высоких величин, как в наших экспериментах (рис. 1), так и в экспериментах, описанных в работе [1]. Отметим, однако, что, в отличие от образцов из Лесото, диаграммы Араи-Нагата армянских образцов показывают более радикальные отклонения от классической формы. Действительно, если в образцах Лесото начальный крутой наклон диаграмм (NRM, pTRM) сменяется при T ≈ 400 °C пусть и невысоким, но всё же достаточно ощутимым наклоном, то в наших экспериментах диаграммы (NRM, pTRM) испытывают резкий излом при T ≈ 400 °C, так что при T > 400 °C наблюдается уже почти горизонтальная последовательность точек на этой диаграмме.

В этой связи для детализации процессов, происходящих в образцах при нагревах, нами были сняты термокривые $M_{rs}(T)$ (рис .5), которые показали в целом такой же резкий спад при нагреве, как и кривые NRM(T). Обращает на себя внимание то, что, в отличии от зависимостей $M_{si}(T)$, кривые $M_{rs}(T)$ упали почти до нуля уже при 500 °C, то есть задолго до достижения температуры Кюри. Такое поведение этих кривых в определённой мере сходно с поведением кривых NRM(T) и обусловлено, по всей вероятности, тем, что разрушение $M_{rs}(T)$ и NRM(T) при нагреве до 400 °C вызвано одними и теми же причинами.

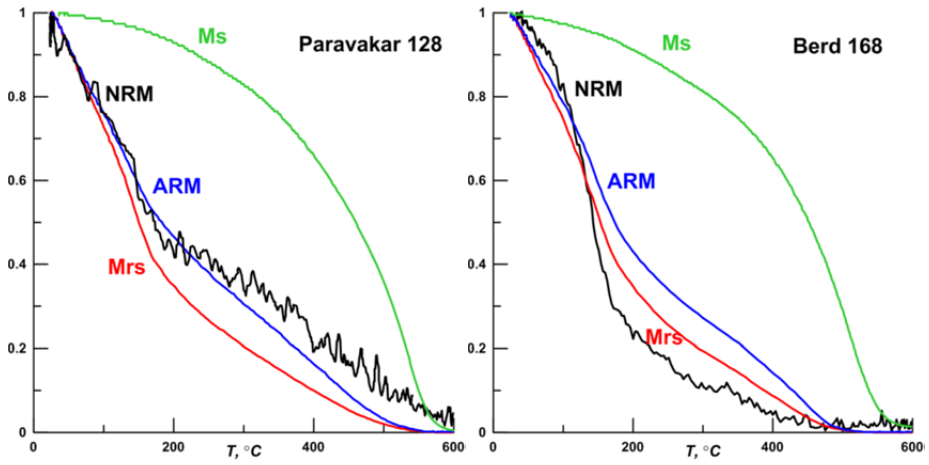


Рис. 5. – Температурные зависимости разных видов намагниченности образца 128 коллекции Paravakar (слева) и 168 коллекции Berd (справа).

Как хорошо видно из рис. 5, характерной чертой термокривых $M_{rs}(T)$ является ускорение их спада при T ≈ 150 °C. Этот же эффект наблюдался и в работе [1]. Согласно [3], это явление связывается с началом перераспределения катионных вакансий в катиондефицитных ТМ, коэффициент диффузии которых резко растёт при достижении этой температуры [4], в результате чего происходит выравнивание их концентрации по объёму зерна и, соответственно, релаксация остаточных напряжений в поверхностном окисленном слое. Если это так, то при нагреве образцов до

T ≈ 150 °C должно происходить уменьшение значений гистерезисных параметров B_c и M_{rs}. Именно такую картину мы и видим на рис. 6: нагрев образцов до T = 150 и 250 °C приводит к падению этих величин.

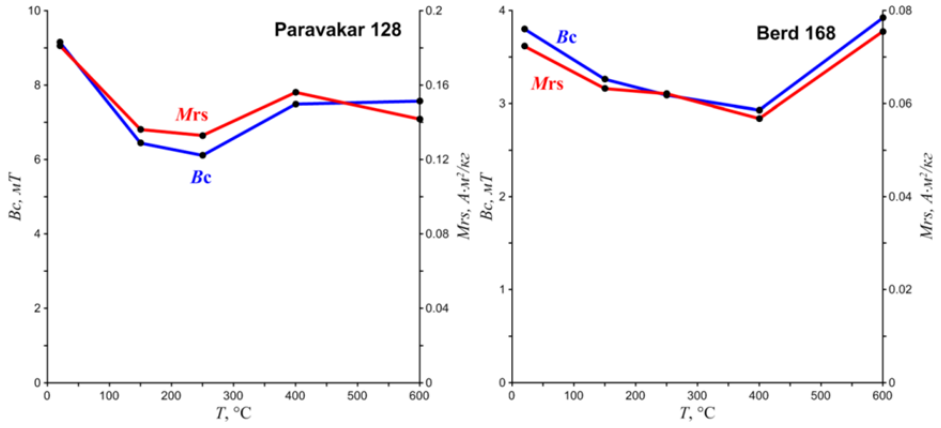


Рис. 6. – График зависимости коэрцитивной силы B_c и остаточной намагниченности насыщения M_{rs} от температуры. Все гистерезисные параметры измерены при 20 °C. Слева – образец 128 коллекции Paravakar, справа – образец 168 коллекции Berd.

Выводы

Выявленная картина поведения M_{rs}(T) и NRM(T), а также изменения с температурой магнитных параметров B_c и M_{rs} согласуется с гипотезой [1] о том, что резкий спад M_{rs}(T) и NRM(T) обусловлен переходами ДС из метастабильной конфигурации в более стабильную, происходящими при нагреве образцов до умеренных температур. Но в добавление к этому, наши эксперименты говорят о том, что механизм таких переходов связан не просто с ростом температуры, но инициирован процессами однофазного окисления первичных низкотитанистых магнетитов.

Этот процесс сопровождается образованием значительного количества гематита (при полном отсутствии ильменита), что однозначно говорит о превращении магнетита в гематит в ходе нагрева (а не о распаде ТМ на структуру магнетит-ильменит).

Рост интенсивности pTRM при остановившемся спаде NRM обусловлен либо возникновением новых носителей NRM в процессе минералогических трансформаций минералов в ходе нагревов, либо резким увеличением числа зёрен с высокими блокирующими температурами.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-35-00045.

Список литературы

1. Kosterov, A. A., and M. Prévot (1998), Possible mechanisms causing failure of Thellier palaeointensity experiments in some basalts. *Geophysical Journal International,* 134, 554-572.
2. Shcherbakov, V. P., and V. V. Shcherbakova (2001), On the suitability of the Thellier method of palaeointensity determinations on pseudo-single-domain and multidomain grains. *Geophysical Journal International*, 146, 20-30.

3. Большаков В.А., Гапеев А.К., Ясонов П.Г. Пьезохимическая остаточная намагниченность как результат изменения коэрцитивной силы образцов горных пород зон гипергенеза // *Изв. АН СССР*, *Физика Земли.* – 1987, –№ 9, –С. 55-63.
4. Gillot, B., A. Rousset, and G. Dupre (1978), Influence of crystallite size on the oxidation kinetics of magnetite *Journal of Solid State Chemistry,* 25. 263-271.

Магнитные свойства осадков разреза Норашен (оз. Севан)

А.А. Варданян, Р.Ю. Стаховская

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН («ИФЗ РАН»), 123242, Россия, г.Москва, Б.Грузинская ул., д.10, стр.1; Телефон: 74992549291, e-mail: asmikvar@yandex.ru; ritta-st@yandex.ru

Аннотация.

Разрез Норашен сложен молодыми озерными осадками оз. Севан. Разрез представлен коллекцией в 130 образцов, отобранных из 40 горизонтальных слоев сплошным отбором за исключением слоев, богатых керамикой или ракушками, где отбор был практически невозможен. В породах разреза Норашен присутствует титаномагнетит с Tc~350° и магнетит. Зерна мелкие с многодоменной структурой. Стабильная намагниченность имеет ориентационную природу. Археологические и радиоуглеродные данные дают возможность точно определить возраст Норашенского разреза, что дает право считать его вполне благоприятным для изучения палеовековых вариаций на голоценовых осадках.

Ключевые слова: Разрез Норашен, озеро Севан, трансгрессия, ракушка, радиоуглеродный, голоцен

Комплексные магнитостратиграфические и магнитохронологические исследования голоценовых отложений Севанской котловины были проведены в устье р. Аргичи близ юго-западного берега оз. Севан. Наибольший интерес представляет разрез, расположенный в 3.5 км от с. Лчашен (у с. Норашен) в выемке автомобильного шоссе, при изучении которого было обнаружено захороненное под озерными осадками древнее Норашенское поселение (рис. 1).

Озерные осадки здесь прислонены под пологом к молодым андезито-базальтам [1]. Видимая мощность – 4.5 м, а строение слоев (сверху вниз) следующее:

	Глубина (м)
1. Осыпь делювиальная с большим количеством остроугольных обломков и глыб лав	0.00-0.50
2. Песчанистый ракушечный слой, разделенный 5-7 см болотной почвы. Содержит массовое скопление целых и раздробленных раковин. Песок мелко и среднезернистый.	0.50-1.35
3. Почва болотная, черного цвета, комковатой структуры, с остатками растений, керамики и костей животных	1.35-1.50
4. Культурный горизонт древнего Норашенского поселения, состоящий из нескольких слоев и прослоев. Содержит большое количество керамики, каменных орудий и остатков костей животных	1.50- 2.95
5. Песчанистый ракушечный слой. В верхней части содержит массовые скопления целых и раздробленных раковин. Песок среднезернистый.	2.95-3.60
6. Почва болотистая, черного цвета с остатками растений.	3.60-3.70
7. Глина неслоистая, серого цвета	3.70-4.50

Строение этих отложений свидетельствует о двукратном подъеме уровня озера Севан. Первая, наиболее древняя, трансгрессия зафиксирована в отложениях интервала 4.50-3.0 м. Она была разделена очень кратковременной регрессией или временным отступлением вод озера, выраженная болотной почвой интервала 3.60-3.70 м. Время завершения этой трансгрессии было определено по раковинам моллюсков с глубины 3 м: Limnaeastagnalis (L), L. (Radix) ovata (Drap.), planorbis (L.), Gyrauluslaevis (Alder), pisidiumcasertanum (Poli), Succineaobionga (Drap) радиоуглеродным методом, который показал цифру 6270±110 (МГУ-215), на глубине 3 метра. По этим данным рассчитана средняя скорость осадконакопления в исследуемом регионе – 0.34 мм/год [2].

Вторая трансгрессия отражена в осадках интервала 0.50-1.50. Раковины моллюсков с глубины ~ 1 м: Limnaeastagnalis (L.), L. (Radixsuricularia (L), ValvataPiscinalisMull) Planorbis, planorbis (L) Pisidiumcasertanum (Poli), succineaputris (L) имеют по 14C возраст 2090±70 (МГУ-244), на глубине ~1 метра.

Таким образом, на протяжении свыше 4000 лет между этими двумя трансгрессиями воды озера Севан стояли на более низком уровне. Культурный горизонт интервала 1.50-2.95 м показывает, что за это время на данном участке побережья дважды поселялся человек – в III тысячелетии и середине II тысячелетия. Перерыв в заселении продолжался не менее 500 лет.

Имеющиеся данные позволяют считать, что за последние пять тысяч лет на побережье озера Севан постоянно жили люди.

Ранняя бронза, т.е. культура III тысячелетия до н.э., в Норашенском разрезе выражена тремя строительными слоями, мощность которых около 1.45 м. Нижний строительный слой имеет темно-серую окраску, местами черную. Содержит прослои золы. В верхней части озерных осадков на глубине 2.95 м смонтирован пол из галечников вулканического происхождения, который сверху обмазан глиной. В слое обнаружено большое количество костей мелкого и крупного рогатого скота, кости собаки и лошади, рептилий, амфибий, рыб, кости птиц, обычные каменные и костяные орудия труда, игральные круги и большое количество чернолощеной керамики. Встречаются раковины пресноводных и наземных моллюсков. Над нижним слоем расположен средний слой коричневого цвета мощностью 25-30 см, пол также смонтирован мелкими галечниками и сверху обмазан глиной, богат керамикой и костями животных.

Пол верхнего слоя – глинобитный, мощностью 10-15 см.

Верхний слой состоит из двух прослоев: нижний имеет темную окраску оливкового зеленоватого оттенка, а верхний – светлую. В слое обнаружены черепки черномощенной керамики и кости животных. Обнаружены также следы пожаров. Мощность слоя 30 см.

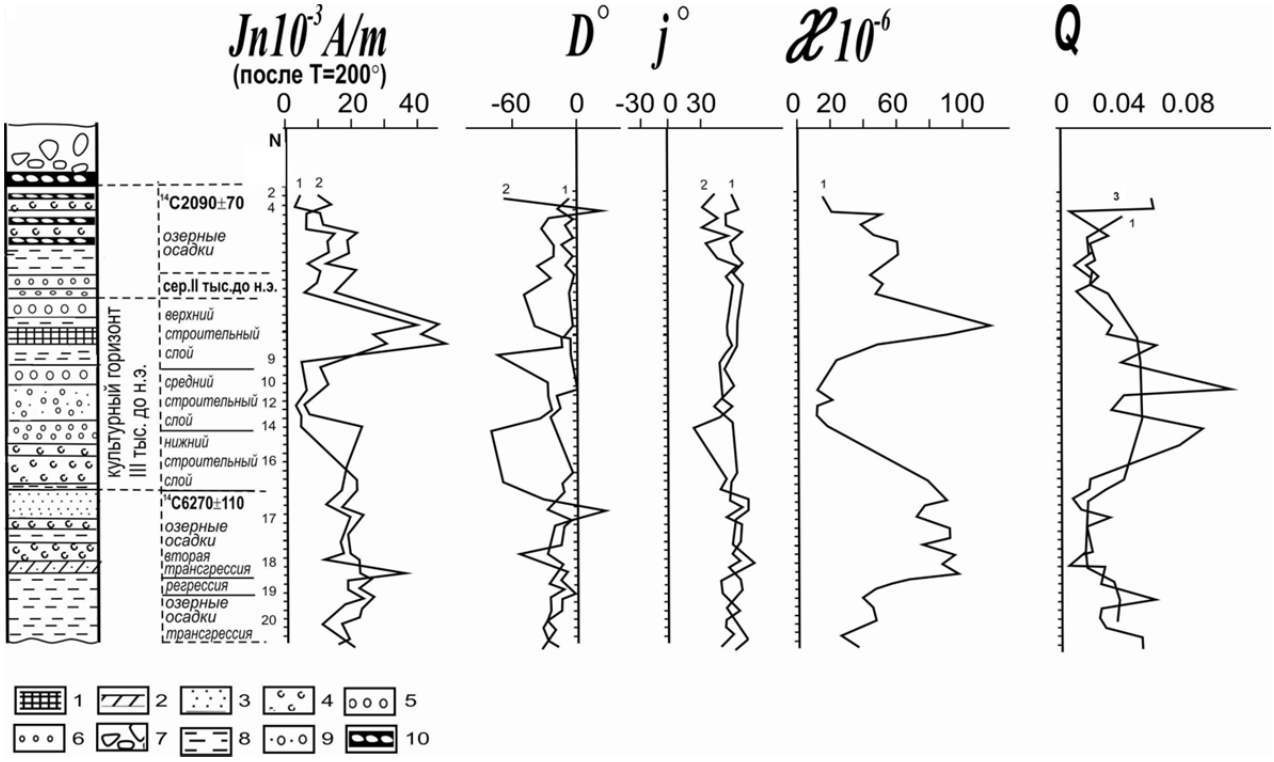


Рис. 1.- Литологическая колонка и палеомагнитные параметры разреза Норашен. Описание кривых: 1 – до чистки, 2 – после чистки (T=200°C), 3 – усредненная кривая. Строение литологических слоев: 1-песчанистый ракушечный слой; 2 – почва черного цвета с остатками растений; 3 – песок; 4 – песок среднезернистый серого цвета; 5 – ракушечный слой; 6 – глина с ракушками; 7 – обломки и глыбы лавы; 8 – глина; 9 – глина песчанистая, галька и глыбы; 10 – ракушки с галькой.

Эпоха поздней бронзы характеризуется здесь слоем светло-коричневого цвета с сероватым оттенком, мощностью 20-25 см, залегающим над верхним строительным слоем III тысячелетия с перерывом в осадконакоплении около 500 лет (в связи с понижением уровня озера Севан).

Небольшое количество обломков керамики, обнаруженное в слое, дает возможность этот слой предварительно дотировать серединой II тысячелетия.

В разрезе выделены два участка с повышенными значениями In: верхний и нижний. В верхней части разреза изменения In носят циклический характер, со средними значениями 50 и 80×10-3 A/m. В нижней части разреза In находится в пределах от 15 до 55×10-3 A/m. Величина Q колеблется от 0.02 до 0.05. Минералогический и термомагнитный анализ показал, что основным носителями намагниченности пород этого разреза являются ферромагнетики магнетитового ряда, содержащиеся главным образом в обломочных частицах вулканогенных пород, из которых и образовались осадки. Это дает основание считать, что изменения направления намагниченности осадков разреза Норашен отражают изменения направления геомагнитного поля в период образования этих осадков.

Дифференциальный термомагнитный анализ (ДТМА), приведенный для выборки в 15 образцов, позволил выделить три основных типа кривых (ДТМА) (рис.2), первый из которых

характерен для осадков из верхней части разреза (рис. 2а), второй – для средней (рис. 2б) и третий – для нижней (рис.2в). Анализ кривых ДТМА [3] позволяет заключить, что изначально в породах всего разреза присутствовали два ферромагнетика: с Тс ~ 300-400°и магнетит, но в разных отношениях; при этом более низкотемпературный ферромагнетик имеет разную устойчивость к нагреву. Таким образом, основными ферромагнетиками в исследованных породах являются, вероятно, магнетит и титаномагнетит, которые чаще всего в осадках первичные. Поведение In в переменном поле оказалось типичным для довольно мягкого ферромагнетика с единственной компонентой намагниченности, направленным во время размагничивания. После магнитных чисток температурой 100-200°С и переменным полем 100-300 Э образцы пригодны для выделения палеовековых вариаций геомагнитного поля. Таким образом, можно заключить, что археологические и радиоуглеродные данные предоставляют возможность точно определить возраст Норашенского разреза, что дает право считать его вполне благоприятным для изучения палеовековых вариаций на голоценовых осадках.

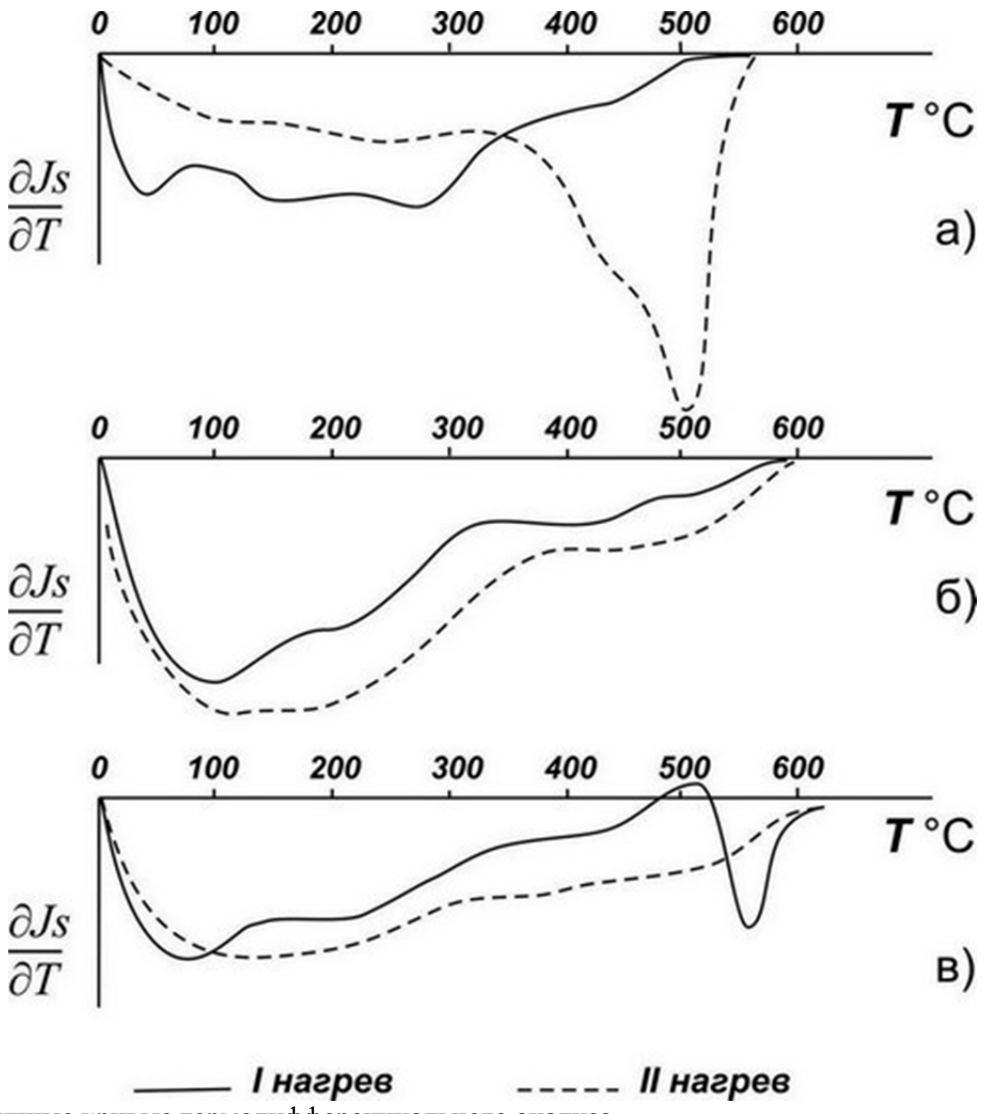


Рис. 2. -Типичные кривые термодифференциального анализа.

Список литературы

1. Саядян Ю.В., Алешинская З.В. Первая радиоуглеродная датировка и условия захоронения лчашенских археологических памятников //*ДАН Арм. ССР*. – 1972.-Т.4, -№ 1. -С.43-50.
2. Варданян А.А., Корженков А.М., Сорокин А.А., Стаховская Р.Ю. Палеографические условия и возраст сильного землетрясения по данным изучения голоценовых отложений оз. Севан, Армения. // *Геофизические процессы и биосфера*. – 2018.- Т. 17, - № 1. – С. 125-136.
3. Храмов А.Н., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А. и др. // В книге: Палеомагниталогия. Ленинград. Недра. 1982. 312 с.

Датирование термоостаточной намагниченности гранитных батолитов (на примере гранитов кодарского комплекса Забайкалья)

В.Ю. Водовозов[(1,2)], В.С. Захаров[(1)], А.Р. Зверев[(1,2)], А.В. Травин[(3)]

[(1)] – Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова («МГУ»), 119234, Россия, г. Москва, Ленинские Горы, д.1. Телефон: +74959392551, e-mail: vodo7474@yandex.ru, vszakharov@yandex.ru, zverevit@yandex.ru.
[(2)] – Геологический институт РАН («ГИН РАН»), 119017, Россия, г. Москва, Пыжевский пер., д.1. Телефон: +74959530768, e-mail: vodo7474@yandex.ru, zverevit@yandex.ru.
[(3)] – Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН («ИГМ СО РАН»), 630090, Россия, г. Новосибирск, пр-т Академика Коптюга, д.3. Телефон: +73833307839, e-mail: travin@igm.nsc.ru

Аннотация.
Точность датирования компонент намагниченности определяет достоверность палеотектонических реконструкций на основе палеомагнитных данных. Разрыв между временем образования породы и формированием термоостаточной намагниченности (TRM) в крупных интрузивах может достигать значительной величины. Здесь нельзя применить традиционные способы относительного датирования – тесты складки, контакта или конгломератов. Датирование с помощью изотопных данных по различным минералам (метод термохронологии), вероятно, единственный способ прямого определения возраста TRM. Математическое моделирование скорости остывания позволяет, в свою очередь, существенно удешевить и убыстрить исследования, распространив верифицированную с помощью изотопных данных математическую модель на такие же по генезису интрузивы. Подобный подход использовался нами при изучении раннепротерозойских гранитов кодарского комплекса юга Сибирского кратона.

Ключевые слова: Ранний протерозой, Сибирский кратон, палеомагнетизм, петромагнетизм, термохронология, математическое моделирование геологических процессов.

Актуальность проводимых исследований связана с дефицитом надежных палеомагнитных раннедокембрийских данных. Заполнить лакуну могли бы определения, сделанные по крупным интрузивным массивам, которые обычно имеют надежно установленную геодинамическую позицию и современные датировки изотопного возраста. Но в подобных геологических телах нет возможности определения относительного возраста термоостаточной намагниченности, который может сильно отличаться от возраста кристаллизации. Разрабатываемый термохронологический подход (определение скорости остывания массива по изотопным данным в сочетании с математическим моделированием) позволит, как мы надеемся, ввести в палеомагнитную практику достаточно многочисленные докембрийские крупные интрузивные образования, обеспечив надежность получаемых палеомагнитных результатов. Геологические объекты, подобные батолитам гранитов кодарского комплекса – посткинематические, с надежно определенным изотопным возрастом – очень перспективны с точки зрения палеомагнетизма, что и показывает наш опыт.

Гранитные массивы кодарского комплекса выходят на поверхность в Олёкминском блоке Алданского щита и являются самым восточным проявлением Южно-Сибирского постколлизионного пояса [1]. Массивы, многие из которых обладают значительными размерами (площадь Кодарского – 2400 км^2, Кеменского – 860 км^2) имеют обычно двухфазное строение: первая фаза представлена крупнокристаллическими, зачастую порфировидными, биотитовыми и биотит-амфиболовыми гранитами, изредка с овоидной структурой, вторая фаза – мелко- и среднезернистыми биотитовыми и

двуслюдяными гранитами. По породам первой фазы Ат-Бастахского и Кеменского батолитов были получены изотопные датировки U/Pb методом по цирконам: 1873+/-3 млн. лет и 1877+/-4 млн. лет соответственно [2]. Нами были изучены 769 образцов из 5 массивов – Ат-Бастахского, Ханинского, Кеменского, Икабийского и Кодарского, во всех батолитах нашлись породы, пригодные для получения палеомагнитного определения. Качество палеомагнитного сигнала при этом различается: хуже всего обстоит дело в самом большой Кодарском массиве, лучше всего (зачастую имеются практически идеальные диаграммы Зийдервельда) в Ат-Бастахском и Кеменском. Во всех интрузивах наблюдается биполярная намагниченность, тесты обращения положительные. Последнее обстоятельство и сходство направлений в удаленных массивах позволяют говорить о первичности выделенных высокотемпературных компонент естественной остаточной намагниченности. Палеомагнитный полюс получен путем осреднения полюсов всех 5 массивов и составляет: Plat=-21.9° Plong=101.8° A95=8.2°. Полярность была выбрана согласно представлениям о совмещении в раннем протерозое северной части Лаврентии и южной окраины Сибири. Полученный полюс ожидаемо ложится в начало раннепротерозойской траектории кажущейся миграции палеомагнитного полюса Сибирского кратона [3] (рис. 1).

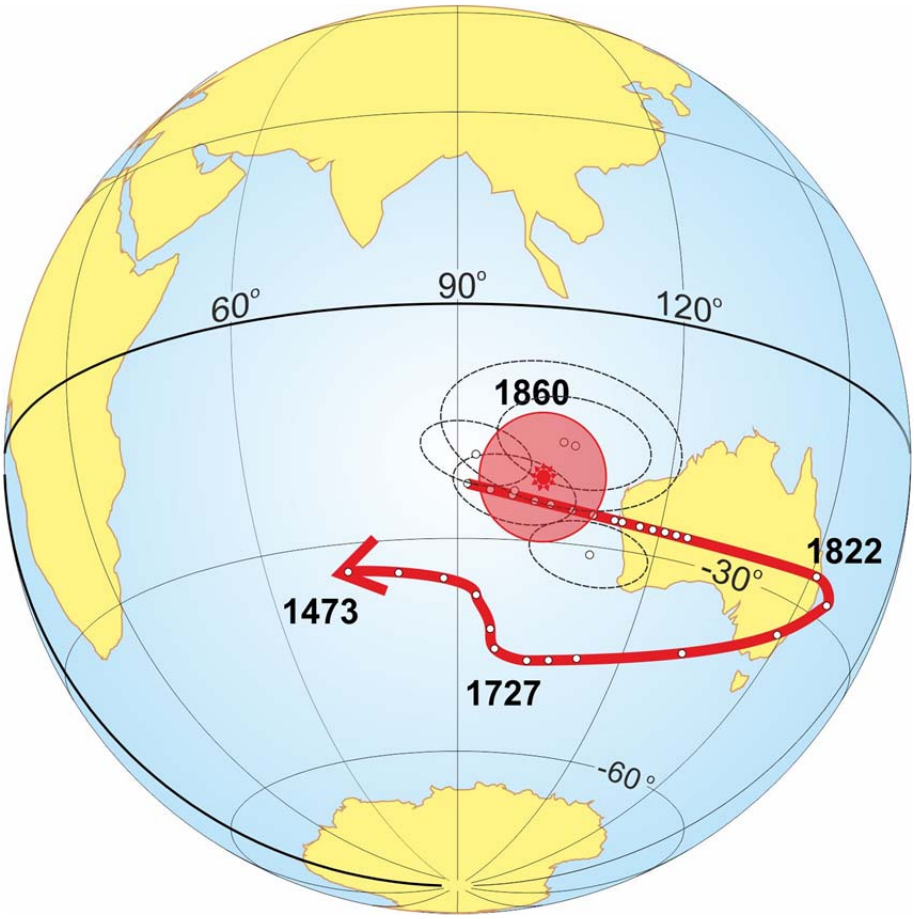


Рис. 1. – Сравнение палеомагнитных полюсов гранитов кодарского комплекса (отдельные массивы – пунктир, средний полюс – красный цвет) с раннепротерозойской ТКМП Сибири [3].

Из гранитов Ат-Бастаха были выделены биотит и полевой шпат для 40Ar/39Ar изотопно-геохронологических исследований. Всего получено 12 спектров: кажущиеся Ar/Ar возрасты по

биотиту укладываются в относительно узкий временной интервал – 1837-1859 млн. лет (рис. 2), возрасты по полевым шпатам оказались сильно омоложенными. Учитывая U/Pb возраст по цирконам 1873+/-3 млн. лет [2], мы получили вполне ожидаемый, из опыта изучения подобных гранитов [4], интервал примерно в 20 млн. лет между кристаллизацией породы и остыванием до 300 градусов. Подобную растяжку сложно получить с помощью численного моделирования. Вероятно, некоторое омоложение связано с потерями аргона в результате тектоно-термальных событий, которыми так богата история этого региона. Термальные импульсы были не настолько сильны, чтобы вызвать метаморфизм, но сказались на изотопных систематиках Sr и Pb гранитов кодарского комплекса согласно новым данным А.М. Ларина (л/с). На это же указывают сильно омоложенные результаты, полученные нами по полевым шпатам. Изотопные данные еще требуют своего осмысления, но наличие согласующихся спектров по биотиту нам кажется неслучайным.

Для оценки термической истории Ат-Бастахского массива была построена предварительная численная модель кристаллизации и последующего остывания. Моделирование проводилось с применением специализированного авторского программного кода на персональных компьютерах, применялись также модернизированные для целей проекта коды для согласованного термомеханического и петрологического геодинамического моделирования, разработанные Т.В. Герей с коллегами [5], при этом использовано оборудование Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [6]. Наибольшие трудности возникли с подбором параметров интрузива, здесь приходилось ориентироваться на литературу и аналогичные магматические образования [7-9 и др.]. Гранитный интрузив во вмещающих гнейсах аппроксимирован круговым цилиндром радиусом 10 км, мощностью 5 км, расположенным на глубине 3 км от поверхности. Рассматривалась ситуация с повышенным геотермическим градиентом 40-70 К/км [10], что соответствует геотермальному градиенту в зоне коллизии (например, современной коллизии Индостан–Евразия). Для прослеживания тепловой истории были взяты 2 точки, расположенные на глубине 1 км ниже кровли интрузива на расстоянии 8 и 5 км от зоны контакта. Предварительное моделирование показало, что в случае, если принимается «мгновенное» внедрение гранитного расплава, промежуток времени, разделяющий прохождение породами температур закрытия изотопных систем циркона и биотита не превышает 1 млн. лет (рис. 3а). Такие промежутки времени существенно не согласуются с диапазонами, полученными по изотопным данным. В качестве возможного объяснения расхождения можно предположить: существенное омоложение кажущихся Ar/Ar возрастов, гораздо больший первоначальный объем интрузива (примерно в 3 раза), растянутое во времени внедрение расплава, более высокий тепловой поток, несоответствующие теплофизические параметры. Наиболее вероятным объяснением нам кажется растянутое во времени внедрение расплавов, тем более, что все массивы гранитов кодарского комплекса обладают двух- или даже трехфазным (Кодарский плутон) [5] строением. Нами было проведено математическое моделирование двухактного внедрения гранитной магмы, фазы внедрения при этом разделены промежутком 10 млн. лет (рис. 3б). При таком

внедрении породы в краевых частях массива остывают до 300 градусов за 20 млн. лет, а в центральных частях массива породы могут «поддерживать» достаточно высокую температуру, соответствующую блокирующей температуре TRM, в течение всего этого интервала.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-05-01132).

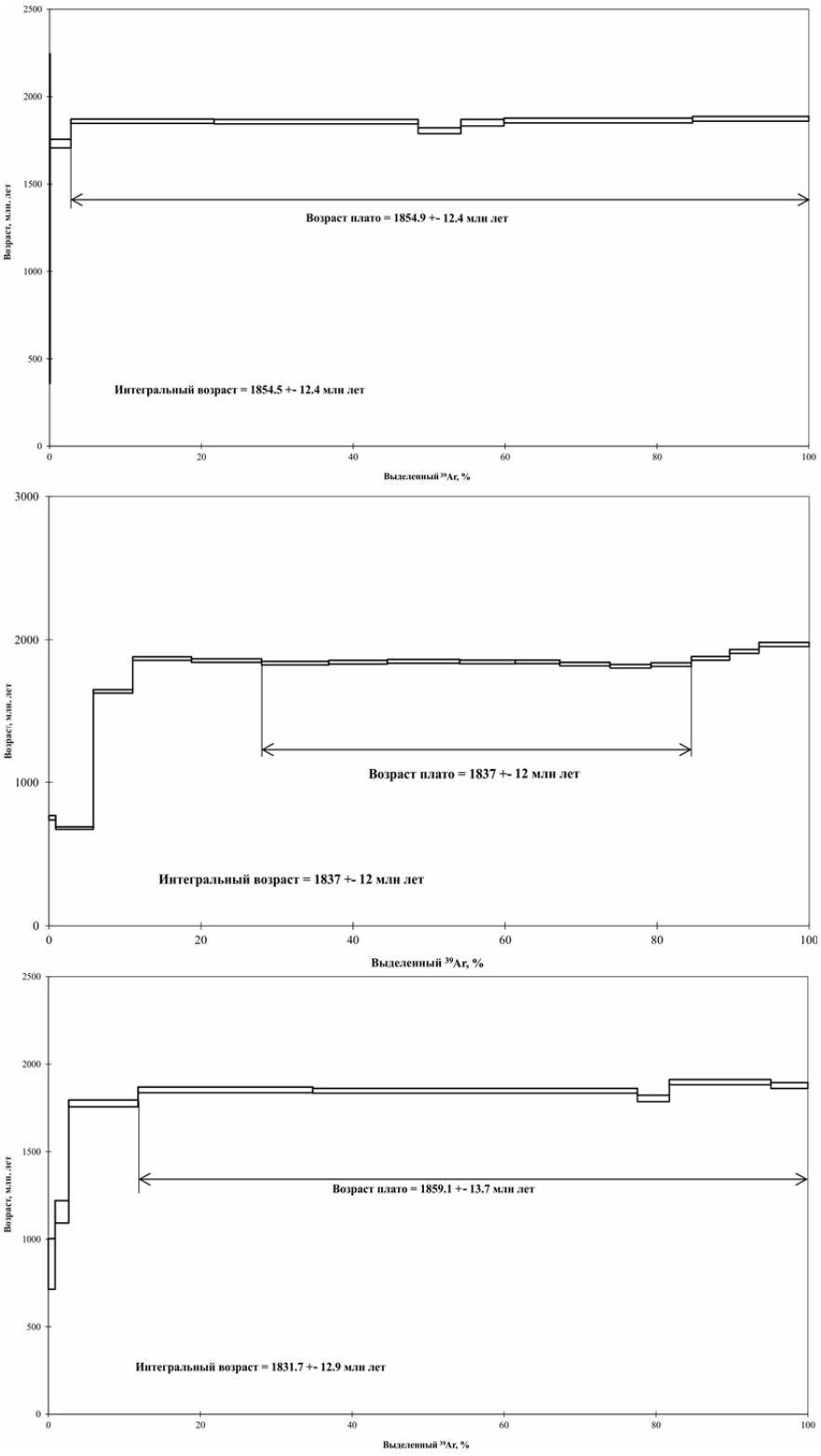


Рис. 2. – Спектры выделения аргона из биотитов проб 12-19, 12-22 и 12-28.

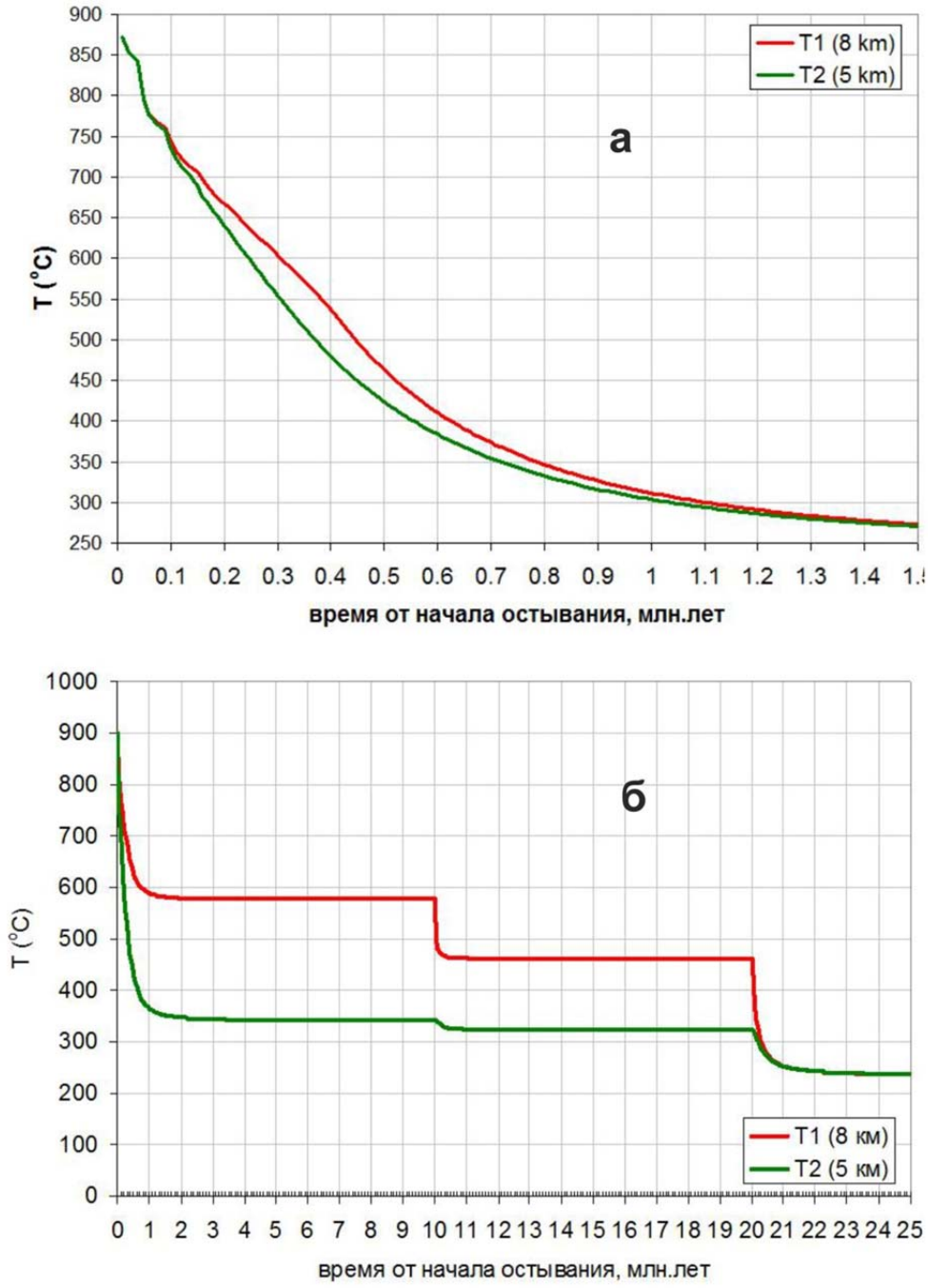


Рис. 3. – Кривые остывания массива в случае одноактного (а) и двухактного внедрения.

Список литературы

1. Эволюция южной части Сибирского кратона в докембрии. Научн. ред. Е.В. Скляров. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2006. 367 с.

2. Ларин А.М., Котов А.Б., Сальникова Е.Б. и др. Новые данные о возрасте гранитов кодарского и тукурингрского комплексов, Восточная Сибирь: геодинамические следствия // Петрология. 2000. Т. 8. № 3. С. 267-279.

3. Didenko, A.N., Vodovozov, V.Yu., Peskov, A.Yu. et al. Paleomagnetism of the Ulkan massif (SE Siberian platform) and the apparent polar wander path for Siberia in late Paleoproterozoic–early Mesoproterozoic times // Precambrian Research. 2015. V. 259. P.58-77.

4. Диденко А.Н., Водовозов В.Ю., Козаков И.К., Бибикова Е.В. Палеомагнитное и геохронологическое изучение постколлизионных раннепротерозойских гранитоидов юга Сибирской платформы: методические и геодинамические аспекты // Физика Земли. 2005. № 2. С. 66-83.
5. Gerya T.V., Yuen D.A. Characteristics-based marker-in-cell method with conservative finite-differences schemes for modeling geological flows with strongly variable transport properties // Phys. Earth Planet. Inter. 2003. Vol. 140. P. 293-318.
6. Воеводин Вл.В., Жуматий С.А., Соболев С.И. и др. Практика суперкомпьютера «Ломоносов» // Открытые системы. СУБД. 2012. № 7. С. 36–39.
7. Объяснительная записка ГГК-200, лист O-51-XXV. М. 1979.
8. Объяснительная записка ГГК-200, лист O-50-XXVIII. СПб. 2008.
9. Свириденко В.Т. Формация гранитов-рапакиви западной части Алданского щита // Изв. АН СССР. Сер. Геол. 1975. № 9. С. 25-39.
10. Derry L.A., Evans M.J., Darling R., France-Lanord C. Hydrothermal heat flow near the Main Central Thrust, central Nepal Himalaya // Earth and Planetary Science Letters. 2009. Vol. 286. P. 101-109.

Палеомагнитные исследования верхнего мела северо-востока Западной Сибири

З.Н. Гнибиденко[(1)], А.В. Левичева[(1)], В.А. Маринов[(2)], Л.Г. Смолянинова[(3)], Н.Н. Семаков[(1)]

1– Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН (ИНГГ СО РАН), 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Коптюга, 3, Телефон: 39231270358, e-mail: gnibidenkozn@ipgg.sbras.ru, levichevaav@ipgg.sbras.ru, semakovnn@ipgg.sbras.ru,
2 – Тюменский нефтяной научный центр (ТННЦ), Россия, 625002, г. Тюмень, ул. Осипенко, 79/1, Телефон: 89139134960, e-mail: marinovva@mail.ru,
3 – Институт геологии и минералогии СО РАН (ИГМ СО РАН), 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Коптюга, 3, Телефон: 39231270358, e-mail: lsmol@yandex.ru

Аннотация.

В статье представлены результаты магнитостратиграфических исследований верхнего мела левобережья нижнего течения р. Енисей (север Западной Сибири), вскрытых тремя скважинами: Харампурской 106П Западно-Часельской 1П и Ново-Часельской 5П. Территория, на которой расположены изученные скважины, относится к Тагульско-Ванкорско-Сузунской зоне поднятий. Характеристическая (первичная) компонента естественной остаточной намагниченности была выделена путем пошагового терморазмагничивания и размагничивания переменным магнитным полем образцов горных пород. Были получены палеомагнитные характеристики танамской, верхнечасельской, нижнечасельской, кузнецовской и покурской свит, на основе которых были построены магнитостратиграфические разрезы исследуемых скважин. В результате сопоставления и корреляции этих разрезов составлен сводный магнитостратиграфический разрез верхнемеловых отложений левобережья нижнего течения р. Енисей, охватывающий стратиграфический диапазон от сеномана до маастрихта. Магнитостратиграфический разрез состоит из трех магнитозон: одной прямой (NK$_2$t-st$_2$) и двух обратной (RK$_2$m$_1$ и RK$_2$cp$_2$) полярности, сопоставленных с магнитохронологической шкалой Градстейна.

Ключевые слова: палеомагнетизм, магнитостратиграфия, геомагнитная полярность, магнитозона, верхний мел, север Западной Сибири

Введение

Магнитостратиграфические исследования верхнемеловых отложений севера Западной Сибири начаты нами впервые. До сих пор на севере Западной Сибири магнитостратиграфические исследования были выполнены только на нижнемеловых и пограничных мел-палеогеновых отложениях [1–3]. Цель исследований получение палеомагнитной характеристики верхнемеловых отложений левобережья нижнего течения р. Енисей (юго-восточный борт Большехетской синеклизы), вскрытых тремя скважинами: Харампурской 106П, Западно-Часельской 1П, Ново-Часельской 5П, и построение магнитостратиграфического разреза верхнего мела, который будет являться впоследствии одним из фрагментов шкалы геомагнитной полярности мела, а затем и мезозоя в целом, для всей территории Западной Сибири, ее севера и юга. В процессе этих исследований будут получены петромагнитные и палеомагнитные характеристики верхнемеловых отложений, выполнено ступенчатое терморазмагничивание и размагничивание переменными магнитными полями, установление состава и природы естественной остаточной намагниченности, построение сводного

магнитостратиграфического разреза верхнемеловых отложений левобережья нижнего течения р. Енисей. Полученные сейчас данные ориентированы на разработку опорного регионального магнитостратиграфического разреза верхнего мела севера Западной Сибири.

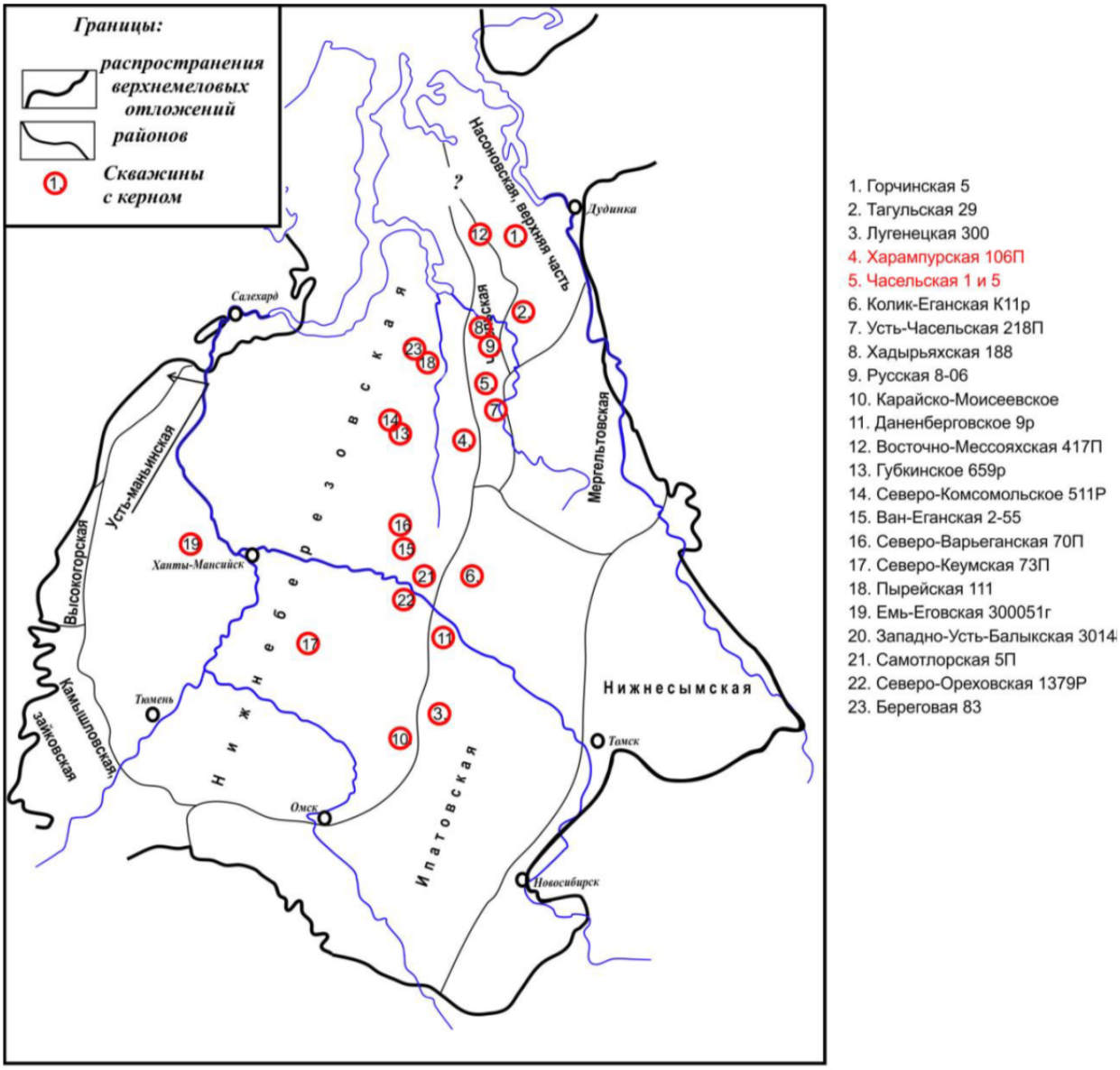


Рис. 1. – Карта-схема местоположения изученных скважин (Харампурская 106П, Западно-Часельская 1П, Новочасельская 5П – номера 4 и 5) в левобережье нижнего течения р. Енисей.

Магнитостратиграфические исследования

Район исследований находится на северо-востоке Западной Сибири на территории Красноярского края. По геолого-тектоническому районированию район попадает на юго-западный край Енисей-Хатангского мегапрогиба, геологическая история которого на протяжении позднего мела характеризовалась разнонаправленными тектоническими движениями значительной амплитуды. Территория, на которой расположены изученные разрезы, относится к Тагульско-Ванкорско-Сузунской зоне поднятий, развитие которых началось в предсеноманское (апт-альбское) время [4]. В конце сеноманского века началось общее погружение Большехетской мегавпадины, которое

продолжалось на протяжении всего позднего мела и привело к формированию мощной толщи морских осадков. В связи с ведущейся разведкой газоконденсатных месторождений Сузунско-Ванкорского района необходимо было уточнить стратиграфическое расчленение и палеонтологическую характеристику верхнемеловых отложений. Именно для этого сейчас здесь поставлены и проводятся палеомагнитные исследования верхнемеловых отложений. Это первые палеомагнитные исследования этих отложений на северо-востоке Западной Сибири на территории Красноярского края.

Меловая часть разреза мезозоя на северо-востоке Западной Сибири представляет собой мощную толщу, развитую более широко, чем триасовые и юрские отложения. В районе исследуемых скважин верхнемеловые отложения представлены покурской (алевриты, алевролиты глинистые, песчаники м/з), кузнецовской (глины, глины алевритистые, алевриты, алевролиты глинистые), нижнечасельской (глины алевритистые, алевриты, алевролиты глинистые), верхнечасельской (глины алевритистые, алевриты, алевролиты глинистые) и танамской (алевриты, алевролиты) свитами. Возраст свит определен В.А. Мариновым по фораминиферам: кузнецовской как верхний мел – турон–нижний коньяк, нижнечасельской – коньяк–сантон, верхнечасельской – кампан, танамской – маастрихт.

Для палеомагнитного изучения из 3-х исследуемых скважин отобрано 230 штуфов (стратиграфических уровней), из которых изготовлено 670 образцов-кубиков с размером грани 20 мм. Плотность отбора кернов составляла в среднем 1 м. Измерения величины магнитной восприимчивости велись на каппаметре MFK1-FA мостового типа (производство AGICO – Чехия), величины и направления ЕОН — на спиннер–магнитометрах JR4 и JR6A. Пошаговая чистка температурой и переменным магнитным полем проводилась с помощью прибора TD48 и размагничивающего устройства переменного магнитного поля, встроенного в криогенный магнитометр 2G Enterprises.

Исследуемые отложения трех скважин по петромагнитным свойствам весьма неоднородны. Самыми низкими петромагнитными параметрами обладают глины алевритистые, алевролиты и алевриты глинистые нижнечасельской свиты, их магнитная восприимчивость меняется в пределах 1.1-25.2*10^{-5} ед. СИ, а естественная остаточная намагниченность имеет значения от долей единицы до 1.8 мА/м. На фоне всех исследованных свит высокими петромагнитными характеристиками выделяются глины, алевриты и алевролиты глинистые кузнецовской свиты: магнитная восприимчивость варьирует от 9.6 до 171.6*10^{-5} ед. СИ, естественная остаточная намагниченность меняется в пределах доли единицы–53.8 мА/м. Фактор Кенигсбергера у всех исследованных пород меньше единицы, что свидетельствует об ориентационной природе их намагниченности. Таким образом, величины петромагнитных параметров пород вполне значимы и достаточны, для того чтобы использовать их в дальнейших магнитостратиграфических построениях. Для получения магнитополярной характеристики разрезов исследуемых скважин были выполнены эксперименты по размагничиванию переменным магнитным полем и терморазмагничиванию: по одному образцу с

каждого стратиграфического уровня размагничивалось переменным магнитным полем и по одному – температурой. Эксперименты по размагничиванию показали, что для пород покурской, кузнецовской, нижнечасельской, верхнечасельской и танамской свит наиболее эффективным методом чистки является размагничивание переменным магнитным полем. Для исследуемых пород по результатам чистки переменным магнитным полем установлено присутствие двух компонент намагниченности – нестабильной (низкокоэрцитивной) и стабильной (высококоэрцитивной). Первая, как правило, разрушается небольшими переменными магнитными полями в 20–30 mT, вторая – высококоэрцитивная сохраняется до 60–80 mT. Терморазмагничивание удалось выполнить только до температуры 300–350–400°C. После прогрева образцов пород до этих температур наблюдался резкий подъем магнитной восприимчивости и естественной остаточной намагниченности, что свидетельствует о фазовых переходах магнитных минералов в другое магнитное состояние вещества (образование нового ферромагнетика). Отсюда следует вывод, что терморазмагничивание не совсем приемлемо для выделения характеристической компоненты ЕОН.

На основе выделенной в верхнемеловых отложениях трех скважин характеристической компоненты естественной остаточной намагниченности были построены палеомагнитные разрезы, в которых зафиксирована прямая и обратная полярность геомагнитного поля. Покурская, кузнецовская и нижнечасельская (сеноман–турон–коньяк–сантон) свиты характеризуются прямой полярностью, средняя часть верхнечасельской (кампан) и нижняя часть танамской (маастрихт) свит имеют обратную полярность. Путем сопоставления магнитостратиграфических разрезов скважин Харампурская 106П, Ново–Часельская 5П и Западно–Часельская 1П разработан сводный магнитостратиграфический разрез отложений верхнего мела Усть–Енисейского района, охватывающий стратиграфический диапазон от сеномана до маастрихта. Этот разрез состоит из трех магнитозон. С учетом палеомагнитных, палеонтологических и геолого-стратиграфических данных этот разрез верхнемеловых отложений, сопоставлен с мировой магнитохронологической шкалой Ф.М. Градстейна [5]. Обратная полярность верхнечасельской и танамской свит – магнитозоны $R\mathrm{K_2m_1}$ и $R\mathrm{K_2cp_2}$ сопоставлена с хронами C31r и C32n.1r этой шкалы. Нижнечасельская, кузнецовская и покурская свиты, обнаружившие прямую полярность, составляют одну длительную магнитозону прямой полярности $N\mathrm{K_2}$t-st и могут быть сопоставлены с хроном прямой полярности C34 шкалы [5].
Таким образом, в результате проведенных палеомагнитных исследований для разрезов трех скважин – Харампурской 106П, Новочасельской 5П и Западно-Часельской 1П, расположенных на территории Усть-Енисейского района (северо–восток Красноярского края) и вскрывших отложения танамской, верхнечасельской, нижнечасельской, кузнецовской и покурской свит верхнего мела были впервые для севера Западной Сибири построены магнитостратиграфические разрезы скважин и составлен сводный магнитостратиграфический разрез верхнемеловых отложений этого региона.

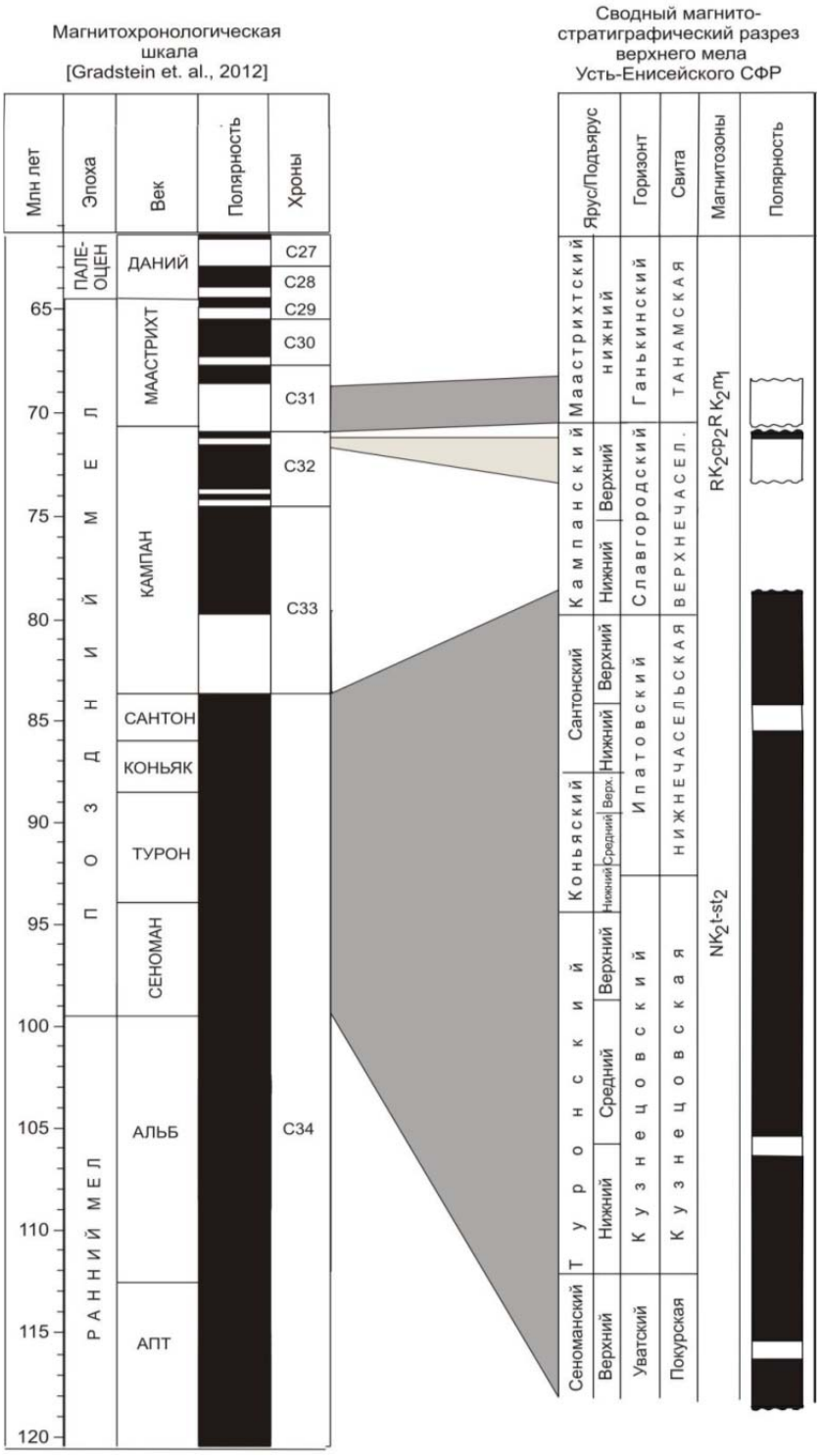


Рис. 2. – Сводный магнитостратиграфический разрез отложений верхнего мела, составленный по разрезам скважин Харампурская 106П, Ново–Часельская 5П и Западно–Часельская 1П и сопоставление с магнитохронологической шкалой Градстейна [5].

Список литературы

1. Поспелова Г.А., Ларионова Г.Я., Анучин А.В. Палеомагнитные исследования юрских и нижнемеловых пород Сибири // *Геология и геофизика.* – 1967. – 9. –С. 3-15.
2. Хоша В., Прунер П., Захаров В.А., Костак М., Шадима М., Рогов М.А., Шлехта С., Мазух М. Бореально-Тетическая корреляция пограничного юрско-мелового интервала по магнито– и биостратиграфическим данным // *Стратиграфия. Геологическая корреляция.* – 2007. –Т. 15, –№ 3. – С. 63–76.
3. Гужиков А.Ю., Барабошкин Е.Ю. Новые магнитостратиграфические данные по опорному разрезу бореального неокома реки Боярка (Северная Сибирь) // *Меловая система России и ближнего зарубежья: проблемы стратиграфии и палеогеографии.* Материалы Четвертого Всероссийского совещания, г. Новосибирск, 19-23 сентября, 2008 г. / Под ред. О.С. Дзюба, В.А. Захарова, Б.Н. Шурыгина. Новосибирск, Изд-во СО РАН. – 2008. –С. 66–69.
4. Конторович В.А. Тектоника и нефтегазоносность западной части Енисей–Хатангского регионального прогиба // Геология и геофизика. – 2011. –Т. 52, –№ 8. –С. 1027–1050.
5. Gradstein, F.M. On the Geologic Time Scale 2012 / F.M. Gradstein, J. Ogg, M. Kranendonk // *Newsletters on Stratigraphy,* 2012. V. 43, №1, 5-1

Лабораторное моделирование метода определения палеонапряженности по процедуре Телье-Коэ на породах, несущих TCRM

С. К. Грибов, В. П. Щербаков, Н. А. Афиногенова

ГО «Борок» ИФЗ РАН, 152742, Россия, Ярославская обл., Некоузский р-н, пос. Борок, д. 142,
Телефон: 74854724024, e-mail: gribov@borok.yar.ru

Аннотация.

Проведено лабораторное моделирование образования термохимической остаточной намагниченности (TCRM) на базальтах вулканического о-ва Сан-Томе (Гвинейский залив) и рифтовой зоны южной части Красного моря, содержащих зерна гомогенных титаномагнетитов с температурой Кюри около 100 и 200 ^{0}C соответственно. TCRM создавалась в термомагнитометре при выполненных на воздухе непрерывных охлаждениях образцов базальтов со скоростью 1 ^{0}C/час в диапазоне 570…200 ^{0}C в присутствии магнитного поля напряженностью 50 мкТл. Дополнительно проведено детальное изучение минералогических и магнитных характеристик как исходных, так и прогретых образцов-дублей, что позволило закрепление TCRM связать с образованием в ходе охлаждения образцов сильно окисленных титаномаггемитов и возникающего за счет их распада магнетита. На образцах, несущих TCRM, выполнены эксперименты по моделированию методики Телье-Коэ определения палеонапряженности геомагнитного поля. Показано, что применение данной методики дает заниженную до ~ 5 % величину магнитного поля относительно истинного, действовавшего при образовании TCRM.

Ключевые слова: титаномагнетиты, окисление, термохимическая остаточная намагниченность, метод Телье, палеонапряженность

Введение

Одной из угроз получения неверных данных о палеоинтенсивности (PI) по магматическим горным породам является риск ошибочной идентификации NRM как TRM, в то время как в действительности изученная порода несет CRM или TCRM. Опасность усугубляется невозможностью отличить CRM (TCRM) от TRM любыми известными способами, включая процедуру Телье [1] определения палеонапряженности геомагнитного поля. По имеющимся в литературе экспериментальным данным [2-7], значения PI, полученные методом Телье на титаномагнетитсодержащих базальтовых образцах, несущих лабораторно индуцированную CRM, недооцениваются примерно в 2 раза. Но столь же важный вид остаточной намагниченности, как термохимическая, созданная при окислении титаномагнетитов (TM) в ходе медленного охлаждения вмещающей породы в присутствии постоянного магнитного поля, практически не изучен в палеомагнитном отношении. Результаты именно такого лабораторного эксперимента и представлены в настоящем сообщении.

Объекты и методы исследования

В качестве исходного материала были взяты базальты вулканического о-ва Сан-Томе (São Tomé, Гвинейский залив) (номер штуфа ST-1) и рифтовой зоны южной части Красного моря (штуф П-72/4, драгированный во время 30-го рейса НИС «Академик Курчатов»). Методика исследований заключалась в следующем. Исходный кубический (с размером ребра 1 см) образец нагревался на воздухе в термомагнитометре с постоянной скоростью 1 ^{0}C/сек до 570 ^{0}C в скомпенсированном магнитном поле Земли, при этом снималась кривая терморазмагничивания NRM(T). По достижении 570 ^{0}C включалось постоянное магнитное поле $H = H_{TCRM} = 50$ мкТл, и образец охлаждался со

скоростью 1 ^{0}C/час в диапазоне 570…200 ^{0}C, а от 200 ^{0}C до комнатной температуры ($T = T_0 = 20$ ^{0}C) – при выключенном нагреве. В ходе охлаждения в диапазоне 570…200 ^{0}C через определенные промежутки времени (t) намагничивающее поле сводилось к нулю на 30 секунд и непосредственно при текущей температуре образца определялась величина приобретаемой TCRM. Далее на этом же образце проводился эксперимент по моделированию метода Телье [1] (в модификации Коэ [8]) определения палеонапряженности с выполнением теста «pTRM-check-points» [1, 9]. По результатам измерений строилась диаграмма Араи-Нагата [10] и на ее основе проводилась оценка достоверности определения напряженности поля образования TCRM. Кроме того, на дубле образца с индуцированной TCRM выполнялись нагревы по процедуре Вилсона [11], в ходе которых сравнивались термокривые TCRM(T) и полной TRM(T), снятые при двух последовательных нагревах данного образца до температуры Кюри.

Для идентификации магнитных минералов-носителей искусственно созданной TCRM проводился комплекс исследований, включающий оптическое изучение аншлифов, применение электронно-зондового анализа, порошковой рентгеновской дифрактометрии, определение точек Кюри (T_C) методом термомагнитного анализа (ТМА), а также измерения параметров петель магнитного гистерезиса (намагниченности насыщения (M_s), остаточной намагниченности насыщения (M_{rs}), коэрцитивной силы (H_c), остаточной коэрцитивной силы (H_{cr})) на разных стадиях термообработки свежих образцов-дубликатов в ходе их охлаждения, аналогичного тому, в котором создавалась лабораторная TCRM.

Результаты и их обсуждение

Согласно оптической диагностике, рудная фракция исходных образцов коллекции представлена исключительно зернами гомогенного ТМ различной морфологии: в базальте о-ва Сан-Томе преимущественно неправильной формы размером 20-25 мкм, реже 40-60 мкм в поперечнике, а также более мелких (3-5 мкм) изометричных выделений; в подводном базальте Красного моря в виде скелетных форм роста, верхний предел размеров которых не превышает 4 мкм.

При пересчете данных микрозондового анализа среднее содержание ульвошпинелевой компоненты в составе исходных ТМ составило $x \approx 0.85$ (по образцам базальта ST-1) и $x \approx 0.46$ (по образцам П-72/4), что с учетом изоморфного замещения отвечает расчетной средней точке Кюри (T_{Ccp}) ниже – 25 ^{0}C и ~ 188 ^{0}C соответственно. Расхождение с экспериментально определяемыми по кривым терморазмагничивания $M_s(T)$ значениями T_{Ccp} (~ 100 и 200 ^{0}C соответственно) свидетельствует о затронутости ТМ зерен исследованных базальтов процессом однофазного (ОФ) окисления в природных условиях.

Рентгеновские дифрактограммы проб предварительно отсепарированных магнитных фракций термообработанных на воздухе образцов коллекции указывают на развитие асимметрии «шпинельных» отражений со стороны бóльших углов дифракции, свидетельствующее о появлении в анализируемой фракции составов ТМ с меньшим параметром кристаллической решетки, что в целом является характерным для процесса ОФ окисления (титаномаггемитизации) ТМ, приводящего к

возникновению катион-дефицитных титаномагнетитовых фаз (титаномаггемитов (ТМГ)). Кроме того, рентгеноструктурный анализ (РСА) позволил зафиксировать в образцах появление ильменита (что свидетельствовало о начале оксираспада метастабильных ТМГ) и гематита после соответственно 15-минутного и 1-часового охлаждения, т.е. когда температура на образце изменилась всего лишь от 570 до 569 ^{0}C. Следует также сообщить, что компонентное разложение «шпинелевого» дифракционного профиля образцов коллекции, прошедших полный 370-часовой цикл охлаждения, показало присутствие в них двух фаз с параметрами элементарной ячейки (a_0) 8.348 и 8.389 Å (для базальта ST-1), 8.346 и 8.392 Å (для базальта П-72/4). Заметим, в данной паре значений a_0 первый параметр характерен для титаномаггемитов с высокой степенью ОФ окисления (Z ~ 0.9, согласно данным работы [12]), а второй близок к таковому для стехиометрического магнетита с низким примесным содержанием. Причем, согласно выполненному расчету, доля «магнетитовой» составляющей составила около 66 % (по образцу базальта ST-1) и 77 % (по образцу П-72/4) или же с учетом всех индицированных фаз магнитной фракции ≈ 44 и 65 % соответственно, т.е. эта фаза являлась доминирующей в отсепарированных пробах.

С результатами рентгенодифрактометрического исследования достаточно хорошо согласуются данные термомагнитного (по M_s) анализа, выполненного на кусочках тех же образцов и показывающего по мере их охлаждения последовательный сдвиг точки Кюри основной магнитной фазы в более высокотемпературную область, что, как известно, как раз типично для процесса ОФ окисления титаномагнетита. В результате после 20-часового охлаждения (отвечающего текущей T = 550 ^{0}C) T_C превалирующей в образце магнитной фазы находится на уровне 510–530 ^{0}C, подтверждающим высоко окисленное состояние ТМГ. В случае же охлаждения образца при T ниже 400 ^{0}C кривые терморазмагничивания $M_s(T)$ становятся однофазными с T_C в области 550–557 ^{0}C, также свойственной для слабо изоморфно-замещенного природного магнетита. Важно указать, что появление данной фазы, как результат окислительного распада на воздухе некоторой части зерен маггемитизированных ТМ, термомагнитный анализ фиксирует почти с самого начала процесса охлаждения образца от 570 ^{0}C, судя по наличию «хвоста» на полученных термомагнитных кривых.

Результаты измерения при T_0 параметров петли магнитного гистерезиса образцов коллекции в ходе их лабораторного охлаждения приведены на рис. 1. Относительно наблюдаемых закономерностей временно́го поведения всех этих характеристик с учетом рассмотренных выше особенностей процесса наложенного минералогического преобразования зерен ТМ исходного вещества изученных базальтов можно тезисно заключить следующее.

Значительный первоначальный рост гистерезисных параметров, безусловно, следует увязывать с началом структурных преобразований неустойчивых к температурным воздействиям катион-дефицитных ТМ. При этом наблюдаемое согласованное возрастание M_s и M_{rs} определенно связано с возникновением собственно шпинельной фазы, близкой к магнетиту, и отражает увеличение относительного ее содержания и размерности в пределах однодоменности. Параллельное относительно быстрое возрастания H_c, H_{cr} объясняются малыми размерами новообразующихся

магнетитовой и ильменитовой фаз и высокими напряжениями при их когерентном сопряжении. Падение величин M_s, M_{rs}, H_c, H_{cr} после достижения ими своих максимальных значений, несомненно, отражает как последующее окисление межламельной магнетитовой фазы, так и нарушение (срыв) когерентности. Вновь наблюдаемый рост параметров H_c, H_{cr} при дальнейшем отжиге образца логичнее всего соотнести с вкладом относительно магнитожесткой компоненты, отвечающей гематиту, присутствие которого в образце подтверждают данные РСА. В этой связи совершенно непонятным оказался наблюдаемый на образце П-72/4 (в низкотемпературном диапазоне охлаждения) повторный рост M_s и M_{rs}, природа которого пока неясна.

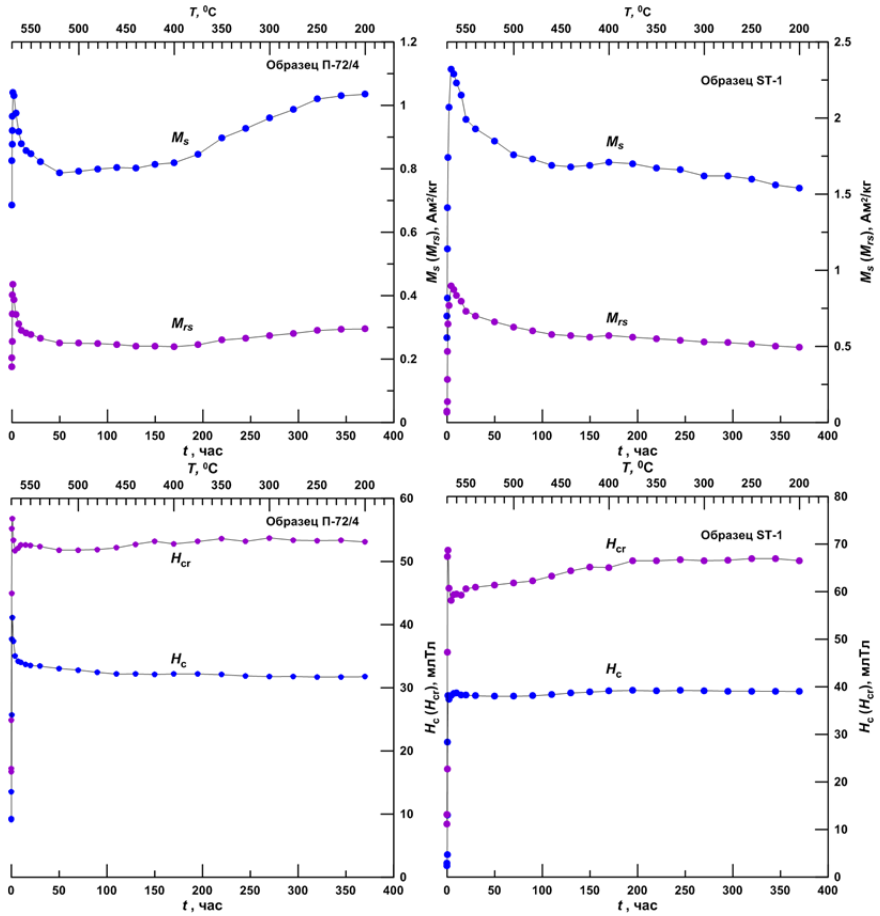
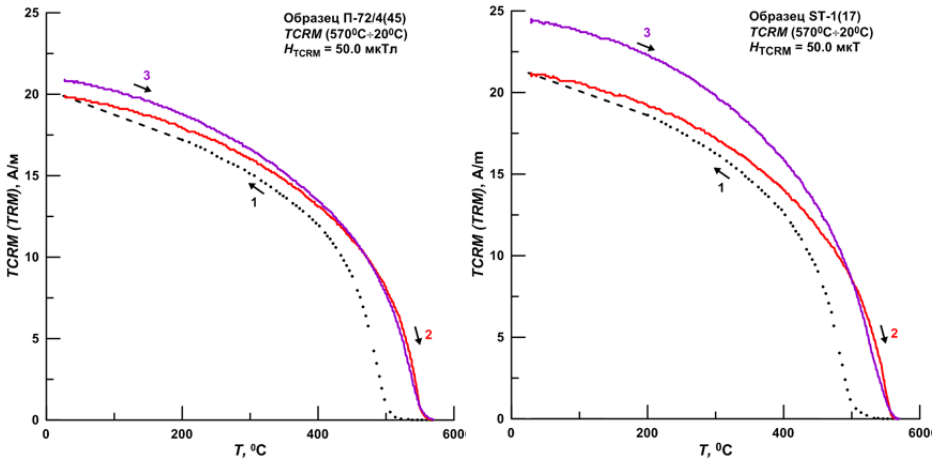


Рис. 1. – Зависимость гистерезисных параметров от продолжительности и текущей температуры охлаждения на воздухе исходных образца П-72/4 базальта Красного моря (слева) и образца ST-1 базальта о-ва Сан-Томе (справа). Все измерения гистерезисных характеристик выполнены при 20 ^{0}C.

Резюмируя вышеизложенное, можно сделать вывод, что основными носителями термохимической остаточной намагниченности при выявленных магнитно-минералогических изменениях исследованных базальтовых образцов в ходе поставленного нами эксперимента могут являться сильно окисленные ТМГ и магнетит как продукт их последующего оксираспада.

Результаты собственно лабораторного моделирования TCRM проиллюстрированы на рис. 2. Здесь 1 – кривая роста TCRM при охлаждении образца в постоянном магнитном поле 50 мкТл в диапазоне 570…200 ^{0}C со скоростью 1 ^{0}C/час (экспериментальные точки), а от 200 до 20 ^{0}C – при выключенном нагреве (пунктирная линия). На этом же рисунке для прямого сравнения приведены

также кривые 2 и 3, характеризующие терморазмагничивание соответственно смоделированной TCRM и TRM в ходе выполнения процедуры Вилсона на этих же образцах (TRM создана после температурного разрушения до 570 ^{0}C TCRM при последующем охлаждении образца до комнатной температуры в поле 50 мкТл).



а б

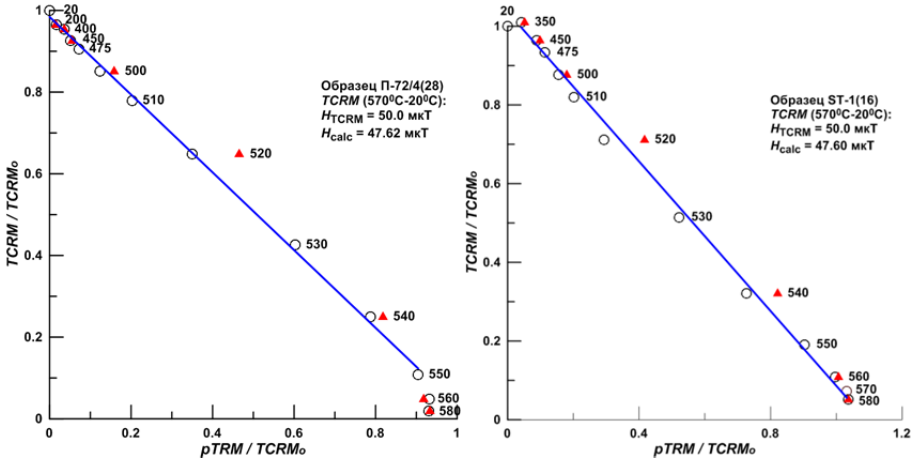
Рис. 2. – Сопоставление термокривых TCRM(T) и TRM(T) для образца П-72/4(45) базальта Красного моря (А) и образца ST-1(17) базальта о-ва Сан-Томе (б). Пояснения в тексте.

Как показал мониторинг TCRM, ее приобретение фиксировалось, начиная с температуры около 540 ^{0}C (т.е. после ~ 30-часового охлаждения от 570 ^{0}C), и 50 % от конечной величины TCRM(T_0) достигалось при ~ 430 ^{0}C. Из рис. 2 также можно видеть существенное качественное совпадение в поведении кривых терморазмагничивания TCRM(T) и TRM(T) при незначительных расхождениях в абсолютных значениях (более выраженных в случае образца ST-1(17) при T < 500 ^{0}C), что свидетельствует о несущественном различии спектра блокирующих температур термохимической и термоостаточной намагниченностей.

Примеры диаграмм Араи-Нагата, построенных по данным процедуры Телье-Коэ на образцах, содержащих искусственно созданную TCRM, даны на рис. 3а и 3б соответственно для образцов базальтов Красного моря и о-ва Сан-Томе. Видно, что репрезентативные точки на всем температурном интервале приобретения остаточной намагниченности достаточно хорошо аппроксимируются прямой, что позволяет выполнить формальную процедуру определения «палеонапряженности» как H_{anc} = |k|·$H_{лаб}$, где k есть тангенс угла наклона линейной аппроксимации данных на диаграмме Араи-Нагата, $H_{лаб}$ – лабораторное поле (в нашем случае 50 мкТл). Отметим также, что на всех диаграммах Араи-Нагата имеется отклонение check-points от точек первичных pTRM, наиболее заметное при T, превышающей 500 ^{0}C, что указывает на дальнейшие минералогические изменения вещества образцов (скорее всего, за счет продолжающегося распада катион-дефицитных ТМ) в ходе нагревательных циклов процедуры Телье-Коэ.

Как следует из рис. 3, отклонения расчетного значения поля от истинного не превысили 4.8 % в сторону его занижения, т.е. не выходят за пределы погрешности метода Телье определения напряженности геомагнитного поля. Этот результат радикально отличается от результатов,

полученных для CRM [2-7], и дает хорошую надежду на то, что вопреки общим опасениям TCRM и TRM могут быть эквивалентными источниками истинной палеомагнитной информации.



а б

Рис. 3. – Примеры диаграмм Араи-Нагата, построенных по результатам применения процедуры Телье-Коэ для образцов с лабораторно моделированной TCRM: а – П-72/4(28), б – ST-1(16).

Благодарности

Работа выполнена при поддержке госзадания № 0144-2014-00117 и гранта РФФИ 17-05-00259.

Список литературы

1. Thellier, E., and O. Thellier (1959), Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique. *Ann. Geophys*., 15, 285-376.
2. Draeger, U., M. Prévot, T. Poidras, and J. Riisager (2006), Single-domain chemical, thermochemical and thermal remanences in a basaltic rock. *Geophys. J. Int*., 166, 12-32.
3. Грибов С.К. Оценка влияния процессов однофазного окисления и последующего распада природных титаномагнетитов на результаты определения палеонапряженности методом Телье (по данным лабораторного моделирования) / Сб. «Палеомагнетизм и магнетизм горных пород: теория, практика, эксперимент». Ярославль: Филигрань. – 2016. –С. 40-47.
4. Грибов С.К. Экспериментальное исследование влияния химического намагничивания титаномагнетитсодержащих базальтов на результаты определения палеонапряженности методом Телье // *Геофизические исследования*. – 2017. –Т. 18, –№ 1. –С. 37-48.
5. Грибов С.К., Долотов А.В., Щербаков В.П. Экспериментальное моделирование химической остаточной намагниченности и методики Телье на титаномагнетитсодержащих базальтах // *Физика Земли*. – 2017. –№ 2. –С. 109-128.
6. Щербаков В.П., Сычева Н.К., Грибов С.К. Экспериментальное и численное моделирование процесса образования химической остаточной намагниченности и методики Телье // *Физика Земли*. – 2017. –№ 5. –С. 30-43.
7. Gribov, S.K., V.P. Shcherbakov, and N.A. Aphinogenova (2018), Magnetic properties of artificial CRM created on titanomagnetite-bearing oceanic basalts // Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism. International Conference on Geomagnetism, Paleomagnetism and Rock Magnetism (Kazan, 2017). Springer Geophysics. P. 173-194.
8. Coe, R.S. (1967), The determination of paleointensities of the Earth's magnetic field with special emphasize on mechanisms which could cause nonideal behavior in Thellier method. *J. Geomag. Geoelectr*., 19, 157-179.
9. Prévot, M., E. Mankinen, S. Grommé, and A. Lecaille (1983), High paleointensities of the geomagnetic field from thermomagnetic studies on rift valley pillow basalts from the Mid-Atlantic Ridge. *J. Geophys. Res*., 88, N B3, 2316-2326.

10. Nagata, T., Y. Arai, and K. Momose (1963), Secular variation of the geomagnetic total force during the last 5000 years. J. *Geophys. Res*., 68, N 18, 5277-5281.
11. Wilson, R.L. (1966), Palaeomagnetism and rock magnetism. *Earth Sci. Rev*., 1, N 2-3, 175-212.
12. Nishitani, T., and M. Kono (1983), Curie temperature and lattice constant of oxidized titanomagnetite. *Geophys. J. R. Astr. Soc*., 74, 585-600.

Сводный магнитостратиграфический разрез валанжина горного Крыма

В.А. Грищенко, А.Ю. Гужиков, А.Г. Маникин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского («СГУ им. Н.Г. Чернышевского»), 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83, Телефон: +79198221192, e-mail: grishenko-vladimir@bk.ru; aguzhikov@yandex.ru; agmanikin@mail.ru.

Аннотация.

Получены палеомагнитные и петромагнитные данные по ориентированным образцам с 363 стратиграфических уровней из 10 разрезов валанжина Восточного и Юго-Западного Крыма. Несмотря на то, что большинство отложений неблагоприятны для палеомагнитного изучения, ввиду оползневых деформаций, конденсированности разрезов и других факторов, анализ и обобщение полученных данных позволили провести их магнитополярную интерпретацию и построить сводный палеомагнитный разрез валанжина Горного Крыма.

Ключевые слова: Берриас, валанжин, Горный Крым, магнитостратиграфия, биостратиграфия, геомагнитная полярность, магнитные хроны, стратиграфическая корреляция

Введение

Решение актуальных проблем современной стратиграфии валанжина Горного Крыма, таких как: детальное расчленения и корреляция, уточнение возраста отложений, калибровка зональных шкал с тетическим и бореальным стандартами, выбор критериев для обоснования положений ярусных границ, не может быть решено только на биостратиграфической основе, а требует привлечения физико-химических методов, в том числе палеомагнитного.

Значение магнитостратиграфических данных для проведения дальних корреляций общеизвестно: уровни геомагнитных инверсий, изохронные по своей природе, в комплексе с палеонтологическими материалами, позволяют максимально точно сопоставить между собой детальные шкалы разных регионов и трассировать стратиграфические границы от их стратотипов до разрезов в удаленных регионах. Получение магнитополярной характеристики валанжина Горного Крыма предопределяет возможность его детальной корреляции с имеющими палеомагнитную характеристику возрастными аналогами в других регионах и корректного сопоставления со Шкалой геологического времени [1].

Наиболее полные разрезы валанжинского яруса, с точки зрения непрерывности осадконакопления, расположены в Восточном Крыму и представлены глубоководными глинами. Практическое отсутствие руководящей валанжинской фауны (аммонитов) и недостаточная разрешающая способность микропалеонтологических методов препятствуют их детальному расчленению, обоснованию точного стратиграфического возраста и определению положения границы берриаса–валанжина. Палеомагнитное изучение валанжинских отложений Восточного Крыма осложняется их интенсивными деформациями, природу которых (синседиментационную или постседиментационную), порой, трудно установить. Несмотря на все перечисленные трудности, в последние годы удалось получить надежную магнитостратиграфическую характеристику пограничного интервала берриаса – валанжина в разрезе Заводская балка (Феодосия) [2], предложив

при этом обоснованную модель синседиментационных деформаций отложений, на основе которой возможно улучшение палеомагнитной статистики по этому разрезу [3]. Исследование еще двух разрезов валанжина с. Султановка и г. Коклюк (Феодосийский район) продолжается.

ЮЗ Крым – единственный район полуострова, где валанжинский возраст отложений обоснован фауной аммонитов. Однако это обстоятельство не снимает затруднений, связанных с определением нижней границы валанжинского яруса в Крыму, ранее традиционно отождествляемой с основанием зоны Otopeta [4]. Эта проблема обострилась после решения о переносе Otopeta в состав берриаса в качестве верхней подзоны зоны Boissieri [5, 6]. Нижневаланжинский подъярус в ЮЗ Крыму, к сожалению, сильно конденсирован: максимальная мощность слагающих его грубозернистых песчаников, не превышает 9 метров, но верхний подъярус представлен довольно мощной (~ 45 м) толщей переслаивания глин и песчаников. Детальная микрофаунистическая характеристика валанжина ЮЗ Крыма до настоящего времени отсутствует. Опорный разрез верхнего валанжина г. Резаная (у с. Верхоречье Бахчисарайского района) изучался в палеомагнитном отношении ранее [7]. В 2016-2018 гг. нами проведено более детальное опробование и последующее лабораторное изучение разреза г. Резаная, а также впервые изучен палеомагнетизм конденсированных разрезов валанжина.

Результаты работ

В процессе построения сводного палеомагнитного разреза валанжина Горного Крыма были проанализированы данные, полученные по образцам из 10 разрезов валанжина Горного Крыма: «Заводская балка», «Коклюк», «Султановка» в Восточном Крыму (рис. 1) и «Длинная», «Шелудивая», «Патиль-1», «Патиль-2» «Сельбухра», «Большой Кермен», «Резаная» в ЮЗ Крыму (рис. 1). В общей сложности было изучено 1089 ориентированных образцов с 363 уровней.



Рис. 1. – Схема района исследования с указанием местоположений изученных разрезов.

С целью оценки пригодности пород для палеомагнитных определений и получения дополнительной геологической информации у образцов с каждого уровня был исследован широкий спектр петромагнитных характеристик. Для магнито-минералогической диагностики использовались опыты магнитного насыщения и термомагнитный анализ (ТМА) в двух модификациях: изучение

температурных зависимостей намагниченности и магнитной восприимчивости. Главным носителем намагниченности в изученных отложениях является магнетит и/или близкие к нему минералы. Наряду с ним присутствуют магнитожесткие гидроокислы железа.

Палеомагнитное изучение коллекции проводилось по стандартной методике [8] и заключалось в последовательных магнитных чистках температурой (до 350-500^{o}C с шагом в 50 ^{o}C) и переменным полем (до 50-100 мТл с шагом 5 мТл) с последующими замерами естественной остаточной намагниченности ($\mathbf{J_n}$). В результате компонентного анализа данных были выделены характеристические компоненты $\mathbf{J_n}$ (**ChRM**). Проекции **ChRM**, группирующиеся в северных румбах нижней полусферы, считались соответствующими прямой (N), а обособившиеся в южных секторах верхней полусферы, – обратной (R) полярности геомагнитного поля.

Для измерений магнитной восприимчивости использовался каппабридж MFK1-FB. Остаточная намагниченность измерялась на двух приборах: на спин-магнитометре JR-6 и на криогенном магнитометре 2G-Enterprises (в ИФЗ РАН, Москва). Для термокаппаметрического анализа была задействована печь СНОЛ 6/11-В, для ДТМА – термоанализатор магнитных фракций ТАФ-2 («магнитные весы») и каппабридж MFK1-FA с приставкой CS3 (в ИФЗ РАН). Магнитные чистки температурой проводились в печи конструкции В.П. Апарина; переменным магнитным полем – на установке LDA-3AF и криогенном магнитометре 2G Enterprises (ИФЗ РАН). Показательно, что результаты магнитных чисток после замеров $\mathbf{J_n}$ на магнитометрах JR-6 и 2G Enterprises обнаружили хорошую сходимость. Компонентный анализ палеомагнитных данных осуществлялся с помощью программы Remasoft 3.0.

Для обоснования древней природы намагниченности использовались тесты обращения, складки, проверялась индифферентность геомагнитных инверсий к особенностям вещественного состава пород, анализировались величины палеомагнитных кучностей, параметра Кенигсбергера и других параметров, зависящих от генезиса $\mathbf{J_n}$; обращалось внимание на сходство магнитополярной структуры одновозрастных отложений в удаленных разрезах.

В Восточном Крыму совокупность макро- и микропалентологических данных позволяет надежно идентифицировать в сложной знакопеременной палеомагнитной зональности разреза «Заводская балка» аналоги магнитных хронов M16, M15 и M14 [2]. Магнитостратиграфическая интерпретация полученных к настоящему времени данных по пограничному интервалу берриаса-валанжина в разрезах «Султановка» и «Коклюк» осложняется сильной дислоцированностью глинистых толщ, и последовательность хронов M16-M14 может быть в них выделена только предположительно (рис. 2).

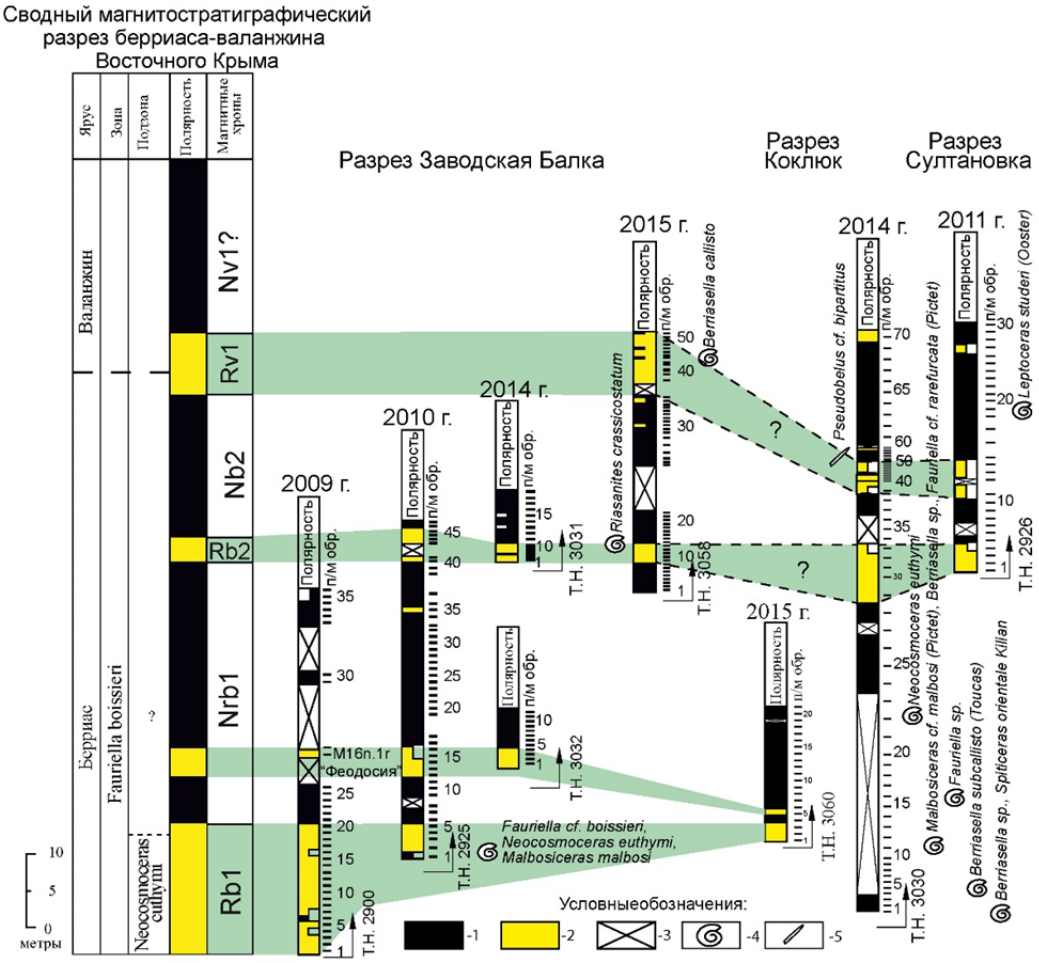


Рис. 2. – Магнитостратиграфическая корреляция разрезов берриаса-валанжина Восточного Крыма (по [2] с дополнениями). Условные обозначения: 1, 2 – прямая и обратная полярность, соответственно; 3 – отсутствие палеомагнитных данных; 4, 5 – уровни находок аммонитов и белемнитов, соответственно.

Выделенные характеристические компоненты в образцах, отобранных из конденсированных разрезов нижнего валанжина ЮЗ Крыма, в большинстве случаев, имеют аномально большие разбросы, свойственные мелководным грубообломочным отложениям. Палеомагнитная колонка по каждому из этих разрезов в отдельности может быть обоснованно подвергнута сомнению из-за многочисленных аномальных палеомагнитных направлений и обилия перерывов в осадконакоплении. Но анализ данных обнаружил, что, во-первых, интервалы разного знака располагаются в разрезах не спорадически, а закономерно группируются в магнитозоны, во-вторых, сходная палеомагнитная структура устойчиво прослеживается в 7, удаленных друг от друга на расстояние до 5 км, разрезах, что позволяет с доверием относиться к результатам магнитополярной интерпретации. С учетом биостратиграфических данных, магнитозоны, выделенные в конденсированных разрезах нижнего валанжина ЮЗ Крыма, могут быть идентифицированы, как аналоги хронов M15 – M12 (рис. 3).

В более благополучном в палеомагнитном отношении разрезе верхнего валанжина г. Резаная выделено четыре разнополярные субзоны, которые соответствуют хронам M12, M11A, M11, M10N (рис. 4).

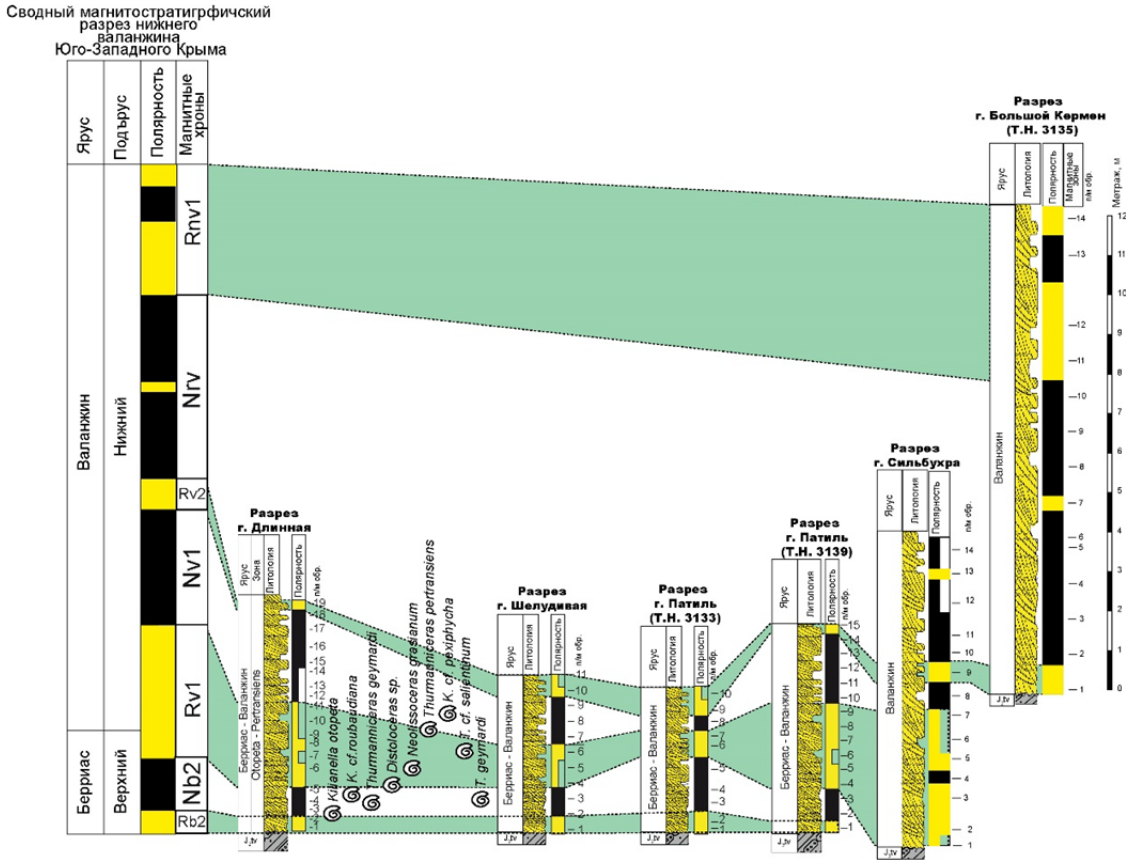


Рис. 3. – Магнитостратиграфическая корреляция конденсированных разрезов нижнего валанжина Юго-Западного Крыма. Условные обозначения см. на рис. 2.

Выводы

В результате проведенных исследований построен сводный магнитостратиграфический разрез валанжина Горного Крыма и проведено его сопоставление со Шкалой геомагнитной полярности (рис. 4), в результате которого сделаны следующие выводы:

1) В Восточном Крыму расположены разрезы, являющиеся наиболее полными стратиграфическими последовательностями пограничного интервала берриаса – валанжина в Горном Крыму. В них обосновано наличие возрастных аналогов зоны Otopeta и, по аналогии с западноевропейскими разрезами, намечена подошва валанжинского яруса по основанию магнитного хрона M14r.

2) В ЮЗ Крыму выявлены аналоги большинства валанжинских магнитных хронов. Несмотря на предположительный характер идентификации нижневаланжинских магнитозон с хронами M15–M12A, полученные данные позволяют осуществить детальную корреляцию конденсированных разрезов нижнего валанжина ЮЗ Крыма.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-35-00134 мол_а).

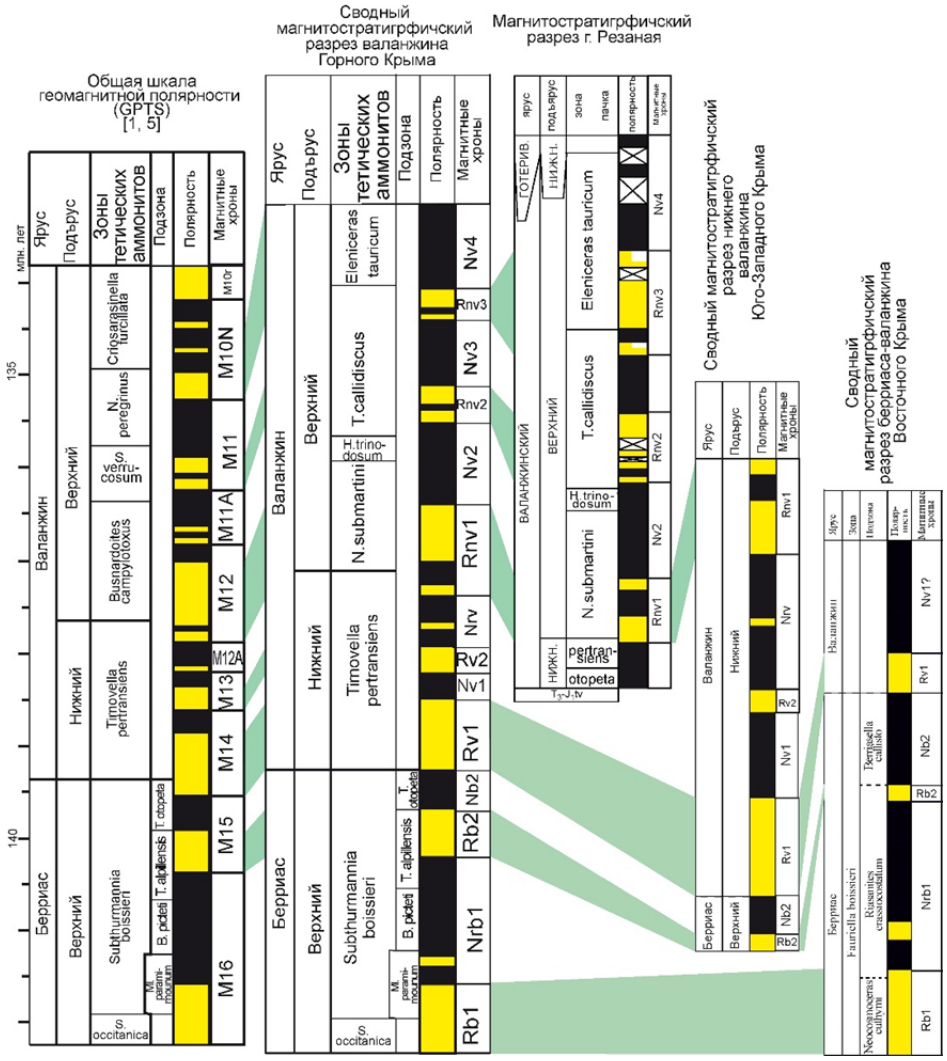


Рис. 4. – Сводный магнитостратиграфический разрез валанжина Горного Крыма и его сопоставление со Шкалой геомагнитной полярности. Условные обозначения см. на рис. 2.

Список литературы

1) Ogg J. G., Ogg G. M., Gradstein F. M. A Concise Geologic Time Scale // Elsevier, 2016. 242 p.

2) Arkadiev V.V., Grishchenko V.A., Guzhikov A.Yu., Manikin A.G., Savelieva Yu.N., Feodorova A.A., Shurekova O.V. Ammonites and magnetostratigraphy of the Berriasian–Valanginian boundary deposits from eastern Crimea // Geologica Carpathica, 2017. 68. 6. P. 505–516.

3) Grishchenko V.A., Guzhikov A.Y. Paleomagnetic Directions Distortion Caused by Viscous-Plastic Deformations Estimated from Anisotropy of Magnetic Susceptibility (Case Study of Berriasian Clays from East Crimea). In: Nurgaliev D., Shcherbakov V., Kosterov A., Spassov S. (eds) Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism. Springer Geophysics, 2018. Springer. Cham.

4) Барабошкин Е.Ю. Бореально-тетическая корреляция нижнемеловых аммонитовых шкал / Е.Ю. Барабошкин // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 4. Геология. 2004. 6. С. 10-19.

5) Aguado R., Company M., Tavera J.M. The Berriasian/Valanginian boundary in the Mediterranean region: new data from the Caravaca and Cehegin sections, SE Spain // Cretaceous Research. 2000. V. 21. P. 1-21.

6) Hoedemaeker P.J., Reboulet S., Aguirre-Urreta M.B. et al. Report on the 1st International Workshop of the IUGS Lower Cretaceous Ammonite Working Group, the “Kilian Group” (Lyon, 11 July 2002) // Cretaceous Res. 2003. V. 24. P. 89-94.

7) Ямпольская О.Б., Барабошкин Е.Ю., Гужиков А.Ю., Пименов М.В., Никульшин А.С. Палеомагнитный разрез нижнего мела Юго-Западного Крыма. // Вестник Московского Университета. Серия Геология. 2006. №1. С. 315.

8) Молостовский Э.А., Храмов А.Н. Магнитостратиграфия и ее значение в геологии // Изд-во Сарат. ун-та. 1997. 180 с.

Магнитостратиграфия верхнего мела Нижнего Поволжья

А.А. Гужикова, А.Ю. Гужиков, В.А. Грищенко, А.Г. Маникин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского («СГУ им. Н.Г. Чернышевского»), 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83.
E-mail: blackhole3@yandex.ru; Телефон: +79063156884, e-mail: aguzhikov@yandex.ru; e-mail: grishenko-vladimir@bk.ru; e-mail: agmanikin@mail.ru

Аннотация.
Обобщены сведения о состоянии палеомагнитной изученности верхнего мела Нижнего Поволжья на сегодняшний день. Имеющиеся материалы позволяют выдвинуть гипотезу о наличии длительных эпох обратной полярности в туроне и коньяке, изохронно проследить уровень подошвы маастрихта от стратотипических разрезов в Западной Европе до Русской плиты, уточнить возраст отложений и, в целом, представляют собой основу для создания магнитостратиграфической схемы верхнего мела Поволжья.

Ключевые слова: Магнитостратиграфия, геомагнитная полярность, магнитные хроны, верхний мел, турон, коньяк, сантон, кампан, маастрихт, Русская плита, Нижнее Поволжье

Работы по созданию магнитостратиграфической схемы верхнего мела Нижнего Поволжья ведутся авторами с 2012 г. по настоящее время. Сеноман, представленный рыхлыми песками, до сих пор остается практически не изученным в магнитостратиграфическом отношении. Остальные верхнемеловые ярусы в результате проведенных исследований впервые получили магнитополярные характеристики. До последнего времени главным препятствием к получению надежных палеомагнитных данных по верхнему мелу Поволжья и Русской плиты в целом были малые величины естественной остаточной намагниченности ($\mathbf{J_n}$) большинства пород, сопоставимые с пороговой чувствительностью измерительной аппаратуры. Ситуация изменилась в лучшую сторону с появлением возможности проведения измерений на криогенных магнитометрах.

Туронские–коньякские отложения, представленные карбонатными отложениями (преимущественно мелоподобными мергелями), изучены в шести опорных разрезах, расположенных в Саратовском и Волгоградском Правобережье (рис. 1) [1, 2]. Четырем из них свойственна обратная полярность (R), а еще в одном разрезе (Каменный Брод) на фоне нормальной полярности (N) выделена крупная магнитозона аномальной полярности, характеризующаяся аномальными или свойственными обратному знаку полярности направлениями $\mathbf{J_n}$. В одном из изученных разрезов (Липовка) обратная полярность охватывает кремнистые отложения, которые с точки зрения свитного деления относятся в Саратовском Правобережье к сантону, однако их датировка требует дополнительного палеонтологического обоснования (рис. 1). Полученные материалы противоречат общепринятым представлениям об исключительно нормальной полярности геомагнитного поля в туроне–коньяке, зафиксированных в Шкале геологического времени (GTS) [3], но результаты анализа имеющихся данных свидетельствуют в пользу первичности намагниченности и, напротив, не согласуются с моделью перемагничивания пород [1, 2]. До получения новых результатов комплексного биостратиграфического изучения разреза Каменный Брод, позволивших существенно уточнить возраст отложений [4], казалось, что всю имеющуюся информацию можно увязать между собой, предположив, что в коньяке имело место продолжительная (сотни тысяч лет) эпоха обратной

полярности геомагнитного поля [1, 2], тем более что в Общей магнитостратиграфической шкале в пределах коньякского яруса известна магнитозона обратного знака (Клюевская R-зона) [5]. Однако, новые данные [4], при условии, что магнитополярная структура разрезов отражает режим древнего геомагнитного поля, обязывают предполагать наличие, как минимум, двух неизвестных ранее длительных эпох обратной полярности в туронском и коньякском веках, соответственно (рис. 1).

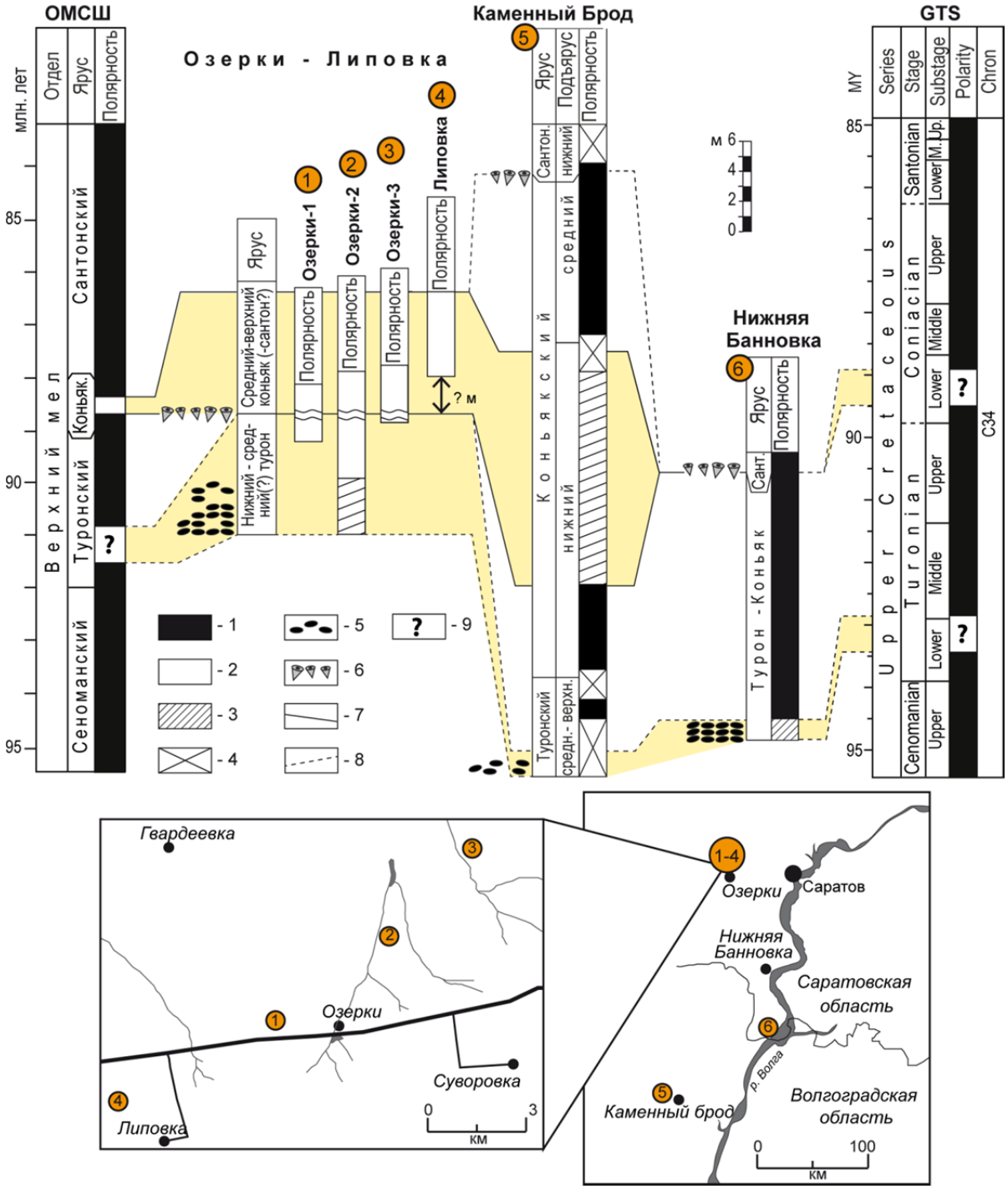


Рис. 1. Сопоставление палеомагнитных данных по разрезам турона–коньяка(–сантона?) между собой, с Общей магнитостратиграфической шкалой (ОМСШ) [5], Шкалой геологического времени (GTS) [3] и схема местоположений изученных разрезов. Условные обозначения: магнитозоны нормальной (1), обратной (2) и аномальной (3) полярности; отсутствие данных о геомагнитной полярности (4); фосфориты (5); «губковый» горизонт конденсации (6); линии палеомагнитной корреляции достоверные (7) и предполагаемые (8); гипотетические эпохи обратной полярности (9).

Сантонский ярус, сложенный преимущественно кремнисто-терригенными породами (опоками, кремнистыми глинами, кремнистыми мергелями), изучен в 2 разрезах – у сс. Вишневое и Нижняя Банновка Саратовской области (рис. 2).

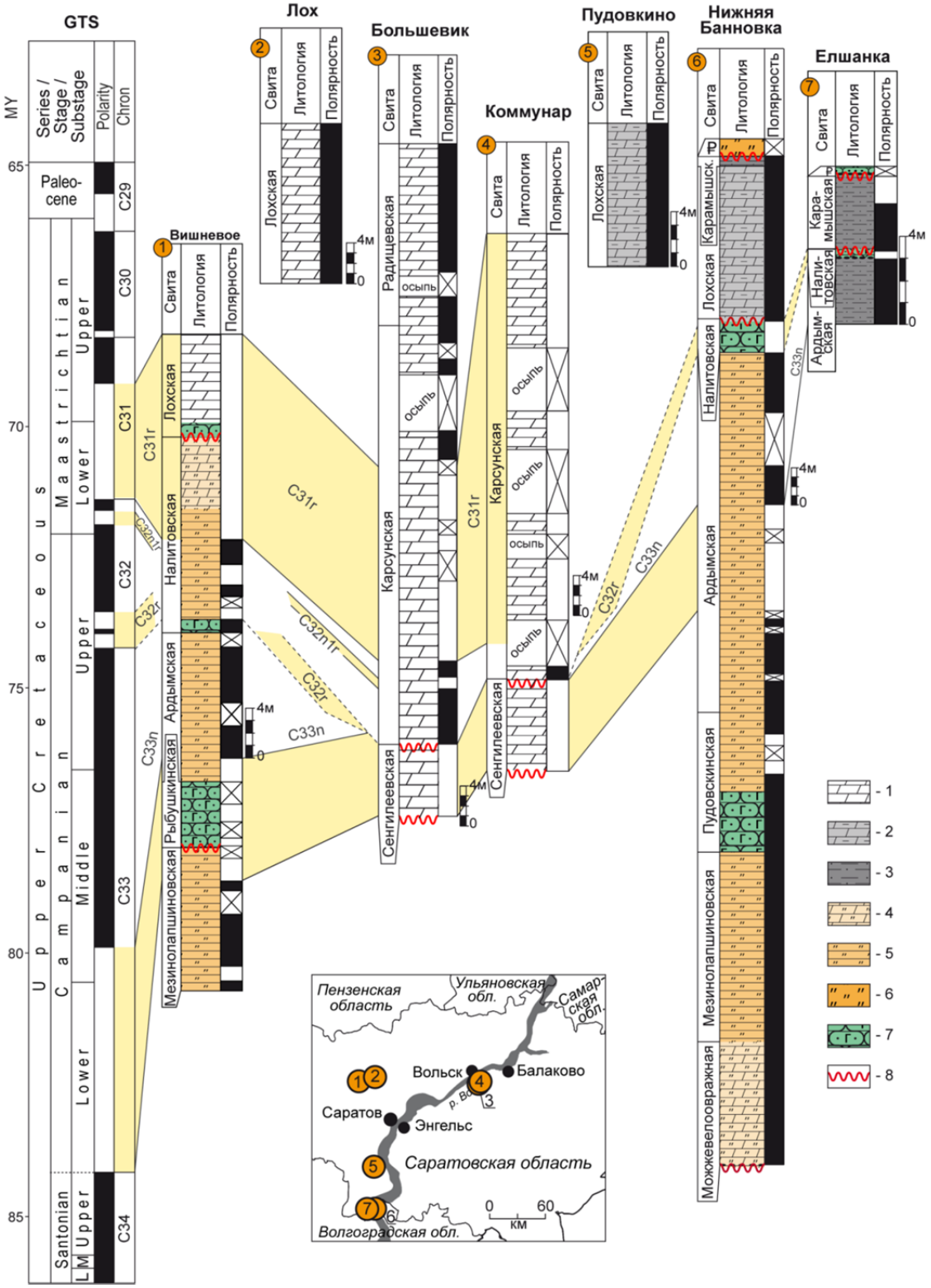


Рис. 2. Сопоставление палеомагнитных данных по разрезам сантона–маастрихта между собой, со Шкалой геологического времени (GTS) [3] и схема местоположений изученных разрезов. Условные обозначения: преимущественно карбонатные (1), карбонатно-терригенные (2), терригенные (3), кремнисто-карбонатные (4), кремнисто-терригенные (5); кремнистые (6) отложения; глауконититы (7); перерывы в осадконакоплении (8). Остальные обозначения см. рис. 1.

Сантонский возраст силицитов в этих разрезах обоснован надежно, но они характеризуются худшим палеомагнитным качеством среди изученных верхнемеловых отложений. Тем не менее, полученные данные позволяют говорить о том, что им свойственна преимущественно нормальная полярность (рис. 2).

Наиболее полно к настоящему времени исследованы кампанские–маастрихтские отложения в семи разрезах, расположенных на территории Саратовского Правобережья (рис. 2). Результаты по трем разрезам опубликованы ранее: карьеры Большевик и Коммунар (г. Вольск) [6], Нижняя Банновка [7]. Индекс достоверности этих данных составляет 7 (из 8 возможных) по критериям, предложенным А.Н. Храмовым, таким как послойная привязка образцов к разрезам, выполнение магнито-минералогического и компонентного анализов, положительный результат теста инверсий, построение сводной палеомагнитной колонки по нескольким перекрывающимся разрезам и др. [4]. Данные о магнитной полярности еще четырех разрезов – Вишневое, Лох, Пудовкино, Елшанка (рис. 1), частично, приведены в материалах IX Всероссийского совещания по меловой системе [8], но фактические данные, как и результаты их анализа, обосновывающие достоверность магнитостратиграфических выводов, пока, не опубликованы.

В вольских разрезах надежно идентифицированы аналоги магнитного хрона обратной полярности C33r и всех маастрихтских магнитных хронов, за исключением кратковременного C30r и соответствующего пограничному интервалу мела–палеогена C29r. В “Большевике”, благодаря комплексной (био-, магнитостратиграфической и изотопной) характеристике, по аналогии с GSSP маастрихта обоснован уровень нижней границы яруса, приуроченный к хрону C32n2 [6, 9].

В маастрихте у с. Нижняя Банновка установлены аналоги хронов только нормальной полярности C31n и(или) C32n, что послужило поводом для обоснования в этом разрезе позднемаастрихтского возраста лохской свиты (рис. 2), относимой ранее к нижнему маастрихту [10]. Впоследствии позднемаастрихтский возраст отложений был подтвержден микропалеонтологическими данными [7].

В 2016-2018 гг. лохская свита исследовалась на юге (с. Пудовкино) и севере (сс. Вишневое и Лох) Саратовского Правобережья. Во всех трех разрезах, в том числе в стратотипе свиты у с. Лох, установлена только нормальная полярность (рис. 2). С точки зрения палеомагнитной корреляции, изученные отложения следует отнести к верхнему маастрихту.

Низы лохской свиты у с. Лох и у с. Пудовкино недоступны для опробования, но их удалось исследовать в расположенном в ~20 км западнее с. Лох разрезе у с. Вишневое, где раннемаастрихтский возраст отложений был обоснован ранее по комплексу макро- и микрофаунистических данных [11]. В разрезе Вишневое лохская свита, наряду с верхней половиной нижележащей налитовской свиты, охвачена зоной обратной полярности (рис. 2). Безусловно, верхи R-зоны, соответствующие лохской свите, являются аналогом хрона C31r, которые не удалось выявить в других разрезах маастрихта Саратовского Правобережья, за исключением Вольска. Вероятно, и низы R-зоны, приуроченные к верхней части налитовской свиты, также следует отождествить с C31r.

Это предположение основано на отсутствии в пограничном интервале кампана–маастрихта GTS [3] других, кроме C31r, длительных хронов, с которыми мог бы быть сопоставлен мощный (~ 18 м) фрагмент R-зоны, характеризующей верхнюю половину налитовской свиты (рис. 2). Если предположение верно, то верхи налитовской свиты, датированные по микрофауне верхним кампаном [11], следует относить к нижнему маастрихту (рис. 2).

У с. Елшанка, расположенного ~ в 12 км к западу от Нижней Банновки, в верхах карамышской свиты позднемаастрихтского возраста [10], зафиксирована полутораметровая R-зона, которая может быть аналогом C30r или C29r (рис. 2). Наличие в разрезе хрона C29r кажется менее вероятным, потому что рубежу мела–палеогена соответствует крупный региональный перерыв.

Выводы

1. На сегодняшний день магнитополярную характеристику имеют пять ярусов верхнего мела Саратовского и Волгоградского Правобережья – с туронского по маастрихтский включительно. В целом, имеющиеся данные представляют собой основу для создания магнитостратиграфической схемы верхнего мела Нижнего Поволжья.

2. Полученные материалы позволяют выдвинуть гипотезу о наличии двух продолжительных эпох обратной полярности в туроне и коньяке, нуждающуюся в дальнейшей проверке.

3. Палеомагнитная зональность сантонского–маастрихтского ярусов Нижнего Поволжья согласуется с общепринятыми представлениями о полярном режиме позднемелового поля. Сантон в магнитостратиграфическом отношении изучен, пока, слабо, а верхи кампана и маастрихт – в наибольшей степени.

4. На основе полученных данных по кампану–маастрихту г. Вольска впервые на Русской плите обоснован уровень подошвы маастрихта, по аналогии с GSSP яруса в ЮЗ Франции [6, 9].

5. Магнитостратиграфические данные по кампану–маастрихту разрезов Нижняя Банновка, Пудовкино, Лох и Вишневое позволили внести предложения по изменению и уточнению субрегиональной стратиграфической схемы верхнемеловых отложений Среднего и Нижнего Поволжья [6, 7, 8], наиболее важные из которых следующие:

- Лохская свита соответствует обоим подъярусам маастрихта (не только нижнему маастрихту, как считалось ранее), а на юге Саратовского Поволжья, вероятно, только верхнемаастрихтскому подъярусу.

- Верхи налитовской свиты в северной части Саратовского Поволжья, относимые ранее к кампану, имеют нижнемаастрихсткий возраст.

- В схеме следует отражать диахронность границ местных стратиграфических подразделений по отношению к границам общих стратиграфических подразделений (ярусов, подъярусов). Горизонтальные линии в качестве границ свит уместны тогда, когда их изохронность доказана или не может быть опровергнута на данном этапе исследований с помощью независимых методов.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-35-00219_мол_а)

Список литературы

1. Гужикова А.А., Гужиков А.Ю., Первушов Е.М., Рябов И.П. Проблема обратной намагниченности в туроне–коньяке Саратовского и Волгоградского Правобережья // *Меловая система России и ближнего зарубежья: проблемы стратиграфии и палеогеографии: Материалы IX Всероссийского совещания 17-21 сентября 2018 г., НИУ «БелГУ», г. Белгород / Под ред. Е.Ю. Барабошкина, Т.А. Липницкой, А.Ю. Гужикова. – Белгород: ПОЛИТЕРРА.* – 2018. – С. 117-120.
2. Guzhikova A.A., Guzhikov A.Y., Pervushov E.M., Ryabov I.P., Surinskiy A.M. (2019) Existence of the Reversal Polarity Zones in Turonian-Coniacian from the Lower Volga (Russia): New Data. *In: Nurgaliev D., Shcherbakov V., Kosterov A., Spassov S. (eds) Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism. Springer Geophysics. Springer, Cham.* P. 353-369. (First Online15 August 2018).
3. Ogg J.G., Ogg G.M., Gradstein F.M. (2016) A Concise Geologic Time Scale. N-Y. Elsevier. 242 p.
4. Первушов Е.М., Рябов И.П., Калякин Е.А., Гужиков А.Ю., Сельцер В.Б., Гужикова А.А., Ильинский Е.И. Турон–коньяк юго-западной части Ульяновско-Саратовского прогиба // *Меловая система России и ближнего зарубежья: проблемы стратиграфии и палеогеографии: Материалы IX Всероссийского совещания 17-21 сентября 2018 г., НИУ «БелГУ», г. Белгород / Под ред. Е.Ю. Барабошкина, Т.А. Липницкой, А.Ю. Гужикова. – Белгород: ПОЛИТЕРРА.* – 2018. –С. 214-217.
5. Дополнения к стратиграфическому кодексу России. СПб.: ВСЕГЕИ, 2000. 112 с.
6. Гужикова А.А., Беньямовский В.Н. Магнитостратиграфия кампана–маастрихта по разрезам Поволжья (вблизи г. Вольск) // *Геология и Геофизика.* – 2018. –Т. 59, –№ 3. –С. 346-356.
7. Гужиков А.Ю., Барабошкин Е.Ю., Беньямовский В.Н., Вишневская В.С., Копаевич Л.Ф., Первушов Е.М., Гужикова А.А. Новые био- и магнитостратиграфические данные по кампанским–маастрихтским отложениям классического разреза Нижняя Банновка (юг Саратовского Правобережья) // *Стратиграфия. Геологическая корреляция.* – 2017. –Т. 25, –№ 1. –С. 24–61.
8. Гужиков А.Ю., Гужикова А.А., Маникин А.Г., Грищенко В.А. Магнитостратиграфия маастрихта Саратовского Правобережья // *Меловая система России и ближнего зарубежья: проблемы стратиграфии и палеогеографии: Материалы IX Всероссийского совещания 17-21 сентября 2018 г., НИУ «БелГУ», г. Белгород / Под ред. Е.Ю. Барабошкина, Т.А. Липницкой, А.Ю. Гужикова. – Белгород: ПОЛИТЕРРА.* – 2018. –С. 109-113.
9. Baraboshkin, E.Yu., Benyamovski V.N., Guzhikov A., Aleksandrova S., Pervushov E., Selzer V.B., Ovechkina M.N., Kaljakin E.A., Kopaevich L., Vishnevskaya V.S., Guzhikova A., Pokrovsky B., Baraboshkin E.E., Iakovishina E.V. (2017) Integrated study of Campanian / Maastrichtian boundary interval at Volga region (Russia) and Aktolagay Plateau (West Kazakhstan) of the Russian Platform // *10th International Symposium on the Cretaceous – Abstracts. Vienna: Berichte der Geologischen Bundesanstalt, 120*. P.22.
10. Стратиграфическая схема верхнемеловых отложений Восточно-Европейской платформы. СПб.: Картографическая фабрика ВСЕГЕИ, 2004. 6 схем на 10 листах.
11. Олферьев А.Г., Беньямовский В.Н., Вишневская В.С., Иванов А.В., Копаевич Л.Ф., Первушов Е.М., Сельцер В.Б., Тесакова Е.М., Харитонов В.М., Щербинина Е.А. Верхнемеловые отложения СЗ Саратовской области. Статья 1. Разрез у д. Вишневое. Лито- и биостратиграфический анализ // *Стратиграфия. Геологическая корреляция.* – 2007. –Т.15, –№ 6. –С. 62-109.

Влияние зон субдукции на структуру мелкомасштабных течений на границе ядро-мантия

И.М. Демина, Н.В. Горшкова, С.А. Меркурьев, С.А.Иванов

Санкт-Петербургский филиал учреждения Российской академии наук Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова (СПбФ ИЗМИРАН), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 5, лит. "Б", а/я 10, Телефон: +78123236962, e-mail: dim@izmiran.spb.ru

Аннотация.

В работе рассматривается взаимосвязь между кинематикой мелкомасштабного токового вихря, локализованного вблизи границы ядро-мантия и высокоскоростными аномалиями в самой нижней мантии. Для сравнения нами был выбран источник ГМПЗ, траектория относительного перемещения которого имеет сложную форму, в тоже время в ней полностью отсутствует западный дрейф. Географически источник расположен западнее острова Суматра. Для этого района характерно наличие в структуре самой нижней мантии обширных связных областей с повышенными скоростями сейсмических волн. Для расчетов была использована модель скоростных неоднородностей SAW642AN. Высказано предположение, что количество поглощенного много млн. лет назад литосферного вещества оказалось достаточным для его проникновения в жидкое ядро, что и определило форму траектории источника.

Ключевые слова: Зона субдукции, структура нижней мантии, мелкомасштабные аномалии ГМПЗ.

Введение

Данная работа является продолжением наших исследований [1,2], направленных на изучение влияния связанных с древними зонами субдукции неоднородностей строения границы ядро-мантия на формирование мелкомасштабных аномалий главного геомагнитного поля (ГМПЗ) и его вековых вариаций. Как и ранее, для проведения сравнительного исследования нами были использованы, с одной стороны, авторская макро модель источников ГМПЗ [3], а с другой стороны, - глобальные модели неоднородностей скоростей сейсмических волн, полученных методами сейсмической томографии, в данной работе модель SAW642AN [4]. В [1] нами был рассмотрен Карибский регион и локализованный вблизи границы ядро-мантия источник ГМПЗ, траектория которого, наряду с выраженным западным дрейфом, характеризуется сложной формой. В результате было получено, что все особенности формы траектории источника связаны со структурой высокоскоростных аномалий сейсмических волн в самой нижней мантии. Аналогичный результат был получен в [2], с той разницей, что в траектории рассмотренных в [2] источников западный дрейф практически отсутствует, но при этом их кинематика и изменение величины магнитного момента полностью определяют формирование и распад двух известных фокусов векового хода ГМПЗ: Европейского и Каспийского.

Для источника, рассматриваемого в данной работе, также характерно полное отсутствие в его траектории западного дрейфа. Кроме того, регион острова Сумара относится к существующим на протяжении многих мил. лет зонам субдукции, для которых в самой нижней мантии были

обнаружены скопления остатков литосферных плит большого объема [5], так называемые кладбища литосферных плит. Все это определило выбор этого региона для продолжения нашего исследования.

Строение самой нижней мантии и траектория источника.

По тектоническому типу регион острова Суматра относится с островным дугам, для которых характерным является формирование на границе двух океанических плит, при этом одна из них погружается под другую [6]. Уходящая вниз плита может быть прослежена в структуре неоднородностей скоростей сейсмический волн (СВ) в верхней мантии. В то же время, если скорости спрединга в далеком прошлом были достаточно высоки, то остатки субдуцированной плиты могут быть обнаружены и в самой нижней мантии в виде областей с повышенными значениями скоростей СВ. Рассматриваемая область с положением зоны субдукции и траекторией источника показана на рис. 1.

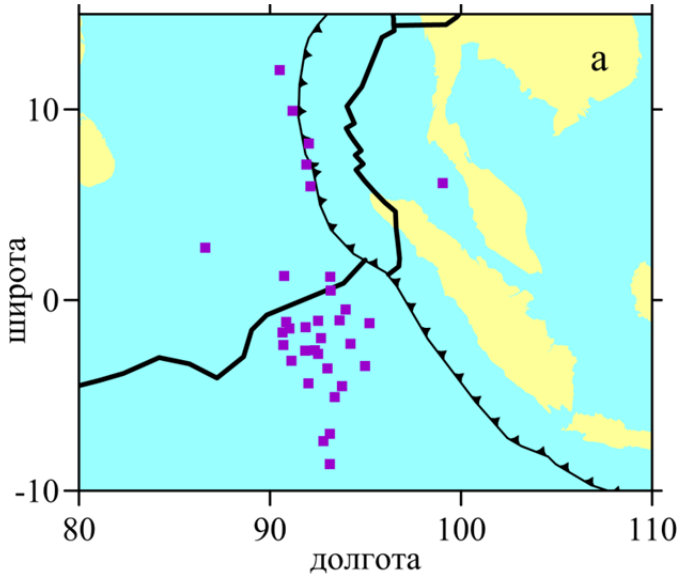


Рис. 1. - Географическое положение источника. — - границы тектонических плит, ⌒ - зона субдукции, ■ - проекция траектории источника на поверхность Земли.

В настоящее время известно несколько глобальных моделей скоростных (плотностных) неоднородностей мантии, построенных по данным сейсмической томографии. Нами была использована модель SAW642AN, поскольку это одна из последних моделей, она находится в открытом доступе и позволяет вычислять значения повышенных и пониженных скоростей СВ на любой глубине и с любым шагом.

На рис.2 показаны несколько срезов распределения неоднородностей скоростей СВ, вычисленных по модели SAW642AN. Цветовая шкала, соответствующая повышенным и пониженным значениям скоростей, приведена там же. Можно видеть, что на срезе, соответствующем глубине 2900 км (предполагаемая граница ядро-мантия), четко выделяется обширная высокоскоростная аномалия, продолжение которой может быть прослежено и выше. Эта аномалия окружена областью пониженных скоростей СВ, и кроме того, небольшого размера аномалии

пониженных скоростей прорезают высокоскоростную аномалию, образуя узкие нижнемантийные каналы. Эти каналы также прослеживаются выше, практически сливаясь на глубине 2500 км.

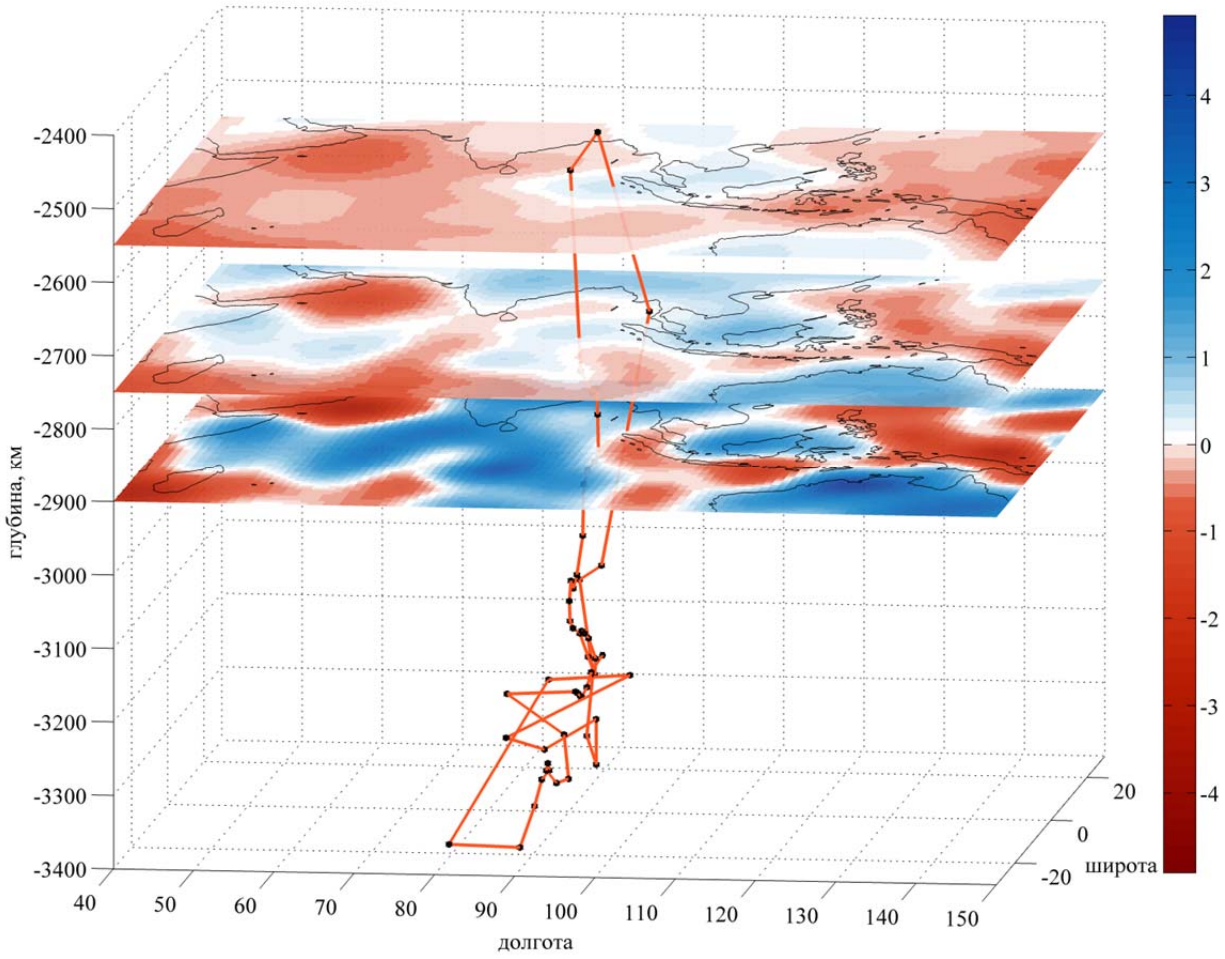


Рис. 2. - Срезы модели строения самой нижней мантии SAW642AN и траектория рассматриваемого источника. Красная линия с точками- траектория источника, черная линия на картах-срезах - контуры континентов, цветовая шкала отражает отличия скоростей СВ от средних.

На рис.2 также показана траектория рассматриваемого источника. Несмотря на то, что мы немного сгладили кривую траектории, нескольких резких скачков нам избежать не удалось. Траектория получена для 400-летнего интервала 1600-2010 гг. с некоторыми небольшими перерывами. Следует отметить, что практически на всем временном интервале, за исключением нескольких точек, эта траектория проходит ниже границы ядро-мантия. Однако в ее форме полностью отсутствует западный дрейф. Долгота остается практически неизменной. Основное перемещение связано с изменением широты и глубины. Можно видеть, что когда местоположение поднимающегося вверх источника совпадает с одним из нижнемантийных каналов, он продолжает подниматься вдоль этого канала. Можно предположить, что образование этого канала происходит за счет перемешивания вещества мантии с веществом жидкого ядра, в результате чего образуется восходящий поток, вместе с которым и происходит подъем вихревого источника.

По достижению глубины примерно 2500 км, траектория движение источника меняет свое направление. Это явно соответствует ослаблению канала, понижению температуры и повышению плотности. Однако и после этой петли в траектории, и опускания источника ниже границы ядро-мантия движение на запад в его кинематике отсутствует, как если бы «глыба» поглощенной литосферной плиты продолжилась и ниже 2900 км и создала как бы стену, вдоль которой проходит траектория источника. В соответствии с этой гипотезой можно построить гипотетический срез в предположении, что количество литосферного вещества уменьшилось в 1.5 раза. Тогда форма траектории источника получает простое логическое объяснение. Такая гипотетическая плоскость добавлена нами на рис.3. При этом мы отдаем себе отчет в том, что это только гипотеза и точность наших расчетов не позволят делать уверенных утверждений. Однако следует отметить, что аналогичный результат был получен нами в [1] для Карибского источника. И полученный новый результат подтверждает выдвинутую в [1] гипотезу, что форма границы ядро-мантия может быть гораздо сложнее, чем это предполагается в настоящее время.

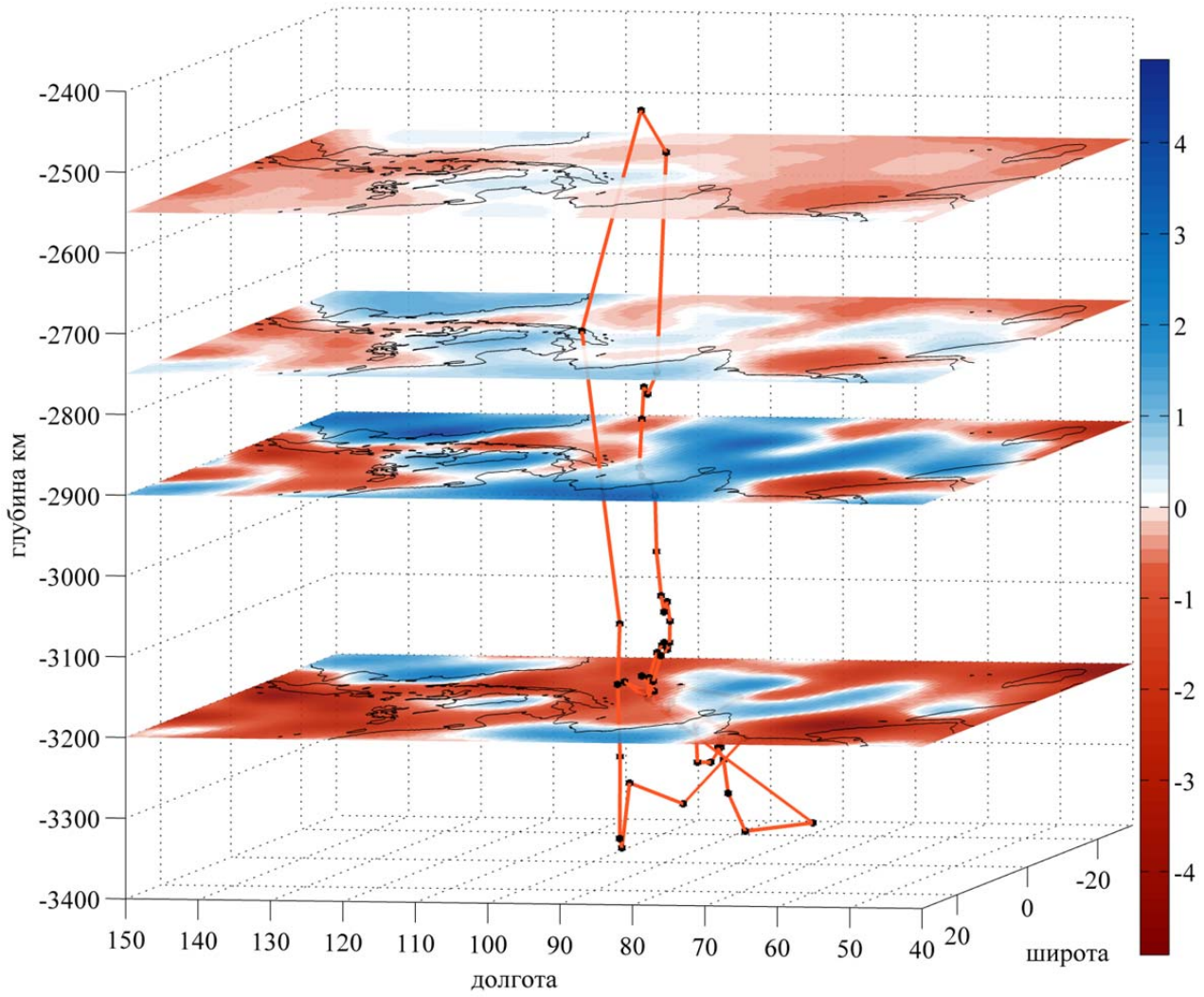


Рис. 3. - То же, что и на рис.1 с добавлением гипотетической плоскости на глубине 3200 км.

Выводы

1) Вещество жидкого ядра, перемешиваясь с мантийным, способствует образованию «горячих» каналов.
2) Кинематика мелкомасштабных вихрей, которые, как предполагается, образуются в жидком ядре, может служить дополнительным индикатором наличия восходящих каналов в самой нижней мантии.
3) Остатки древних литосферных плит могут образовывать крупные неоднородности в строении границы ядро-мантия, размеры которые могут значительно превышать предполагаемые в настоящее время.

Список литературы

1. Демина И. М. Топографическая неоднородность границы ядро–мантия в зонах субдукции и ее влияние на кинематику источников ГМПЗ. Геомагнетизм и аэрономия, 2014, том 54, № 2, с. 272-282.
2. Demina I.M, Bricheva S.S., Farafonova Yu. G. Effect of heterogeneities in the lower mantle structure on the formation of the some secular variation foci. Proceedings of 10th International Conference «Problem of Geocosmos», October 6-10, 2014, St. Petersburg, Russia, p.58-631
3. Демина И. М., Никитина Л. В., Фарафонова Ю. Г. Вековые вариации главного магнитного поля земли в рамках динамической модели его источников Геомагнетизм и Аэрономия 2008, т.48, №4, с. 567-575
4. Panning, M.P., and B.A. Romanowicz, A three dimensional radially anisotropic model of shear velocity in the whole mantle, Geophys. J. Int., 167, 361-379, 2006.
5. Engebretson, D.C., Kelley, K.P., Cashman, H.J., and Richards, M.A., 180 million years of subduction, *GSA Today*, 1992, no. 2, pp. 93–100.
6. Lay, T., Wallace, T.C. : Modern Global Seismology. International geophysics series, 58, 521,Eds.Dimowska, R. and Holton, J.R. Academic Press (1995).

Учёт поправки на подмагничивающее поле в печи при измерении намагниченности во время определения палеонапряжённости методом Телье-Коу и термочистки

Г. В. Жидков

Геофизическая обсерватория «Борок» филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики Земли им. О.Ю.Шмидта Российской академии наук, grigor@borok.yar.ru

Аннотация.

Предложен математический способ учёта поправки на подмагничивание посторонним полем в магнитной печи при измерении намагниченности во время проведения процедур определения палеонапряжённости методом Телье-Коу и термочистки.

Ключевые слова: палеонапряжённость, Телье, Коу, поправка на подмагничивание

Введение

Во время определения палеонапряжённости методом Телье-Коу [1] предполагается, что для каждого температурного шага один из двух парных циклов нагревов-остываний должен происходить в печи в отсутствии магнитного поля, т.е. в нулевом поле. Однако, на практике, немагнитное пространство в печи обычно можно создать лишь до определённого предела близкого, но всё же не равному нулю. Обозначим вектор подмагничивающего поля как $\vec{\boldsymbol{F}}_0 = \{F_{0x}, F_{0y}, F_{0z}\}$. Таким образом, при остывании в присутствии слабого магнитного поля образец будет приобретать некоторую слабую намагниченность, которой согласно протоколу метода Телье-Коу быть не должно. На диаграмме Араи это проявляется в том, что естественная остаточная намагниченность (*NRM*) не уменьшается до нуля. В то же время, на диаграммах Зийдервелда компоненты $\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}$ при размагничивании уходят не в начало координат, а мимо, в сторону вектора $\vec{\boldsymbol{F}}_0$. В термомагнитометрах и электропечах геофизической обсерватории «Борок» это поле может достигать порядка 1 мкТл. В тех случаях, когда проводятся эксперименты по методу Телье-Коу с лабораторным полем 10 мкТл, ошибка установки лабораторного магнитного поля может достигать следовательно порядка 10%. В свою очередь это приводит к ошибке такого же порядка в определении палеонапряжённости. Особенно сильно эта ошибка будет проявляться на образцах с низкими значениями палеонапряжённости, т. е. по порядку величины сравнимыми с величиной $\vec{\boldsymbol{F}}_0$. В этой работе предлагается способ учёта поправки на подмагничивание, который позволит скорректировать диаграммы Араи и Зийдервелда, и соответственно точнее определить палеонапряжённость по диаграмме Араи.

Учёт поправки на подмагничивающее поле в печи при измерении намагниченности во время определения палеонапряжённости методом Телье-Коу

По протоколу метода Телье-Коу образец проходит ряд двойных нагревов-остываний при последовательном возрастании температуры от комнатной (T_0) до температуры при которой образец полностью теряет *NRM*. При фактическом размагничивании *NRM* эту температуру можно воспринимать и обозначить как температуру Кюри (T_c). Для каждой температуры после первого

нагрева образец должен остывать в нулевом поле – таким способом проводится постепенная термочистка и измерение $\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_\text{i})$. После второго нагрева образец должен остывать в известном лабораторном поле $\vec{\boldsymbol{F}}_{lab}$ – так постепенно создается лабораторная парциальная термоостаточная намагниченность $\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_{lab})$. Однако, если в печи присутствует поле $\vec{\boldsymbol{F}}_0$, то тогда после первого нагрева до некоторой температуры T_i и остывания вектор измеренной намагниченности $\vec{\boldsymbol{M}}_1$ образца состоит из суммы оставшейся неразмагниченной $\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}$ и приобретённой в поле $\vec{\boldsymbol{F}}_0$, парциальной термоостаточной (паразитной) намагниченности $\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}$:

$$\vec{\boldsymbol{M}}_1(T_\text{i}) = \overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_\text{i}) + \overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_0) \tag{1}.$$

Соответственно, после второго нагрева до T_i и остывания вектор намагниченности $\vec{\boldsymbol{M}}_2$ образца:

$$\vec{\boldsymbol{M}}_2(T_\text{i}) = \overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_\text{i}) + \overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_0) + \overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_{lab}) \tag{2}.$$

Из (1) и (2) следует:

$$\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_{lab}) = \vec{\boldsymbol{M}}_2(T_\text{i}) - \vec{\boldsymbol{M}}_1(T_\text{i}) \tag{3}.$$

Если компоненты $\vec{\boldsymbol{F}}_0 = \{F_{0x}, F_{0y}, F_{0z}\}$ известны, то тогда компоненты $\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_0) = \{pTRM_x(T_\text{i}, T_0, F_{0x}), pTRM_y(T_\text{i}, T_0, F_{0y}), pTRM_z(T_\text{i}, T_0, F_{0z})\}$:

$$pTRM(T_\text{i}, T_0, F_{0x}) = \frac{F_{0x}}{F_{lab}} pTRM(T_\text{i}, T_0, F_{lab})$$

$$pTRM(T_\text{i}, T_0, F_{0y}) = \frac{F_{0y}}{F_{lab}} pTRM(T_\text{i}, T_0, F_{lab})$$

$$pTRM(T_\text{i}, T_0, F_{0z}) = \frac{F_{0z}}{F_{lab}} pTRM(T_\text{i}, T_0, F_{lab}) \tag{4}.$$

Далее, вычислив компоненты $\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_0)$, можно вычислить истиннные значения компонент $\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_\text{i})$, исходя из (1):

$$\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_\text{i}) = \vec{\boldsymbol{M}}_1(T_\text{i}) - \overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_\text{i}, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_0) \tag{5}.$$

Однако на практике измерить компоненты слабого поля подмагничивания $\vec{\boldsymbol{F}}_0$ в печи может быть очень тяжело, поэтому их можно рассчитать с помощью уравнений (4), для чего для некоторой

температуры T_i нужно знать $\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}$ образованные в полях $\vec{\boldsymbol{F}}_0$ и $\vec{\boldsymbol{F}}_{lab}$. Наилучшим выбором для этого будет T_c, при которой, во-первых, обе *pTRM* будут максимальными, и соответственно ошибка при их измерении будет минимальна, а во-вторых легко получить значения компонент $\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_c, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_0)$, т. к. при достижении T_c $NRM(T_c,\ T_c) = 0$ и соответственно $\overrightarrow{\boldsymbol{pTRM}}(T_c, T_0, \vec{\boldsymbol{F}}_0) = \vec{\boldsymbol{M}}_1(T_c)$ (см. (1)). Следовательно:

$$F_{0x} = F_{lab}\ \frac{M_{1x}(T_c)}{pTRM(T_c, T_0, F_{lab})}$$

$$F_{0y} = F_{lab}\ \frac{M_{1y}(T_c)}{pTRM(T_c, T_0, F_{lab})}$$

$$F_{0z} = F_{lab}\ \frac{M_{1z}(T_c)}{pTRM(T_c, T_0, F_{lab})}$$

(6).

Определив таким образом компоненты $\vec{\boldsymbol{F}}_0$, и используя уравнения (3-5) можно пересчитать все значения $\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_i)$ (Рис. 1-4).

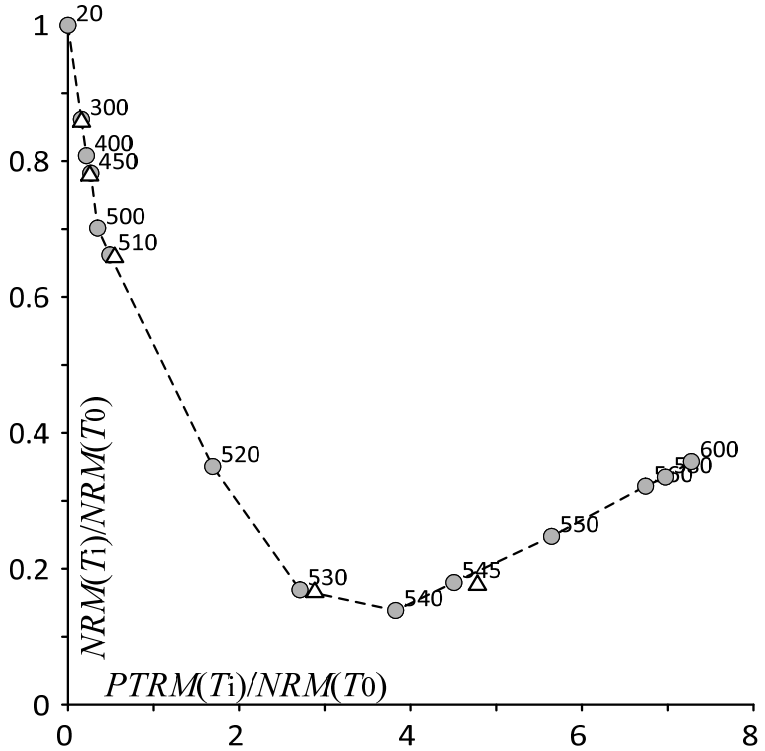


Рис. 1. – Пример диаграммы Араи-Нагата для образца обработанного по методу Телье-Коу в печи с подмагничиванием.

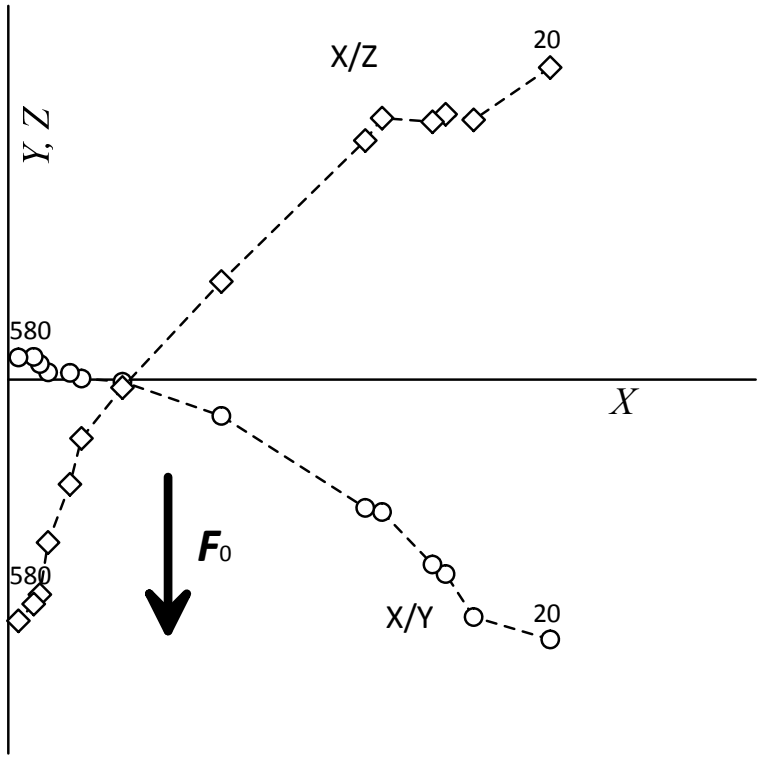


Рис. 2. – Диаграмма Зийдервелда для того же образца, что и на Рис. 1. F_0 – вектор подмагничивания, который направлен против оси *z*.

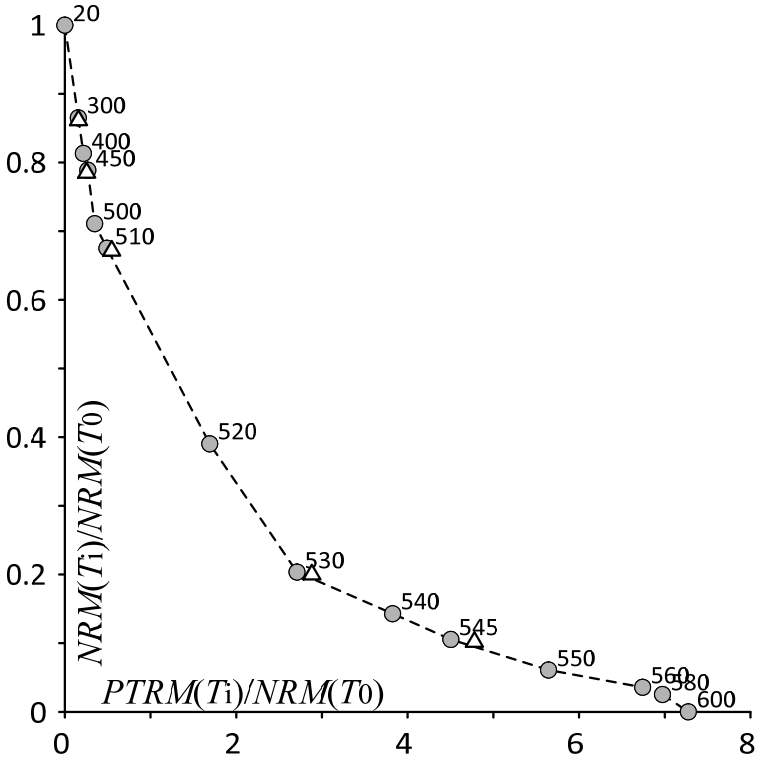


Рис. 3. – Диаграмма Араи-Нагата для того же образца, что и на Рис. 1, но представленная с учетом поправки на подмагничивание.

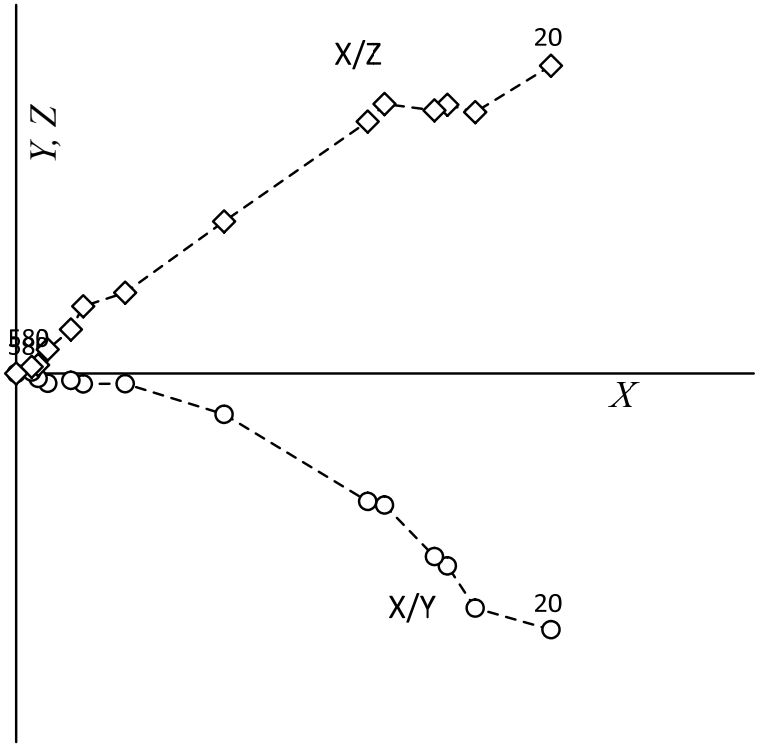


Рис. 4. – Диаграмма Зийдервелда для того же образца, что и на Рис. 2, но представленная с учетом поправки на подмагничивание.

Учёт поправки на подмагничивающее поле в печи при измерении намагниченности во время термочистки

В случае термочистки, т. е. когда нет вторых нагревов и нет возможности создавать *pTRM*, при определённых допущениях также можно рассчитать поправку на подмагничивающее поле $\vec{\boldsymbol{F}}_0$. Для простоты рассмотрим алгоритм расчета поправки для одной из трёх компонент измеряемой *NRM*. Вначале определим величину измеряемой намагниченности *M* образца после нагрева до определённой температуры T_i аналогично (1):

$$M(T_i) = NRM(T_c, T_i) + pTRM(T_i, T_0, F_0) \quad (7).$$

Соответственно, до начала нагревов:

$$M(T_0) = NRM(T_c, T_0) \quad (8).$$

При достижении T_c:

$$M(T_c) = pTRM(T_c, T_0, F_0) \quad (9).$$

Далее нужно сделать допущение, что $NRM(T_c, T_0)$ имеет термоостаточную природу и её спектр деблокирующих температур аналогичен спектру деблокирующих температур $pTRM(T_c, T_0, F_0)$. Тогда из (8-9) получается соотношение:

$$\frac{NRM(T_c, T_0)}{pTRM(T_c, T_0, F_0)} = \frac{M(T_0)}{M(T_c)}$$

(10).

Из (10):

$$\frac{NRM(T_\text{i}, T_0)}{pTRM(T_\text{i}, T_0, F_0)} = \frac{M(T_0)}{M(T_c)}$$

(11).

Из (7-8), (11) и допущения, что для *NRM* может применяться закон аддитивности парциальных намагниченностей:

$$\frac{M(T_0) - NRM(T_c, T_\text{i})}{M(T_\text{i}) - NRM(T_c, T_\text{i})} = \frac{M(T_0)}{M(T_c)}$$

(12).

Из (12) получаем величину одной из трёх компонент *NRM* с учётом поправки на подмагничивание:

$$NRM(T_c, T_\text{i}) = M(T_0)\frac{M(T_\text{i}) - M(T_c)}{M(T_0) - M(T_c)}$$

(13).

В итоге, уравнения для всех трёх компонент $\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_\text{i})$:

$$NRM_x(T_c, T_\text{i}) = M_x(T_0)\frac{M_x(T_\text{i}) - M_x(T_c)}{M_x(T_0) - M_x(T_c)}$$

$$NRM_y(T_c, T_\text{i}) = M_y(T_0)\frac{M_y(T_\text{i}) - M_y(T_c)}{M_y(T_0) - M_y(T_c)}$$

$$NRM_z(T_c, T_\text{i}) = M_z(T_0)\frac{M_z(T_\text{i}) - M_z(T_c)}{M_z(T_0) - M_z(T_c)}$$

(14).

Тем самым, при соблюдении условий, оговорённых в допущениях к уравнениям (10) и (12), можно рассчитать $\overrightarrow{\boldsymbol{NRM}}(T_c, T_\text{i})$ с учётом поправки на подмагничивание в печи имея лишь данные измерений во время терморазмагничивания: $\overrightarrow{\boldsymbol{M}}_1(T_0)$, $\overrightarrow{\boldsymbol{M}}_1(T_\text{i})$ и $\overrightarrow{\boldsymbol{M}}_1(T_c)$.

Выводы

Как видно из (1-3) несмотря на то, что при выполнении протокола Телье-Коу может существовать некоторое постороннее поле $\vec{F}_0$, оно никак не сказывается на определении лабораторной намагниченности *pTRM*. А из всего алгоритма в целом можно сделать вывод, что протокол Телье-Коу может работать даже в присутствии внешнего магнитного поля, т. е. даже при использовании печки без магнитных экранов. Для этого лишь необходимо, чтобы была известная разность векторов магнитного поля между первым и вторым остыванием, которую и создаёт лабораторное поле. По сути это напоминает классический метод Телье [2], когда оба цикла нагрева-остывания проводятся в земном поле с той лишь разницей, что после первого цикла образец поворачивается на 180 градусов относительно земного поля, образуя, таким образом, необходимую известную разность векторов магнитного поля между остываниями.

Представленный в этой работе алгоритм расчета поправки на подмагничивающее поле в печи был успешно применён во время определений палеонапряжённости в ГО «Борок».

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-05-00446.

Список литературы

1. Coe, R.S., 1967. The determination of paleointensities of the Earth's magnetic field with special emphasize on mechanisms which could cause nonideal behavior in Thellier's method. J. Geomagn. Geoelec. 19, 157–178.
2. Thellier, E., Thellier, O. 1959. Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passe historique et géologique. Ann. Geophys., 15, 285-376.

Палеомагнетизм раннепротерозойских базитовых комплексов Олекминского блока юга Сибирского кратона

А.Р. Зверев[1,2], В.Ю. Водовозов[1,2]

[1] Московский государственный университет («МГУ»), 119991, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д. 1. Телефон: +74959392551, e-mail: zverevit@yandex.ru, vodo7474@yandex.ru

[2] Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Геологический институт Российской академии наук («ГИН РАН»), 119017, Россия Москва, Пыжевский пер, д. 7. Телефон: +74959530768, e-mail: zverevit@yandex.ru, vodo7474@yandex.ru

Аннотация.
В работе представлены результаты изучения палеомагнетизма габброидов чинейского, куранахского и дорosского комплексов, которые находится в Алдано-Становой провинции Сибирского кратона. Исследования выполнялись в лаборатория палеомагнитной лаборатории ГИН РАН и петромагнитной лаборатории МГУ. Цель работ – получение палеомагнитных полюсов для изучения становления структуры юга Сибирского кратона в конце раннего протерозоя. В результате исследований получены полюсы по чинейским (Plat=-18.3° Plong=93.1° A95=10.5°) и куранахским габброидам (Plat=-22.7° Plong=102.3° dp/dm=5.6/10.9).

Ключевые слова: Палеомагнетизм, Сибирский кратон, Колумбия, Ранний протерозой

В работе представлены результаты изучения палеомагнетизма базитовые породы чинейского (U/Pb возраст по цирконам 1867+/-3 млн. лет), куранахского (U/Pb возраст по цирконам 1863+/-9 млн. лет) и дорosского (U/Pb возраст по бадделеиту 1752 млн. лет) комплексов. Цель работ – получение палеомагнитных полюсов для изучения становления структуры юга Сибирского кратона в конце раннего протерозоя по геологическим объектам, имеющим четко определенную геодинамическую позицию и изотопный возраст. Изученные породы являются посткинематическими образованиями, возникшими в результате коллапса коллизионной системы. Они расположены в краевых частях геоблоков и не имеют изофациальности с окружающими породами.

Отбор образцов палеомагнитной коллекции проводился из естественных обнажений по сайтам, из которых отбиралось 10-20 штуфов, сориентированных с помощью горного магнитного компаса. Из-за слабой обнаженности коренных пород в районе проведения работ точки отбора являлись выходы коренных пород на дневную поверхность в берегах рек, обрывах, также были опробованы останцы, залегание которых не было нарушено.

Лабораторные исследования проводились в Петромагнитной лаборатории МГУ и Палеомагнитной лаборатории ГИН РАН в соответствии со стандартной методикой. В качестве метода магнитных чисток использовалось ступенчатое температурное размагничивание. Нагревание производилось в специальных немагнитных печах MMTD80 (Magnetic Measurements) и TD48 (ASC Scientific) до полного размагничивания с числом шагов до 18-20. Максимальная температура чистки для большей части коллекции составляла 580^{o}C, иногда, при наличии гематита в образцах, 620^{o}C. Измерение естественной остаточной намагниченности образцов проводилось на спин-магнитометрах JR-5 и JR-6. В процессе температурных чисток на компьютере в автоматическом режиме строились

кривые размагничивания, стереограммы и диаграммы Зийдервельда. Обработка измерений выполнялась при помощи компонентного анализа в программах Энкина, Remasoft30.

Образцы габброидов чинейского комплекса были отобраны в Чинейском массиве и еще 7 интрузивных телах. Массив представляет собой расслоенное лополитообразное тело размером 9x16 км, которое прорывает раннепротерозойские образования удоканского комплекса. Чинейский массив имеет сложное внутренне строение, что устанавливается благодаря четким границам расслоенности, выделяются четыре фазы внедрения, различные по составу и текстуре [1]. Возраст массива оценивается как 1867+/-3 млн. лет (U/Pb метод по цирконам) [3]. Определение по габброидам чинейского комплекса получено в результате осреднения данных по Чинейскому массиву (Рис. 1.) – петротипу чинейского комплекса, четырем дайкам чинейского комплекса (Рис. 1) и Главной дайке Удокана (мощностью около 200 м, главного рудного тела медного месторождения Наминга). Данные по последней дайке были получены К.М. Константиновым [2]. Полюс чинейского комплекса рассчитан путем осреднения двух палеомагнитных полюсов – Чинейского массива и остальных интрузивных тел: Plat=-18.3° Plong=93.1° A95=10.5°.

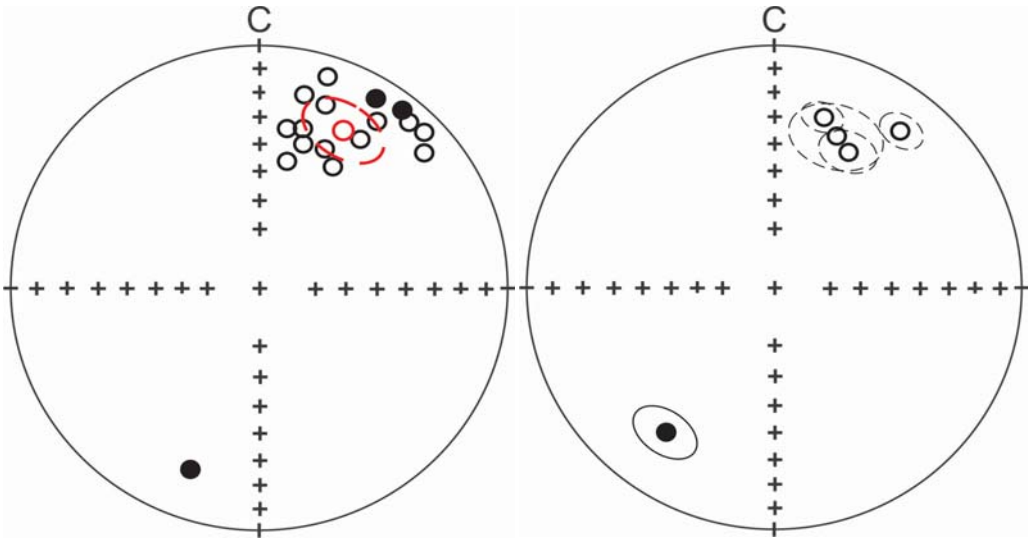


Рис. 1. – Распределение высокотемпературных компонент ЕОН (среднее значение по сайтам). Слева – Чинейский массив. Справа – Интрузивные тела чинейского комплекса.

Диабазы куранахского комплекса отобраны в 4 интрузивных телах, по одному из которых был ранее получен изотопный возраст [4]. Здесь выделены высокотемпературные компоненты ЕОН, антиподальные компонентам чинейского комплекса (Рис. 2). Для куранахского комплекса удалось получить положительный тест контакта. Для выполнения теста контакта было отобрано и изучено 2 сайта из метапесчаников вмещающей атбастахской свиты – один сайт вблизи мощной дайки (сам контакт засыпан), второй – на удалении примерно 250 м от контакта. Вблизи контакта с мощным крутопадающим силлом среднее направление высокотемпературных компонент, вмещающих

метапесчаников точно совпадает с направлением высокотемпературных компонент интрузива. На удалении от контакта в метапесчаниках появляются высокотемпературные компоненты, которые группируются уже в другом квадранте и значимо отличаются от среднего направления ЕОН силла (Рис. 2). Не смотря на сложное поведение образцов диабазов куранахского комплекса в ходе чистки, нам удалось получить по 3 телам из 4 (в том числе и по тому, по которому получен изотопный возраст) кучное среднее направление. Первичность выделенной высокотемпературной компоненты подтверждается положительным тестом контакта. Палеомагнитный полюс куранахского комплекса: Plat=-22.7° Plong=102.3° dp/dm=5.6/10.9.

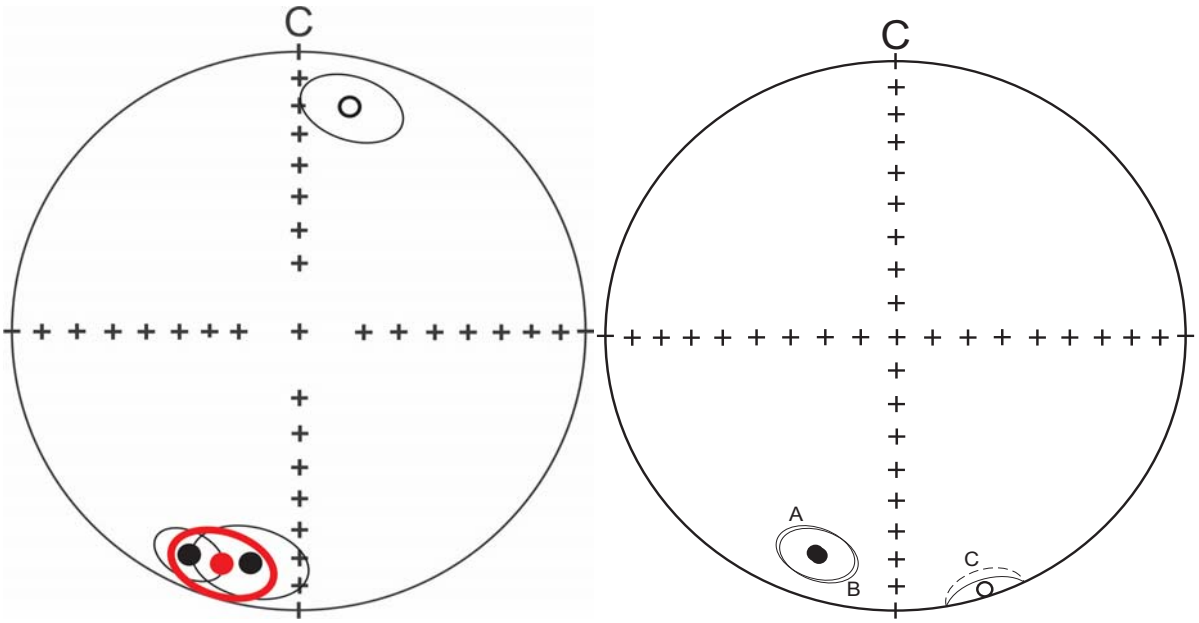


Рис. 2. – Распределение высокотемпературных компонент ЕОН (среднее значение по сайтам) куранахского комплекса (слева) и тест контакта (справа). A - ht-компонента метапесчаников PR_1at (вблизи контакта), B - ht-компонента диабазов PR1kr, C - ht-компонента метапесчаников PR_1at (на удалении от контакта)

Габброиды дорosского комплекса отобраны из 8 интрузивных тел. Многие образцы обладают большой величиной ЕОН. Средние направления сайтов располагаются на стереограмме практически хаотично, можно выделить два кластера, которые резко отличаются от известных палеомагнитных определений того же возраста. В ряде случаев мы можем предполагать перемагничивающее воздействие молний.

Полюсы чинейских и куранахских габброидов (Табл. 1) практически совпадают с одновозрастными полюсами Олекминского блока и Байкальского выступа [5] (Рис. 3), что свидетельствует о консолидации юга кратона к 1870 млн. лет. Полюс дорosских габброидов отличается от одновозрастных полюсов Байкальского выступа, для объяснения этого различия требуются дополнительные исследования.

Таблица 1. Высокотемпературные компоненты ЕОН габброидов чинейского, куранахского комплексов и рассчитанные по ним палеомагнитные полюсы

Породы	**n/N**	**Направление**				**Палеомагнитный полюс**		
		D°	**I°**	**k**	**α95**	**Plat**	**Plong**	**dp/dm, A95**
Чинейский массив								
Габбро-нориты	**17/25**	**25.4**	**-19.2**	**22.0**	**7.8**	**-25.4**	**91.8**	**4.2/8.1**
Интрузии чинейского комплекса								
Габброиды	**5/8**	**23.3**	**-28.0**	**80.2**	**8.6**	**-16.3**	**94.4**	**8.7**
Средний полюс						**-18.3**	**93.1**	**10.5**
Габброиды куранахского комплекса								
Габброиды	**3/4**	**197.3**	**17.0**	**139.0**	**10.5**	**-22.7**	**102.3**	**5.6/10.9**

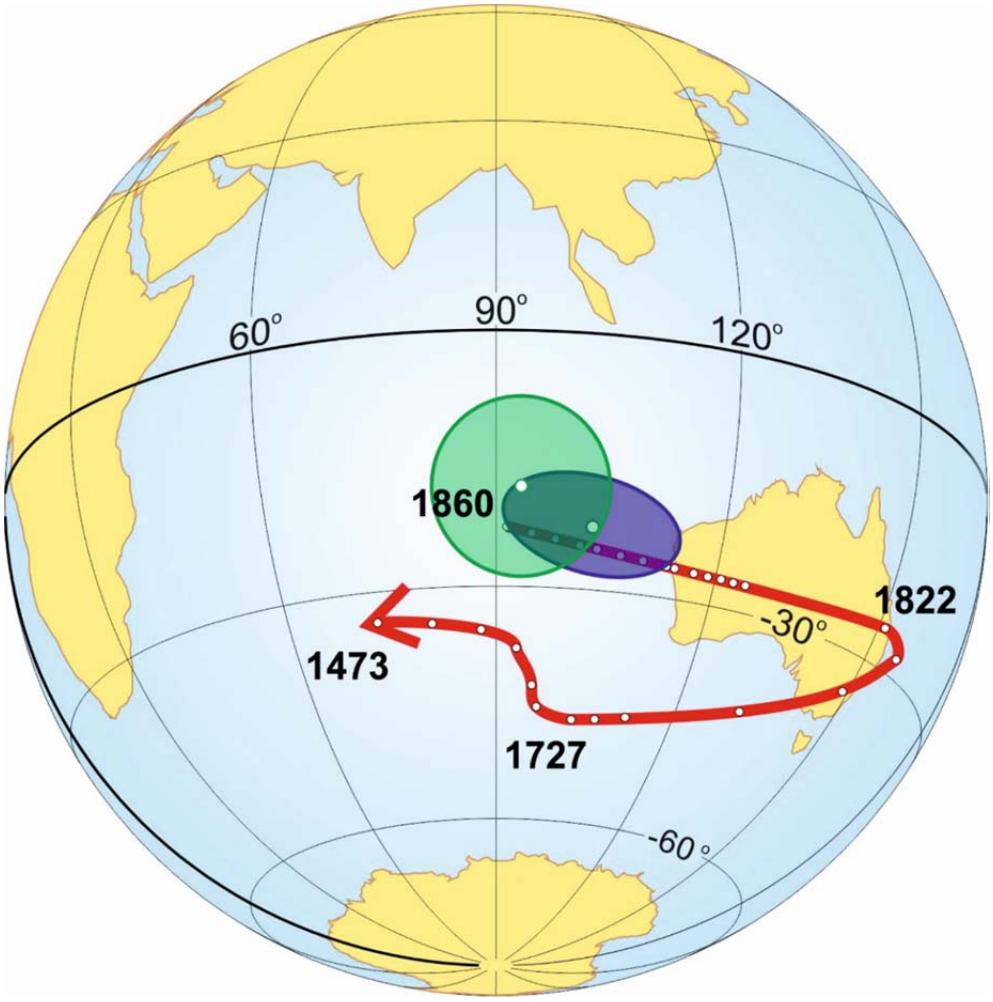


Рис. 3. - Сравнение с раннепротерозойской ТКМП [6]. Полюс по породам чинейского комплекса — зеленый, полюс по породам куранахского комплекса—синий.

Благодарности
Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-05-01132).

Список литературы

1. Гонгальский Б.И., Н.А. Криволуцкая, А.А. Арискин, Г.С. Николаев. Строение, состав и формирование Чинейского анортозит-габброноритового массива в Северном Забайкалье Геохимия. 2008. № 7. С. 691-720.
2. Константинов К.М., Крайнов М.А., Константинов И.К. Результаты палеомагнит-ных исследований структурно-вещественных комплексов месторождения Удокан (Северное Забайналье) / Геодинамическая эволюция Центрально-Азиатского под-вижного пояса (от океана к континенту). Иркутск: ИЗК СО РАН. 2013. С. 121-123.
3. Попов Н.В., Котов А.Б., Постников А.А. и др. Возраст и тектоническое положение Чинейского расслоенного массива (Алданский щит) // ДАН. 2009. Т. 424. № 4. С. 517-521.
4. Попов Н.В., Котов А.Б., Сальникова Е.Б. и др. Диабазы Куранахского комплекса западной части Алдано-Станового щита: возраст и тектоническое положение // ДАН. 2012. Т. 442. №3. С. 365-368.
5. Vodovozov V.Yu., Zverev A.R., Filev E.A. Paleomagnetism of the Early Proterozoic complexes of the Olekma block of the Siberian craton / 11th International Conference “Problems of Geocosmos”. Book of Abstracts. St. Petersburg. 2016. P. 183-184.
6. Didenko, A.N. Paleomagnetism of the Ulkan massif (SE Siberian platform) and the apparent polar wander path for Siberia in late Paleoproterozoic–early Mesoproterozoic times / A.N. Didenko, V.Yu. Vodovozov, A.Yu. Peskov, V.A. Gour’yanov, A.V Kosynkin // Precambrian Research. — 2015. — V. 259. — P.58-77.

Палеомагнитные исследования поздневизейских отложений Московской синеклизы (Ленинградская обл., р. Лининка, р. Рагуша)

А. Г. Иосифиди [1,2], Е. С. Сергиенко[3], Н. В. Сальная[4], Н. М. Отмас[1], В. А. Михайлова[1], А. В. Данилова[1].

1 - Акционерное общество "Всероссийский нефтяной научно-исследовательский геологоразведочный институт", г. Санкт-Петербург, e-mail: iosag@mail.ru

2 - Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Санкт-Петербург

3 - Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург

4 - Институт Физики Земли РАН им. О. Ю. Шмидта, Москва

Аннотация.

Проведены палеомагнитные исследования по старым коллекциям поздневизейских отложений (Ленинградская обл., р. Лининка и р. Рагуша) и новой коллекции, отобранной в 2017 г. Выделены три однополярные компоненты естественной остаточной намагниченности. Две компоненты отражают процессы вторичного перемагничивания (вязкая и химическая компоненты, которые соответствуют перемагничиванию современным и позднепермским геомагнитными полями). Третья высокотемпературная компонента близка по направлению к имеющимся данным по поздневизейским отложениям (N=18, Ф=25N^o, Λ= 161E^o, dp=4^o, dm=8^o, φ_m=5^o).

Ключевые слова: палеомагнетизм, карбон, визейский ярус, Московская синеклиза

Экспериментальные результаты

Объект исследования: Первая коллекция каменноугольных отложений поздневизейского возраста (Ленинградская обл, р. Лининка и р. Рагуша, алексинский, михайловский и веневский горизонты [1,2,3]) была отобрана в 1959 г. А. Н. Храмовым и Р.А. Комиссаровой [4]. В 2017 году нами повторно отобрана коллекция образцов горных пород (глины, известняки, мергели) из этих же параллельных разрезах р. Лининка и р. Рагуша. Общая мощность 35 м, 60 стратиграфических уровней. Залегание пород близко к горизонтальному, средние координаты отбора 59.3^{o}N, 33.9^{o}E.

Компонентный анализ естественной остаточной намагниченности (ЕОН): Выделение компонент NRM ЕОН велось методом ступенчатого терморазмагничивания и размагничивания переменным магнитным полем. В породах поздневизейского возраста из обнажений по р. Лининка и р. Рагуша выделены три компоненты естественной остаточной намагниченности. Первая компонента А выделяется в интервале температур 100-250 градусов, рис.1, обр.53,59. Вторая компонента Р изолируется в температурных интервалах 150-670 градусов, рис.1, образцы 15-1, 68-1, 4638V. Сходимость компоненты Р по глинам (таблица 1. строка 4) и по всем изученным типам породам (таблица 1. строка 3) указывает, по всей вероятности, на химическую природу этой компоненты ЕОН. Высокотемпературная компонента С1 выделяется в интервале 300-670 градусов, рис.1, образцы 53, 59. Распределения компонент А, Р и С1 представлены на рис. 2, а их статистические характеристики в табл.1.

Обсуждение

Полученные палеомагнитные определения согласуются с данными по поздневизейским отложениям р. Мста, р. Прикша и Рудника 13, г. Бокситогорск [5,6]. Во всех разрезах выделяются однополярные компоненты естественной остаточной намагниченности Р и С1. Статистические

характеристики выделенных компонент ЕОН по всем изученным объектам представлены в Таблице 1. Общей чертой всех выделенных вторичных компонент ЕОН, которые отличаются от современного направления геомагнитного поля, является соответствие направлений геомагнитному полю обратной полярности. Это, с учетом близости гиперхрона Киама, может указывать на позднепалеозойское перемагничивание части пород. Полученные результаты подтверждают это. Выделенные вторичные компоненты Р (табл.1) имеют высокие кучности, что является следствием образования вторичной химической намагниченности. Различие в палеоширотах по компоненте Р изменяется в пределах от 25 до 35 градусов, а по компоненте С1 в пределах от 5 до 10 градусов, что лежит в пределах ошибок определений. Для сравнения в табл. 1 приведены наиболее достоверные данные по каменноугольным магматическим породам Британских островов, которые получены по датированным объектам и биполярным компонентам (тест обращения положителен, класс С). Как видно, средний палеомагнитный полюс по изученным нами четырем объектам для поздневизейского времени (325 млн. лет, табл.1, строка 12) образует непротиворечивую последовательность со средним палеомагнитным полюсом по Британским островам для ранневизейского времени (338 млн. лет, табл.1, строка 16).

Таблица 1. Палеомагнитные направления и полюсы для визейских отложений Московской синеклизы.

№	комп. ЕОН (интервалы выделения, ^oC)	N/n	D^o	I^o	K	$\alpha_{95}{}^o$	Ф,^{o}N	Λ,^{o}E	dp^o	dm^o	$\varphi_m{}^o$
Ленинградская обл., р. Лининка, р. Рагуша –данная работа											
1	**A**(100-200^{o}C)	21/31	1	70	7	13	85	208	19	22	54
2	**C1**(200-600^{o}C, 640-670^{o}C)	18/24	226	-10	20	8	25	161	4	8	5
3	**P** (150-630^{o}C, 200-670^{o}C)	55/73	223	-43	44	3	45	154	2	4	25
4	**P**(150-630^{o}C)	37/41	223	-44	39	4	45	153	3	5	26
Ленинградская обл., г. Бокситогорск, карьер№13, визейский ярус [3]											
5	**P** (200-670^{o}C, 600-670^{o}C)	19/30	220	-52	80	4	52	151	4	6	33
6	**C1**(200-600^{o}C, 640-670^{o}C)	12/23	227	-15	25	9	27	159	5	9	8
Новгородская обл., р. Мста, визейский ярус [4]											
7	**P** (200-675^{o}C ;)	15/24	217	-54	53	5	56	152	5	7	35
8	**C1**(300-650^{o}C)	10/13	220	-21	32	9	34	168	5	10	11
9	Метод с. н.	14	225	-20		11	31	160	6	12	10
Новгородская обл., р. Прикша, тульский горизонт визейского яруса [4]											
10	**P**(200-660^{o}C)	30/55	218	-43	53	4	47	158	3	5	25
11	**C1**(300-660^{o}C)	7/12	222	-15	97	6	30	164	3	6	8
12	**C1**(325 –330 Ma)	4					28	161	$A_{95}=3^o$		
Британские острова [10]											
13	**6299** (336 Ma)	10	203	35.8	36	8.2	14.3	155.9	5.5	9.5	20

14	**3430** (339 Ma)	17	15.9	-28.5	23	7.6	18	161	5	9	15
15	**6315** (339 Ma)	13	205	31	31	7	14.1	152.2	4	8	17
16	$\mathbf{C_1v}$ (338 Ma)	3					15	156	$A_{95}=5^o$		

Примечание: N- число штуфов; n - число образцов; D^o, I^o- склонение и наклонение средних направлений компонент; K - кучность векторов; α^o_{95} радиус круга доверия при 95% вероятности для среднего направления; Φ^o, Λ^o - широта и долгота палеомагнитного полюса; dp^o, dm^o - полуоси овала доверия; $\varphi_m{}^o$ – палеомагнитная широта, м. с. н.- определение получено методом «скользящих нормалей» к кругам перемагничивания [8]; 6299, 3430, 6315 – номера палеомагнитных определений в мировой базе данных [9].

Благодарности

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-05-00603а.

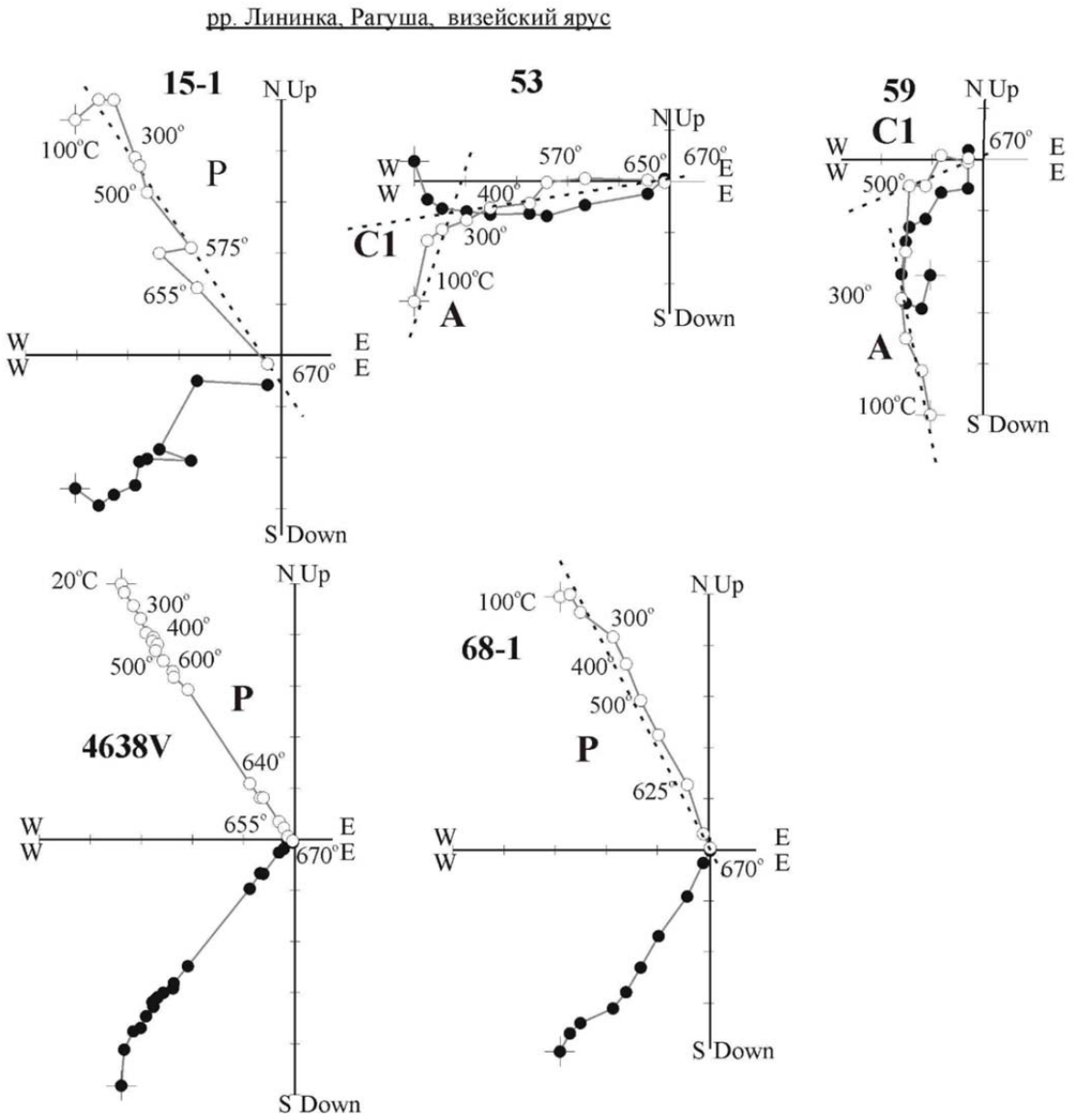


Рис.1. - Примеры ступенчатого терморазмагничивания образцов каменноугольного возраста. Диаграммы Зийдервельда приведены в стратиграфической системе координат, полые кружки – проекции векторов на вертикальную плоскость, залитые кружки – проекция векторов на горизонтальную плоскость. Штриховой линией показаны участки выделения компонент J_n, наименования компонент в соответствии с таблицей 1. Для построения диаграмм Зийдервельда использована программа Remasoft 3.0 [7].

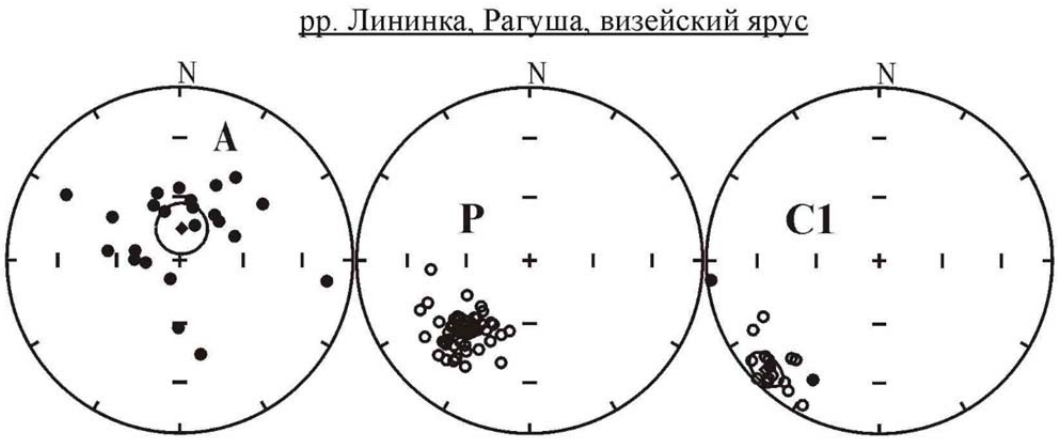


Рис.2. - Распределение направлений компонент естественной остаточной намагниченности после проведения чисток. Полые кружки – проекции векторов на верхнюю полусферу, залитые кружки – проекции векторов на нижнюю полусферу; распределение компоненты А приведено в географической, остальные компоненты J_n приведены в стратиграфической системе координат.

Список литературы

1. Геологическая карта СССР. Масштаб 1:200 000. Серия Тихвинско-Онежская, О-36-IV. М. Госгеолтехиздат. 1968
2. Форш Н. Н. Новые данные о строении окской толщи Боровического и Тихвинского районов и значение этого вопроса для проблемы С1. Изв. ЛГГГТ, № 2-3, 1935.с. 18-34.
3. Соколов Б. С. Материалы к стратиграфии и палеогеографии тихвинского карбона. Уч. Зап. ЛГУ. Сер. геологических наук выпуск 10.1959. № 268. с. 173-189.
4. Храмов А. Н. Рекогносцировочное палеомагнитное изучение некоторых разрезов нижнего карбона северной окраины Подмосковного бассейна/Палеомагнитные стратиграфические исследования. Тр. ВНИГРИ, вып.204, 1963, Л.: Гостоптехиздат, с.83-95
5. Иосифиди А. Г., Михайлова В. А. Палеомагнетизм каменноугольных отложений Русской платформы: переизучение старых коллекций// Физика Земли, 2017, № 3, с.139-154
6. Иосифиди А. Г., Михайлова В. А., Попов В. В., Сергиенко Е. С., Данилова А. В., Отмас Н. М. Каменноугольные отложения Московской синеклизы: палеомагнитные данные//ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2018, № 1, с. 172–186
7. Chadima, M., Hrouda, F. Remasoft 3.0 a user-friendly paleomagnetic data browser and analyzer. 2006.Travaux Géophysiques, XXVII, 20-21.
8. Храмов А. Н., Иосифиди А. Г., Попов В. В., Пятидесятилетие палеомагнитных исследований пермских отложений Донбасса: достоверность результатов. /Материалы Всероссийского семинара по палеомагнетизму и магнетизму горных пород/Отв. ред. В.П.Щербаков, Борок, 27-30 октября 2011 г. Ярославль: ООО "Сервисный центр". 2011.с.243-247.
9. Pisarevsky S. A. New edition of the global palaeomagnetic database. EOS Transactions. 2005. V. 66. P. 170.

Петромагнитные и гранулометрические характеристики четвертичных отложений опорного разреза Тологой (Бурятия, Россия)

А.Ю. Казанский[1,2], Г.Г. Матасова[3], А.А. Щетников[4,5,6], А.И. Филинов [4,5,6], М.А.Ербаева[5,7]

1 - Московский государственный университет («МГУ»), 119991, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, , Телефон: 79167459857, e-mail: kazansky_alex@mai;
2 – Геологический Институт РАН («ГИН»), 119991, Россия, г. Москва, Пыжевский пер. д.7
3 - Новосибирск, Институт нефтегазовой геологии и геофизики им.А.А Трофимука СО РАН («ИНГГСО РАН»), 630090, Россия, г. Новосибирск, Коптюга пр. д. 3, Телефон: 79319184144, e-mail: matasovagg@ipgg.sbras.ru
4 - Иркутск, Институт земной коры СО РАН («ИЗК СО РАН») 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, д 128, Телефон: 83952429756, e-mail: shch@crust.irk.ru, Телефон: : 83952429756, e-mail: filinov@crust.irk.ru
5 - Институт геохимии им. А.П.Виноградова СО РАН («ИГХ СО РАН»), Россия, 664033, г. Иркутск, а/я 9, ул. Фаворского, 1А
6 - Иркутский научный центр СО РАН («ИНЦ СО РАН»), РоссияЮ 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 134
7 - Геологический институт Сибирского отделения Российской академии наук («ГИН СО РАН») 670047, Россия, Республика Бурятия г.Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6а Телефон: 73012433013, e-mail: erbajeva@ginst.ru

Аннотация.

Приведены результаты комплексного (гранулометрического и петромагнитного) изучения четвертичных отложений опорного разреза Тологой (Забайкалье). Установлено, что разрез имеет более сложное строение, чем считалось ранее, в нем выделены новые горизонты ископаемых почв, не выявлявшиеся при геологическом описании. Уточнен литологический состав отложений и скорректированы границы отдельных слоев. По данным анизотропии магнитной восприимчивости сделана оценка направления и угла наклона древнего склона, на котором формировались осадки, а также преобладающие направления ветров в периоды накопления отдельных интервалов отложений. Исследованы корреляционные связи между петромагнитными и гранулометрическими характеристиками и установлен их переменный характер по разрезу, что позволило выявить участки разреза с относительно непрерывным осадконакоплением и участки с переменным режимом образования и/или размыва осадков.

Ключевые слова: петромагнетизм, гранулометрия, четвертичные отложения, Забайкалье, ископаемые почвы, осадконакопление.

Введение

Разрез Тологой (51º 45’ с.ш., 107º 29’ в.д.) расположен в Иволгинской впадине на левом берегу р. Селенги, к юго-западу от г. Улан-Удэ. Он является опорным не только для Западного Забайкалья, но и для всей Восточной Сибири в целом. В разрезе выделяется три стратиграфических уровня **[1]**: верхний (верхний плейстоцен), средний (средний-нижний плейстоцен) и нижний (верхний плиоцен). В основании разреза вскрываются красноцветные отложения, считающиеся стратотипом чикойской (тологойской) свиты **[1]**. В данной работе приводятся результаты петромагнитных и гранулометрических исследований двух верхних возрастных уровней и их палеоклиматическая интерпретация.

Методика исследований

Отбор образцов выполнен в интервале 0-20 м. Всего отобрано 89 ориентированных образцов (со средним интервалом 23 см) и 220 неориентированных проб через 5-10 см. В полевых условиях и на образцах измерена магнитная восприимчивость (X) и ее частотная зависимость (FD) (частоты 4.7 кГц, 0.47 кГц). Различные виды намагниченности (изотермическая намагниченность Ji, остаточная намагниченность насыщения Jr, намагниченность насыщения ферромагнетиков Jfer, намагниченность парамагнетиков Jpar) и коэрцитивные характеристики (коэрцитивная сила Bc и остаточная коэрцитивная сила Bcr) изучались на коэрцитивном спектрометре J-meter **[2]** в поле 700 мТл. При измерении магнитного гистерезиса оценивалось присутствие суперпарамагнитных зерен с помощью параметров Jrm-Jr и Xsp. Различные соотношения магнитных параметров использовались для уточнения и детализации магнитных свойств: показатели магнитной жесткости $S=Jr_{(-300)}/Jr$, $HIRM=(Jr_{(-300)}+Jr)/2$, где $Jr_{(-300)}$ – величина намагниченности обратным полем 300 мТл; Jpar/Ji – вклад парамагнетиков в общий магнетизм осадков; Bcr/Bc vs Jr/Ji – оценка доменного состояния (ДС) магнитных зерен; X/Jr, Xfer/Jfer – оценка эффективного размера магнитного зерна.

На ориентированных образцах измерялась анизотропия магнитной восприимчивости (АМВ). Все измерения выполнены по стандартным методикам **[3]** в Палеомагнитном центре ИНГГ СО РАН.

Гранулометрические исследования выполнялись на лазерном микроанализаторе частиц Microtrac X100 (ИНГГ СО РАН). Диапазон размеров частиц составляет от 704 мкм до 0.146 мкм, которые объединяются в 50 фракций, представленных в объемных процентах по каждому образцу. Диспергирование образцов проводилось путем ультразвуковой обработки. По классу крупности обломков и частиц в песчаную фракцию (>100 мкм), крупноалевритовую (50-100 мкм), мелкоалевритовую (10-50 мкм) и глинистую (< 10 мкм), согласно классификации Раукаса А.В. **[4]**. В составе глинистой выделена илистая фракция (< 2 мкм). Для каждого образца были определены моды распределения и рассчитаны средний размер зерна (Dcp), динамический фактор (F). Динамический фактор представляет собой отношение количества физического песка (сумма фракций >50 мкм) к количеству физической глины (сумма фракций <50 мкм) в образце. Параметр характеризует условия осадконакопления: при F>1 преобладает привнос обломочного материала из ближних и средних источников посредством волочения и сальтации (~до десятка км), что, скорее всего, имеет место в высокодинамичной среде при сильных порывистых ветрах; при F<1 поступление материала сокращается и поступает в виде воздушных аэрозолей, в основном, из дальних источников, преобладают постседиментационные преобразования осадков in situ.

Результаты исследований и их обсуждение

Геологическое описание разреза скорректировано по результатам гранулометрических исследований (рис.1), номера слоев приведены сверху вниз, слой 1 – современная почва ~50 см. Плейстоценовая толща представлена чередованием песков, супесей, легких и средних суглинков; суглинками представлены ископаемые почвы. Границы внутри слоев обозначают более дробное

деление на подслои, различающиеся текстурой, цветом, включениями. По величине динамического фактора (около 1) в разрезе выделено 5 ископаемых почв, из них верхняя (слой 3), слаборазвитая, мощностью ~ 40 см, визуальным обследованием отложений не фиксируется. Самая нижняя почва (слой 11), мощностью до 40-50 см, сильно денудирована, но она четко выделяется по цвету и текстуре при полевом описании. В этих палеопочвах средний размер зерна составляет 120-150 мкм . Три средние почвы (слои 5, 7, 9) хорошо развиты, большой мощности (от 0.8 до 2 м), представляют собой типичные палеопочвы, четко фиксируются как по полевым, так и по лабораторным исследованиям. В них Dcp варьирует между 73 и 88 мкм . Для сравнения Dcp во вмещающих отложениях меняется от 140 до 375 мкм .

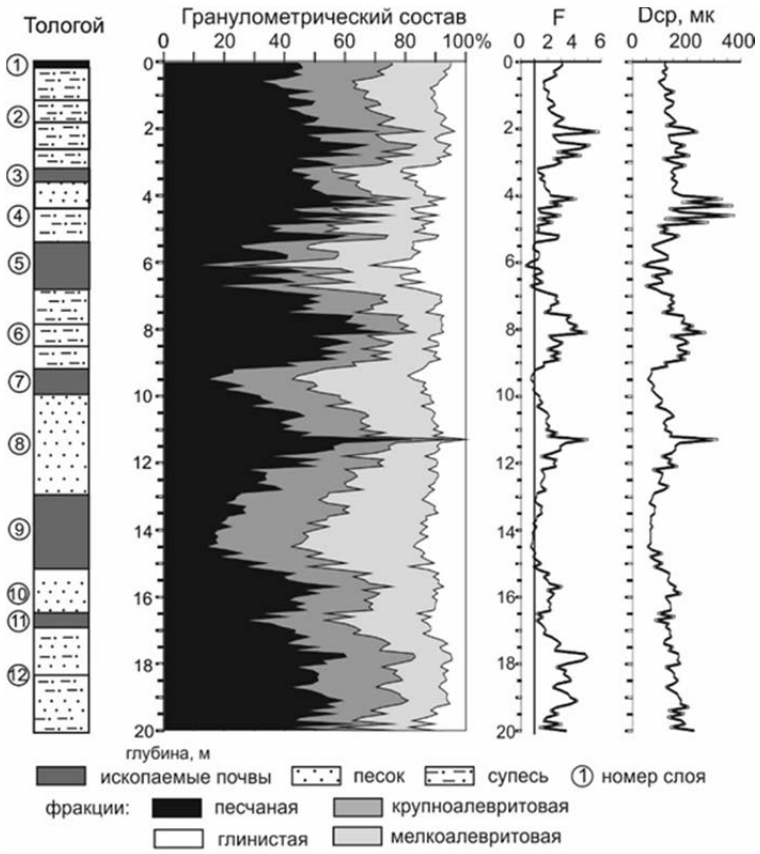


Рис.1. - Литостратиграфическое расчленение разреза Тологой и его гранулометрические характеристики.

Магнитные параметры, характеризующие магнитные свойства отложений, на рисунке 2 сгруппированы по принципу их поведения в палеопочвах: параметры, помещенные на рис.2 а, имеют пониженные значения в почвах, это концентрационно-зависимые параметры и оценки эффективного размера магнитного зерна. На рис. 2 б приведены магнитные характеристики с повышенными значениями в почвах, к ним относятся коэрцитивные параметры; оценки соотношения магнитомягких и магнитожестких минералов в магнитной фракции, а также парамагнитные характеристики.

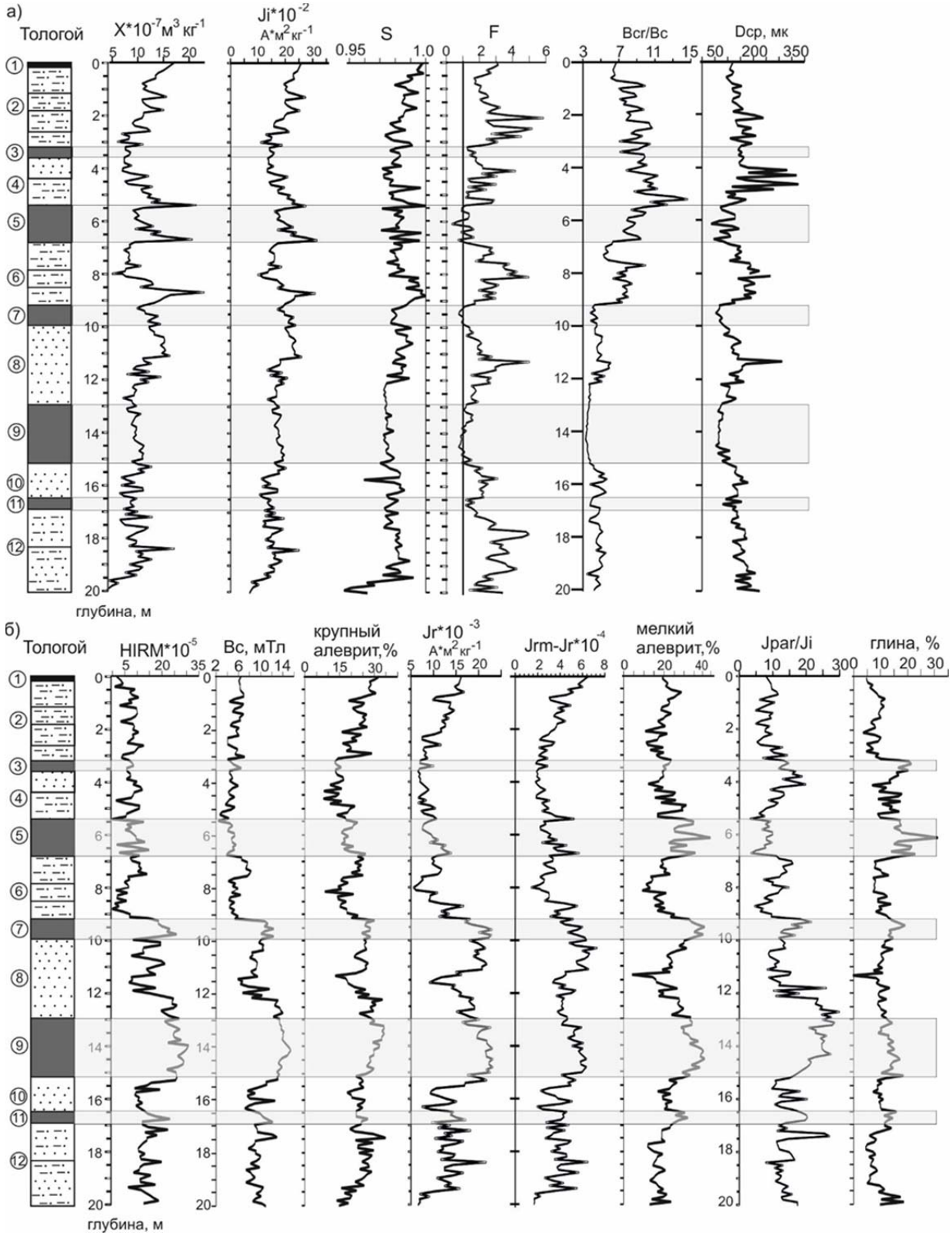


Рис.2. - Сравнение магнитных и гранулометрических характеристик отложений разреза Тологой.

Общая картина поведения магнитных характеристик свидетельствует, что разрез делится на две части, граница проходит в районе палеопочвы на глубине 9-10 м (слой 7), по некоторым параметрам (например, по концентрационно-зависимым X, Ji) – чуть ниже, в подпочвенном слое 8. Отложения верхней части разреза более крупнозернисты, характеризуются бóльшей концентрацией

магнитных минералов, особенно во вмещающих палеопочвы отложениях; более крупными магнитными зернами; большей изменчивостью магнитных характеристик. На границах и внутри слоев отмечены резкие скачки параметров. Осадки нижней части разреза, соответственно, менее магнитны, мелкозернисты, содержат гораздо бóльшее количество парамагнитных минералов (вклад парамагнетиков в общую намагниченность достигает 33% против максимально 20% в верхней части) и более магнитожесткие. Все эти параметры отражают смену условий осадконакопления. Об этой смене так же свидетельствуют данные о магнитной текстуре отложений, реконструируемой по эллипсоиду анизотропии магнитной восприимчивости (рис.3).

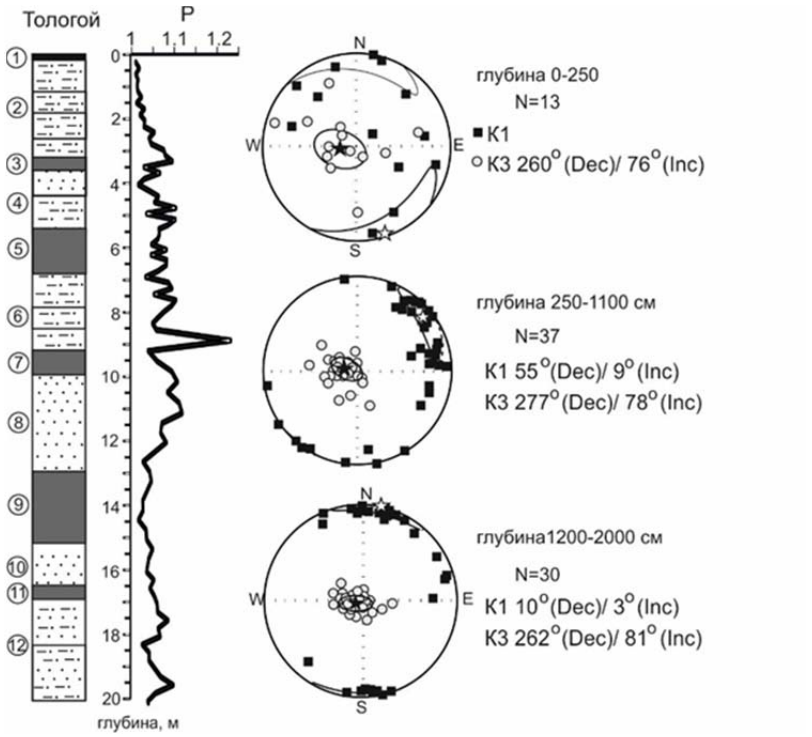


Рис.3. – Изменения степени анизотропии магнитной восприимчивости (P′) и магнитная текстура отложений разреза Тологой. Белая звездочка- среднее направление K1 (максимальной оси); черная звездочка – среднее направление K3 (минимальной оси).

Анизотропия, в целом, невелика, максимальное значение P′ (степень анизотропии **[5]**) составляет 1.21, в среднем P′ понижается в почвах и увеличивается во вмещающих отложениях. Магнитная текстура – плоскостная - типична для осадочных образований, в верхней части разреза (слои 1, 2) расположение магнитных зерен более хаотично, степень анизотропии значительно меньше (в среднем P′ не превышает 1.02). По параметрам магнитной текстуры возможно реконструировать положение древнего склона и направление действия основного фактора, формирующего отложения. Направление (В-З) и угол падения (~10º) склона не менялись на протяжении времени формирования изученной толщи, направление ветра менялось с С-Ю для нижней части разреза на ЮЗ-СВ для верхней части разреза. Самый верх (слои 2, 1) разреза (вероятно, голоценовые отложения) формировался под влиянием ветров СЗ-ЮВ, С-Ю направления.

Корреляционный анализ позволил обнаружить взаимосвязи между гранулометрическим составом и петромагнитными характеристиками отложений. Корреляционные коэффициенты рассчитаны для всего разреза в целом и для отдельных его частей с границей между 11 и 12 м.

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между петромагнитными и гранулометрическими параметрами.

Магнитные Параметры	Интервал глубин разреза								
	0-20 м			0-11 м			12-20 м		
	Гранулометрические фракции								
	крупный алеврит	мелкий алеврит.	алеврит	крупный алеврит	мелкий алеврит.	алеврит	крупный алеврит	мелкий алеврит.	алеврит
Jr	0.74	0.58	0.74	0.71	0.5	0.67	0.71	0.73	0.81
Bcr	0.5	-	0.53	-	-	-	0.64	0.74	0.79
Bc	0.75	0.52	0.69	0.67	-	0.62	0.68	0.83	0.86
Jrm-Jr	0.64	-	0.62	0.66	-	0.58	0.61	0.57	0.66
Jp	0.68	0.64	0.74	-	0.52	0.56	0.77	0.82	0.9

Различие между взаимосвязями изученных параметров наглядно видно на рис. 2 и в таблице 1, где приведены коэффициенты корреляции содержания алевритовых фракций и некоторых магнитных характеристик. В верхней части разреза корреляция существенно слабее и реже встречается, чем в нижней части. Также слабее либо отсутствует вовсе связь песчаной и глинистой фракций с магнитными характеристиками. Только в нижней части разреза содержание песчаной фракции прямо коррелирует только с размером магнитного зерна, глинистой – с показателями магнитной «жесткости» отложений.

Для выяснения причин слабой связи изученных параметров в верхней части разреза была проведена корреляция со «скользящим окном» в 1, 2 и 3 м. Все они показали близкие результаты. На рисунке 4 приведено изменение корреляционных коэффициентов с глубиной, на графики намеренно помещены кривые, отражающие слабую корреляцию или ее отсутствие в верхней части либо в целом по разрезу (рис.2, таблица 1). На графиках видно, что до глубины ~8.5 м коэффициенты корреляции имеют низкие значения и несколько раз меняют знак, что объясняет слабую общую связь между параметрами. И, наоборот, в нижней части разреза почти на всю глубину (до ~16 м) коэффициенты корреляции имеют высокие значения. Ослабление взаимосвязей наблюдается в районе ископаемых почв и в самой нижней части разреза (с ~ 17 м). Поскольку нарушение связей свидетельствует об изменении характера и/или степени влияния различных факторов осадконакопления, то на основании представленных данных можно предложить разделение разреза на 3 части, отделенные друг от друга значительными перерывами. Средняя часть, включающая слои (7, 8, 9, 10) формировалась достаточно цельной толщей, без существенных перерывов. Небольшие перерывы могут подразумеваться до и

после образования почв. Верхняя часть разреза полностью формировалась в режиме переменного осадконакопления либо денудации, об этом же свидетельствуют резкие скачки параметров на границе и внутри слоев.

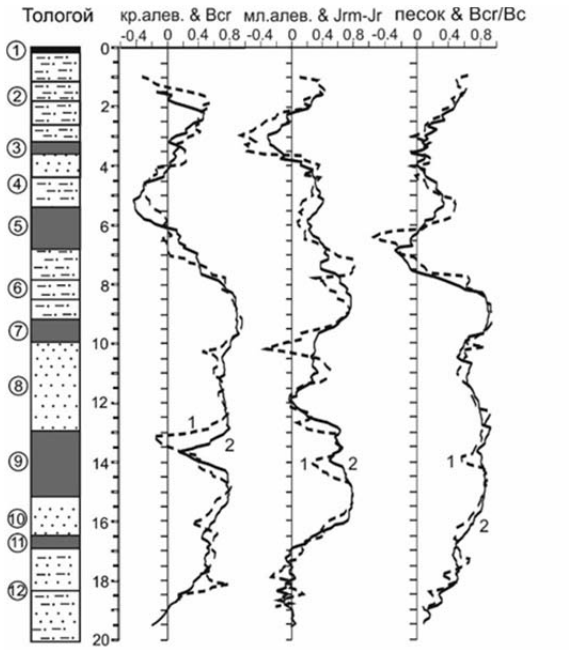


Рис.4. – Коэффициенты корреляции со «скользящим окном 2 м (кривая 1) и 3 м (кривая 2) между некоторыми гранулометрическими и петромагнитными характеристиками. Первая точка приписана к середине интервала.

Более дробное деление может предположить относительное непрерывное осадконакопление в голоцене (слои 2,1). В нижней части разреза, включая и почву (слой 11), характер взаимозависимостей не дает оснований для выводов относительно условий осадконакопления, но понятно, что они отличались от таковых для средней части разреза. Вероятно, на происхождение и преобразование отложений слоев 11, 12 прольет свет дальнейшее комплексное изучение осадков с увеличением глубины вскрышных работ.

Выводы

1) По комплексу гранулометрических и петромагнитных данных определен литологический состав отложений; выявлены горизонты ископаемых почв, не обнаруженные визуальным обследованием; скорректированы границы отдельных слоев и установлен их характер;

2) По данным анизотропии магнитной восприимчивости сделана оценка направления и угла наклона древнего склона, на котором формировались осадки, а также преобладающие направления ветров в периоды накопления отдельных интервалов отложений;

3) На основании результатов корреляционного анализа выделены участки разреза с относительно непрерывным осадконакоплением и участки с переменным режимом либо денудацией

(т. е. объем перерывов, скорее всего, многократно превышает объем накопленных и сохранившихся отложений).

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 18-05-00215, 16-05-00586 и 15-05-01858) и Министерства образования (грант № 2017-220-06-1656).

Список литературы

1. Алексеева Н.В. Эволюция природной среды Западного Забайкалья в позднем кайнозое (по данным фауны мелких млекопитающих. Москва, ГЕОС, 2005. - 141 с.
2. Jasonov P. G., Nurgaliev D. K., Burov B. V., Heller F. (1998) A modernized coercivity spectrometer // *Geologica Carpathica* V. 49. - P. 224-226.
3. Evans, M.E., Heller, F. Environmental Magnetism. New York: Academic Press, 2003. - 299 p
4. Раукас А.В. Классификация обломочных пород и отложений по гранулометрическому составу. - Таллин, Институт геологии АНЭССР, 1981. -24 с
5. Tarling D.H., Hrouda F. The magnetic anisotropy of rocks. - London: Chapman & Hall, 1993. - 217 p..

Петромагнитная классификация базитов восточного борта Тунгусской синеклизы

А.А. Киргуев[(1)], К.М. Константинов[(1,2)], А.Е. Васильева[(3)],

1 – Научно-исследовательское геологоразведочное предприятие («НИГП») АК «АЛРОСА» (ПАО), 678174, Россия, Республика Саха (Якутия), г. Мирный, Чернышевское шоссе, 16, Телефон: 89246152201, e-mail: KonstantinovKM@alrosa.ru;
2 – Институт земной коры («ИЗК») СО РАН, 664033, Россия, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 128, Телефон: 89648232019, e-mail: geologiaforever@mail.ru;
3 – Институт геологии алмаза и благородных металлов СО РАН, 677980, Россия, г. Якутск, пр. Ленина, 39, Телефон: 89142621156, e-mail: lexy_v@rambler.ru.

Аннотация.

В процессе своего становления базиты Тунгусской синеклизы, в силу физико-геологических законов формирования, образовали внутри тел (силлы, дайки и т.п.) петромагнитные таксоны (ПМТ), которые характеризуются определенными статистическими значениями плотностных и магнитных параметров. По характеру их распределения ПМТ подразделяются на петромагнитные группы (ПМГ) и петромагнитные неоднородности (ПМН). В свою очередь ПМТ составляют петромагнитные комплексы (ПМК), соответствующие магматическим фазам внедрения базитов. ПМТ позволяют более надежно районировать закрытые траппами территории Якутской алмазоносной провинции с целью разработки методики поисков коренных месторождений алмазов, а так же выделения аномалий структурного и трубочного типов над кимберлитовыми трубками на основе интерпретации материалов грави-магниторазведки.

Ключевые слова: Сибирская платформа, Тунгусская синеклиза, Якутская алмазоносная провинция, базиты, петромагнитная легенда, петромагнитные таксоны, группы и неоднородности

Введение

На заре алмазопоисковых работ кимберлитовые трубки обнаруживали по аномалиям «трубочного» типа в пределах открытых территорий. В настоящее время основные перспективы поисков коренных источников алмазов связаны с территориями развития пород трапповой формации, характеризующихся значительными разбросами значений физических параметров (плотностных и магнитных). В таких сложных физико-геологических условиях базиты Тунгусской синеклизы могут создавать ложные аномалии-помехи. В данной ситуации вероятность пропуска магнитных аномалий от кимберлитовых трубок под ними или заверка ложных аномалий дорогостоющим бурением достаточна высока. Поэтому применение грави-магниторозведки, как основного поискового метода, будет малоэффективно.

Многие исследователи считают, что выходом из создавшегося положения может служить петромагнитная легенда (ПМЛ) базитов. Как и любая схема, она должна строиться на конкретных принципах, понятиях, методах исследования и пр.

Принципы и понятия

Основным принципом петромагнитной классификации базитов является «принцип комплексирования геолого-геофизических методов» исследования, позволяющий однозначно интерпретировать результаты полевых и лабораторных наблюдений.

Петромагнитная классификация базитов Тунгусской синеклизы строится на общих закономерностях становления магматических комплексов. Известно [1], что формирование интрузивных тел траппов представляет собой сложный многостадийный процесс от внедрения расплава до полного затвердевания центральной части интрузии. На каждой стадии этого процесса расплав может претерпевать изменения, в физико-химическом отношении кардинально отличающие его от первичной или исходной магмы. Расплав, проникая пластообразно или же по трещинам в толщи осадочных пород, поднимая и прогибая пласты кровли и подошвы, создает и заполняет магматические камеры. Движение и застывание интрузии сопровождается как внутренними явлениями фракционирования и дифференциации магмы, так и внешним взаимодействием с вмещающими породами (контаминация). Естественно, такие изменения исходного расплава в процессе охлаждения отражаются в значениях физических свойств внутри образованного интрузивного тела (рис. 1). Такие области намагниченности базитов при однородных химических, петрографических и т. п. параметрах мы рекомендуем называть петромагнитными таксонами (ПМТ), которые являются основными элементами в терминологии ПМЛ [2]. В отличие от ранее известных классификаций таксоны траппов, магнитные характеристики которых изменяются в пространстве следует называть петромагнитными группами (ПМГ). В зависимости от этого количество ПМГ может быть многочисленным (но не бесконечным). Для них характерно кучное группирование векторов намагниченности (рис. 2).

ПМГ можно было бы не выделять из ПМТ, если бы на намагниченность пермориасовых базитов не сказались следующие геологические и физические факторы [2], а именно:

1. Многостадийность траппового магматизма во времени и его гипсометрическая (стратиграфическая) приуроченность. В принятой на вооружение геологами схеме выделено три фазы (табл. 1): 1 – интрузивная $\gamma\beta P_2$, 2 – вулканно-субвулканическая β_0-$\gamma\beta P_2$-T_1 и 3 – интрузивная $\gamma\beta T_1$ [3].

2. Многообразие форм проявления (дайки, силлы и др.), изменчивость минералогического, химического и петрографического составов [1].

3. Высокоширотные палеогеографическое и современное положения Сибирской платформы [4].

4. Инверсии магнитного поля Земли в момент внедрения базитов [4].

Сочетание двух последних факторов, согласно основополагающему принципу палеомагнитологии «Гипотезе центрального осевого диполя» [5], предопределило в траппах 250 млн. лет назад характерные крутые положительные и отрицательные направления векторов первичной естественной остаточной намагниченности (ЕОН). Воздействие современного магнитного поля и разнообразные взаимные пересечения базитовых фаз (табл. 1) в пространстве намного усложнили задачу по разработке ПМЛ восточного борта Тунгусской синеклизы. Как результат, оставались ПМТ, которые не подчинялись признакам ПМГ (рис. 4). Такие таксоны принято определять в качестве петромагнитных неоднородностей (ПМН) [2] – это ПМТ траппов, магнитные характеристики которых изменяются во времени. В настоящее время в пермо-триасовых базитах установлены ПМН четырех генетических типов: 1-й тип сформировался за счёт перемагничивания геомагнитным полем;

2-й тип - за счёт обжига базитов ранних фаз внедрения поздней интрузивной фазой; 3-й тип - в результате эффекта самообращения титаномагнетитов; 4-й тип - вследствие ударов грозовых разрядов.

Таблица 1. Схема развития траппов восточного борта Тунгусской синеклизы по [3]

№	Фаза	Фация	Петрографический состав
1	Интрузивная, $\gamma\beta P_2$ (бронирует водоразделы)	Пластовых и секущих интрузий	Долериты, оливиновые долериты, в зонах контакта толеитовые долериты, микродолериты, в шлирах габбро-долериты, ферро-габбро, гранофиры
2	Вулкано-субвулканическая, β_0-$\gamma\beta P_2$-T_1 (интрудирует P_2-C_1 отложения)	Туфовая	Туфы, ксенотуфы, пизолитовые туфы, туфопесчаники, туфоалевролиты
		Туффизитовая	Туфы, ксенотуфы, эруптивные брекчии переходных зон
		Бескорневых вулканов (жерловая)	Микродолериты, атаксивные микродолериты, эруптивные брекчии (кластолавы)
		Пластовых и секущих интрузий	Долериты, оливиновые долериты, в эндоконтактах – толеитовые долериты и микродолериты, часто миндалекаменные, иногда стекловатые разности, в шлирах габбро-долериты
3	Интрузивная, $\gamma\beta T_1$ (интрудирует породы PZ_1 цоколя)	Пластовых и секущих интрузий	Долериты, микродолериты (эндоконтакт), габбро-долериты трахитоидного облика

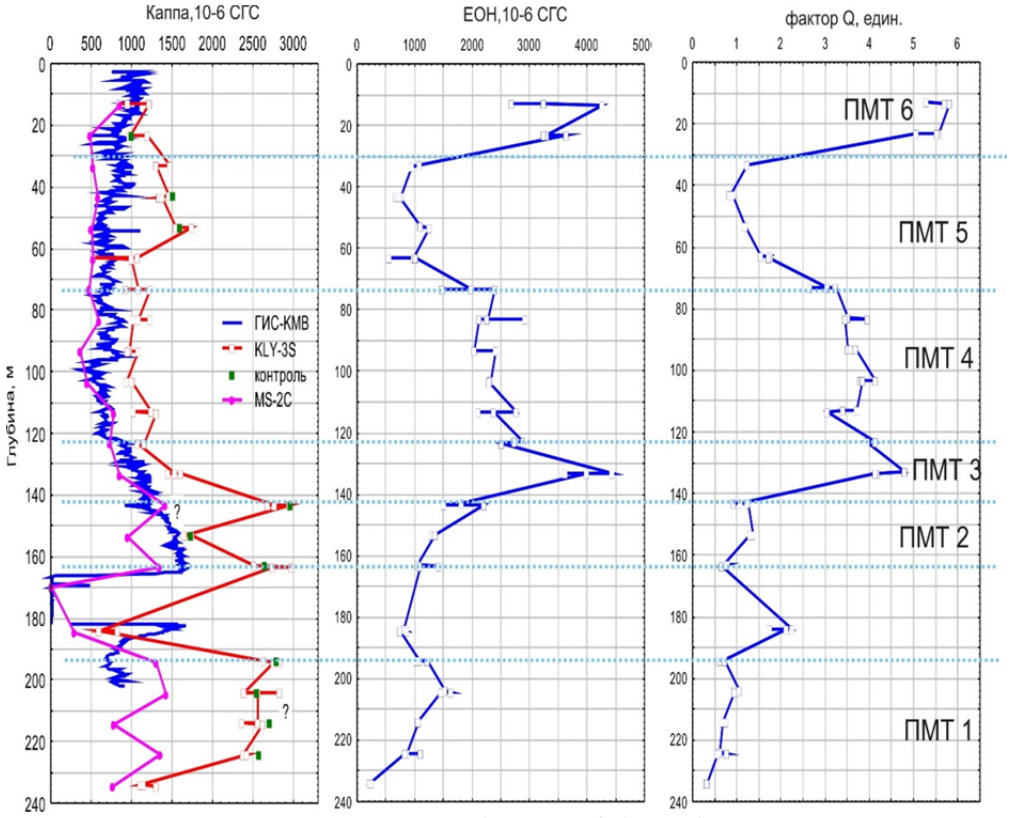


Рис. 1. Принципиальная схема выделения ПМТ базитов. Объект Алакит-Моркокинский, скв. 5777.

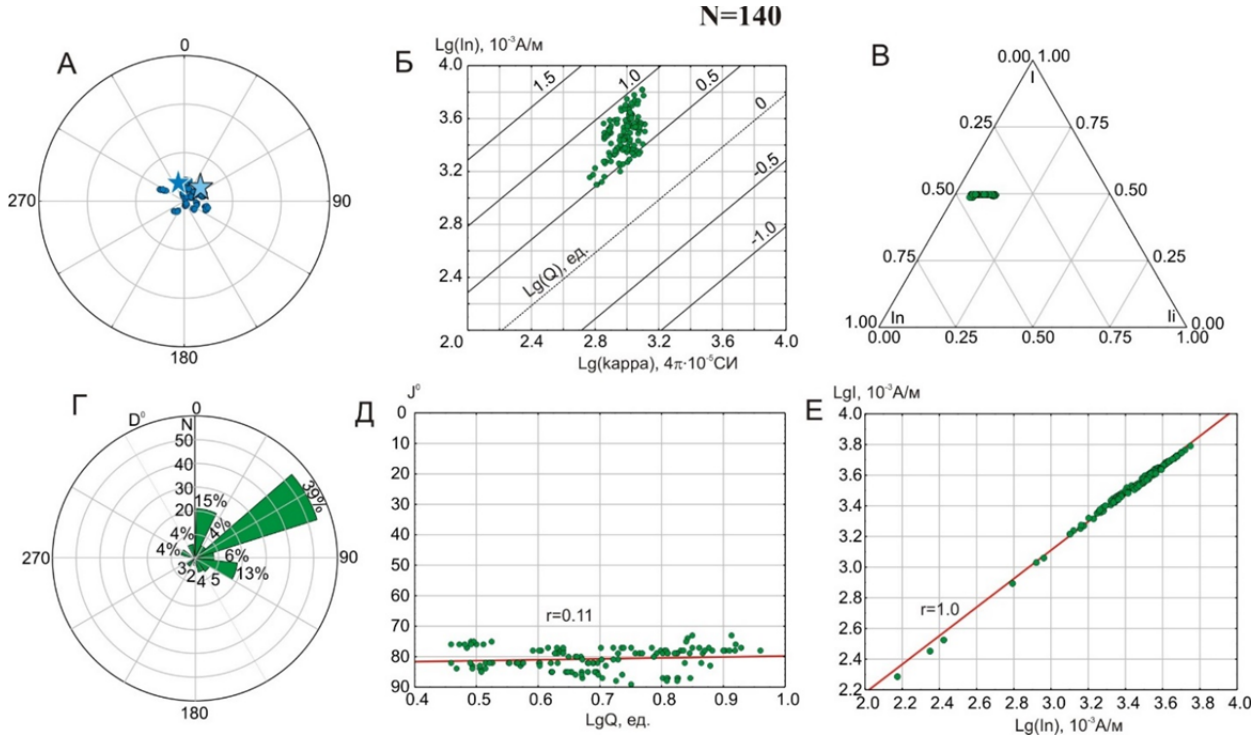


Рис. 2. Распределение магнитных параметров в ПМГ (долериты 2 фазы, трубка Айхал). А – стереограмма векторов суммарной намагниченности I; синие (красные) кружочки – проекции векторов I на положительную (отрицательную) полусферу; звездочки – древнее **Hp** (голубая/красная) на момент формирования траппов (прямая/обратная полярность) и современное **H** (синяя) направления магнитного поля. Б – график зависимости In–æ–Q. В – тернарный график In–Ii–I. Г – гистограмма склонений D векторов **I** (в полярной системе координат). Д – график зависимости наклонений J векторов **I** от фактора Q. Е – график зависимости величины I от фактора Q.

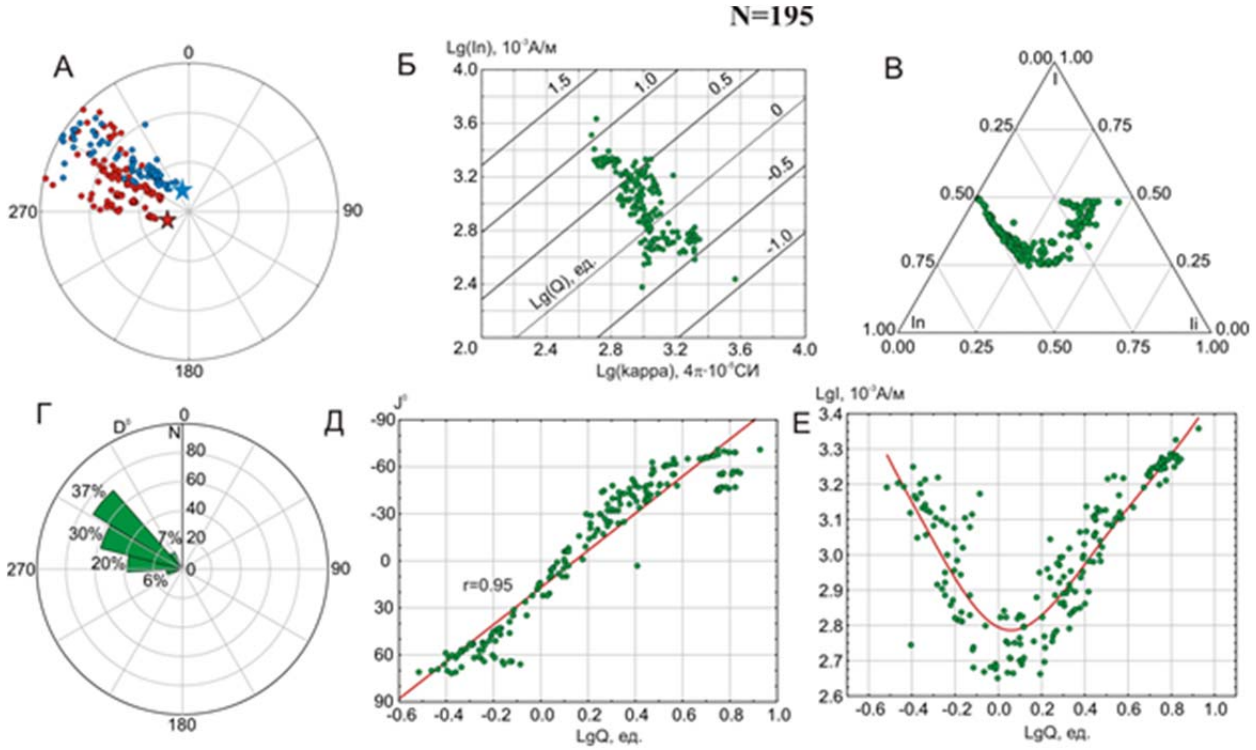


Рис. 3. Распределение магнитных параметров в ПМН 1 типа (долериты 3 фазы, трубка Сытыканская). Пояснения см. на рис. 2.

Методы исследований

Опыт работ по разработке ПМЛ показал, что классификация ПМТ требует комплексного подхода к решению этой проблемы. Все зависит от качества полевых работ по отбору ориентированных образцов из разных фаз базитового магматизма (рис. 4). Комплекс включает не только аналитические, геохронологические, петрофизические (магнитная восприимчивость æ, вектор ЕОН, фактор Q) методы, но и магнито-минералогические параметры (гистерезисные, точки Кюри), описывающие состав и структуру ферримагнитных минералов горных пород. Огромное значение в определении природы ПМТ представляют палеомагнитные исследования, основанные на «Гипотезе фиксации» и «Гипотезе сохранения» горными породами векторов ЕОН [5], поскольку устанавливают место и время внедрения базитов. С этой целью в лаборатории петрофизических исследований НИГП АК «АЛРОСА» (ПАО) используется специальные аппаратура и оборудование. Все полученные результату измерений вносятся в петрофизическую БД [6]. Так же разработан пакет компьютерных программ, позволяющих оперативно проводить расчеты и интерпретацию полученных петрофизических материалов.

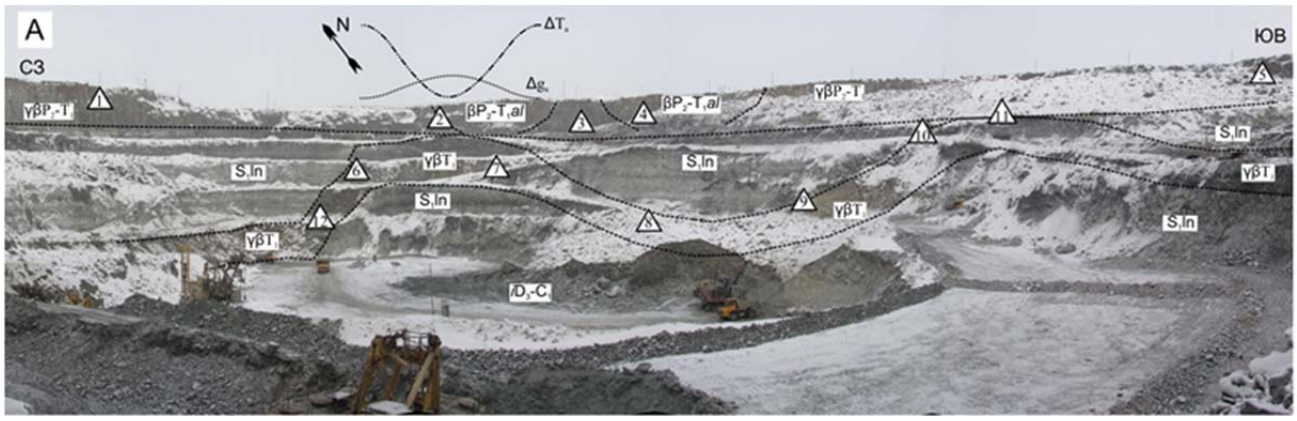


Рис. 4. Схема отбора базитов второй (β_0-$\gamma\beta P_2$-T_1) и третьей ($\gamma\beta T_1$) фаз внедрения в карьере месторождения кимберлитовой трубки Комсомольская: штриховая линия – геологические границы траппов; треугольники – изученные обнажения и их номера.

Результаты работ

В результате комплексных исследований составлена таблица «Условных обозначений», в которой каждая субфация базитового магматизма (долеритовая, микродолеритовая, прикондактовая, туфовая и др.) получила свое петрофизическое описание – средние значения æ, вектора ЕОН и фактор Q. Вынесенные на график фигуративные точки образовали достаточно обособленные области распределения этих параметров (рис. 5), которые целесообразно использовать для идентификации ПМТ базитов [7].

Выводы и рекомендации

Разработанная ПМЛ позволяет классифицировать базиты восточного борта Тунгусской синеклизы по фазам внедрения с достаточно высокой степенью вероятности. С помощью ПМТ

базитов можно более корректно формировать физико-геологические модели коренных месторождений алмазов на территориях 4-5 геотипов, что положительно сказывается на их поисках геофизическими методами.

В качестве рекомендации предлагается использование керноскопа, для отбора ориентированных образцов непосредственно из скважин. В дальнейшем необходим переход на скважинную версию векторного магнитометра с целью получения непрерывной магнитной записи пород верхней части разреза в стволе скважины и определения местоположения кимберлитовой трубки в пространстве.

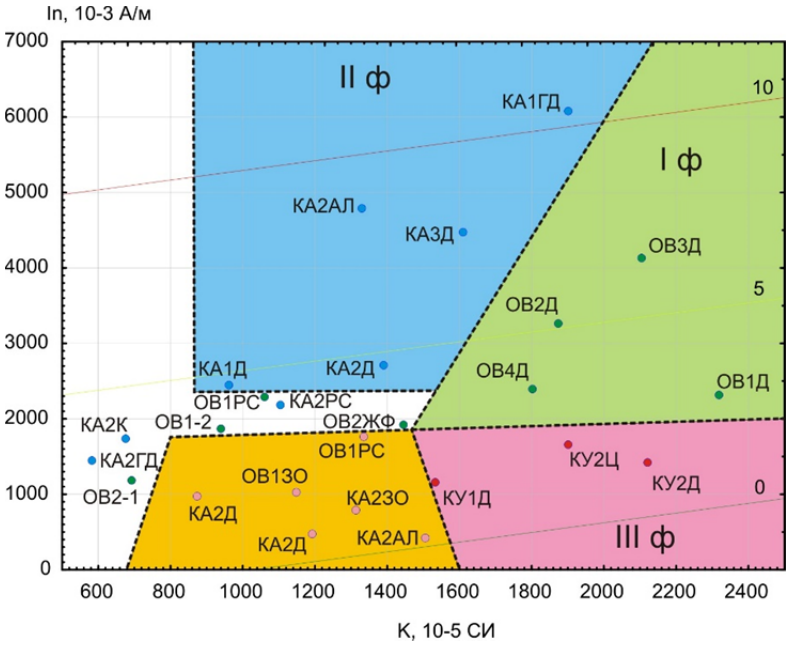


Рис. 5. Схема петромагнитной классификации долеритовой субфации верхнеалакитской вулкано-интрузивной ассоциации восточного борта Тунгусской синеклизы. Фигуративные точки: ОВ, КА и КУ – соответственно, оленек-велингнинский (I фаза), катангский (II фаза) и кузьмовский (III фаза) интрузивные комплексы.

Благодарности

Работы выполнены при финансовой поддержке АК «АЛРОСА» (ПАО).

Список литературы

1. Кокс К.Г., Белл Дж.Д., Панкхерст Р.Дж. Интерпретация изверженных горных пород. М.: Недра, 1982. - 414 с.
2. Константинов К.М. Магнетизм кимберлитов и траппов зоны сочленения Вилюйской и Тунгусской синеклиз Сибирской платформы / Иркутск, ИГУ. 2014. - 368 с.
3. Томшин М.Д., Лелюх М.И., Мишенин С.Г., Сунцова С.П., Копылова А.Г., Убинин С.Г. Схема развития траппового магматизма восточного борта Тунгусской синеклизы / Отечественная геология № 5, 2001. С. 19-24.
4. Kravchinsky V.A., Konstantinov K.M., Courtillot V., Savrasov J.I., Valet J-P., Cherniy S.D., Mishenin S.G., Parasotka B.S. Paleomagnetism of East Siberian traps and kimberlites: two new poles and paleogeographic reconstructions at about 360 and 250 Ma / Geophys. J. Int. (2002) № 48. p. 1-33.
5. Храмов А.Н. Палеомагнитология / Храмов А.Н., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А., Писаревский С.А., Погарская И.А., Ржевский Ю.С., Родионов В.П., Слауцитайс И.П. // Л.: Недра, 1982. - 312 с.
6. Константинов К.М., Забелин А.В., Константинов И.К., Яковлев А.А., Киргуев А.А. Развитие петромагнитной базы данных Восточной Сибири / Нерюнгри: Изд-во Технического института (ф) СВФУ, 2015. – С. 87-94.
7. Киргуев А.А., Константинов К.М. Петромагнитные таксоны как отражение эволюции базитового магматизма (на примере восточного борта Тунгусской синеклизы) / Материалы V Всероссийской научно-практической конференции с международным участием, посвященной 50-летию Алмазной лаборатории ЦНИГРИ-НИГП АК «АЛРОСА» (ПАО) – Мирный, 2018. С. 276-2

Палеомагнетизм кимберлитов и базитов северо-востока Сибирского кратона

И.К. Константинов[(1)], К.М. Константинов[(1,2)], М.Д. Томшин[(3)], Д.П Гладкочуб[(1)], А.А. Яковлев[(1)],А.Е. Васильева[(3)]

1 – Научно-исследовательское геологоразведочное предприятие («НИГП») АК «АЛРОСА» (ПАО), 678174, Россия, Республика Саха (Якутия), г. Мирный, Чернышевское шоссе, 16, Телефон: 89246152201, e-mail: KonstantinovKM@alrosa.ru;
2 – Институт земной коры («ИЗК») СО РАН, 664033, Россия, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 128, Телефон: 89648232019, e-mail: geologiaforever@mail.ru;
3 – Институт геологии алмаза и благородных металлов СО РАН, 677980, Россия, г. Якутск, пр. Ленина, 39, Телефон: 89142944220, e-mail: tmd@diamond.ysn.ru.

Аннотация.

В пределах Молодо-Попигайской зоны разломов получены палеомагнитные данные по дайкам умеренно-щелочных долеритов молодо-уджинского интрузивного комплекса среднего палеозоя $\tau\beta PZ_2mu$, дайкам и силлам долеритов молодинского интрузивного комплекса раннего мезозоя βP_2-T_1ml, а также кимберлитам дайки Великан и трубок Обнаженная и Русловая.

Ключевые слова: Сибирский кратон, Молодо-Попигайская зона разломов, средний палеозой, ранний мезозой, кимберлитовые тубки, дайки и силлы долеритов, палеомагнетизм

Введение

При поисках коренных месторождений алмазов на северо-востоке Сибирского кратона огромное значение имеет информация о петрогеохимическом составе, петрофизических, палеомагнитных и др. свойствах слагающих район структурно-вещественных комплексов (СВК). Эти данные могут быть полезными для изучения геологического строения территории, заверке магнитных аномалий на основе интерпретации геофизических материалов и т.п.

Краткий анализ геолого-геохимической изученности

Магматические образования основного состава северо-востока Сибирского кратона представлены двумя возрастными группами (рис. 1 А, Б). Возрастная принадлежность базитов одной из этих групп к пермотриасовым траппам не вызывает сомнения. Они прорывают кембрийские и нижнепермские отложения и несогласно перекрываются осадками нижней юры, в базальных горизонтах которой наблюдаются галька долеритов. Более того, пластовая интрузия, располагающаяся в междуречье р. Маас-Юряха и р. Далдын по петрографическим и геохимическим признакам аналогична Сектеляхскому силлу, для которого K-Ar методом определен пермо-триасовый возраст. Химический состав долеритов даек и силла (рис. 2 А) не отличается за исключением окиси титана (его доля в дайках выше) и окиси магния (количество MgO в дайках ниже). В тоже время, пермотриасовые базиты в целом четко отличаются от среднепалеозойских долеритов практически по всем элементам и прежде всего по содержанию TiO_2, P_2O_5, K_2O и общего железа. Согласно данных классификационной диаграммы, рассматриваемые пермотриасовые базиты – классические толеиты

Сибирской платформы и резко отличаются от габбро-долеритов среднепалеозойских даек сформированных субщелочным толеитовым расплавом.

Возраст долеритов второй группы менее определен. В основной массе данные дайки располагаются среди верхнерифейских и нижнекембрийских отложений и перекрыты отложениями перми. На основании сказанного можно говорить о до пермском возрасте даек долеритов второй группы. Учитывая петрографическое и геохимическое подобие долеритовых даек второй группы и долеритов даек известных в нижнем течении р. Куойки (та же магмаподводящая зона), по которым установлен девонский возраст [1, 2], можно, с определенной долей условности, говорить так же об их среднепалеозойском времени становления. Исследуемые габбро-долериты отличаются весьма высокими содержаниями K_2O, P_2O_5 и TiO_2 (рис. 2 А). Последний в 1.5 – 2 раза выше этих данных в долеритах данной возрастной группы, в других регионах Сибирской платформы. Все остальные элементы вблизи таковым как в девонских базитах Вилюйско-Мархинского дайкового пояса, так и в дайках р. Куойки. Базитовый расплав, сформировавший среднепалеозойские объекты имеет калиевую специализацию. Согласно классификационной диаграммы SiO_2 – Na_2O+K_2O он принадлежит к субщелочным толеитам.

Таким образом, становление магматитов района контролировалось Молодо-Попигайской системой разломов, ведущим из которых является Куойский глубинный разлом. Именно с ним в пермотриасовое время связано поступление огромных объемов базитовых магм и формирование протяженных площадных силлов траппов. Дайки долеритов девонского (?) возраста связаны с формированием в среднепалеозойское время Кютюнгдинского грабена. В частности, вдоль его юго-западного борта возникла серия параллельных расколов, по ряду которых поступил магматический расплав основного состава.

А Б В



Рис. 1. Объекты палеомагнитных исследований Молодо-Попигайской зоны разломов. Дайки долеритов молодинского (А) и молодо-уджинского (Б) интрузивных комплексов, кимберлитовая трубка Обнаженная (В). Фото К.М. Константинова.

Кимберлиты (рис. 1 В) Куойского поля содержат ксенолиты вышеописанных базитов и вмещающих пород с мезозойской фауной. Учитывая абсолютные датировки, процессы кимберлитовнедрения протекали в юрское время [3].

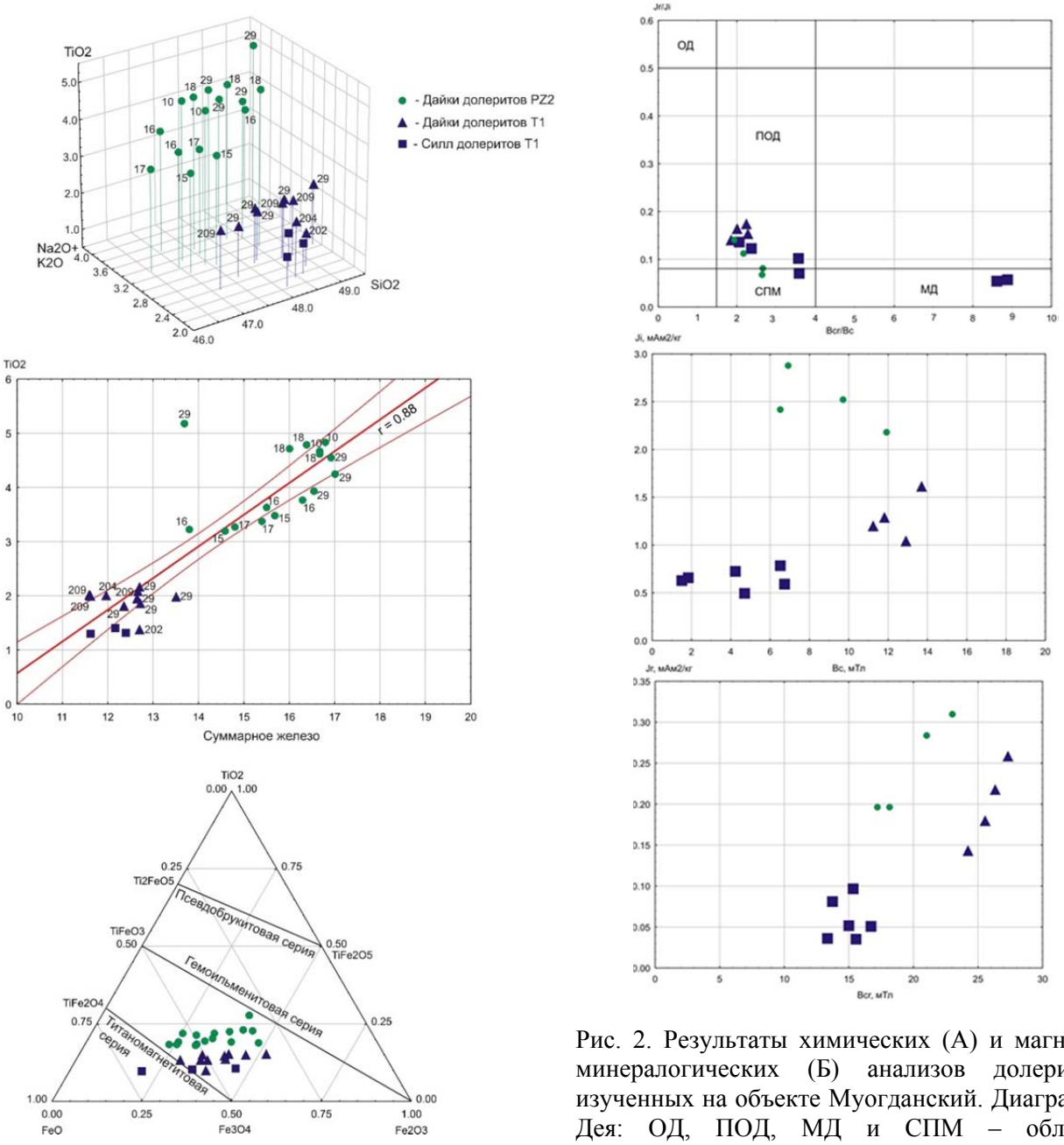


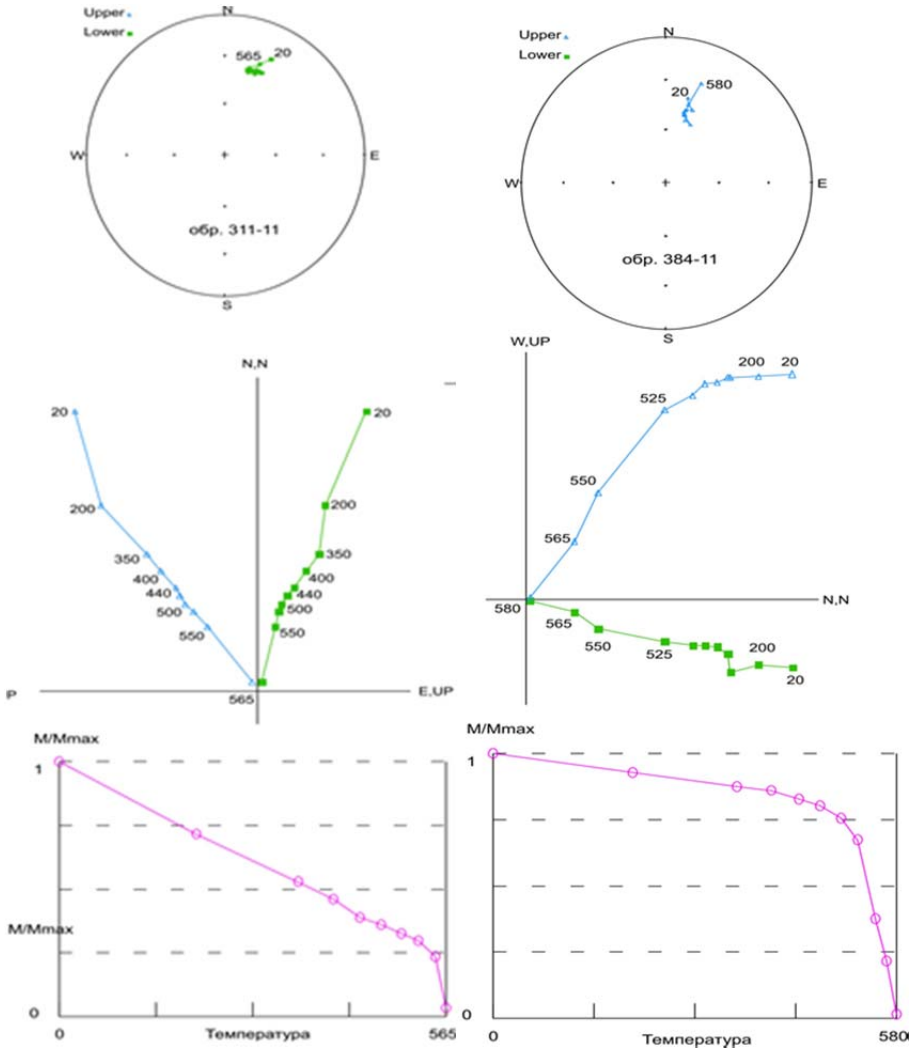
Рис. 2. Результаты химических (А) и магнито-минералогических (Б) анализов долеритов, изученных на объекте Муоганданский. Диаграмма Дея: ОД, ПОД, МД и СПМ – области распределения одно-, псевдо-, многодоменных и суперпарамагнитных частиц.

Результаты работ

Примеры лабораторных пошаговых размагничиваний образцов температурой показаны на рис. 3. Как правило, изученные магматиты характеризуются простым компонентным составом векторов естественной остаточной намагниченности (ЕОН). По результатам компонентного анализа практически на всех объектах установлены векторы характеристической ЕОН, вероятнее всего первичной природы (рис. 4 А, табл. 1). Рассчитанные по ЕОН виртуальные геомагнитные полюсы

сопоставлены с траекторией кажущеяся миграции полюса (ТКМП) Сибири (рис. 4 Б) свидетельствуют о продолжительности развития во времени процессов тектоно-магматической активизации, чем это было принято ранее: от ордовика до поздней юры.

А Б



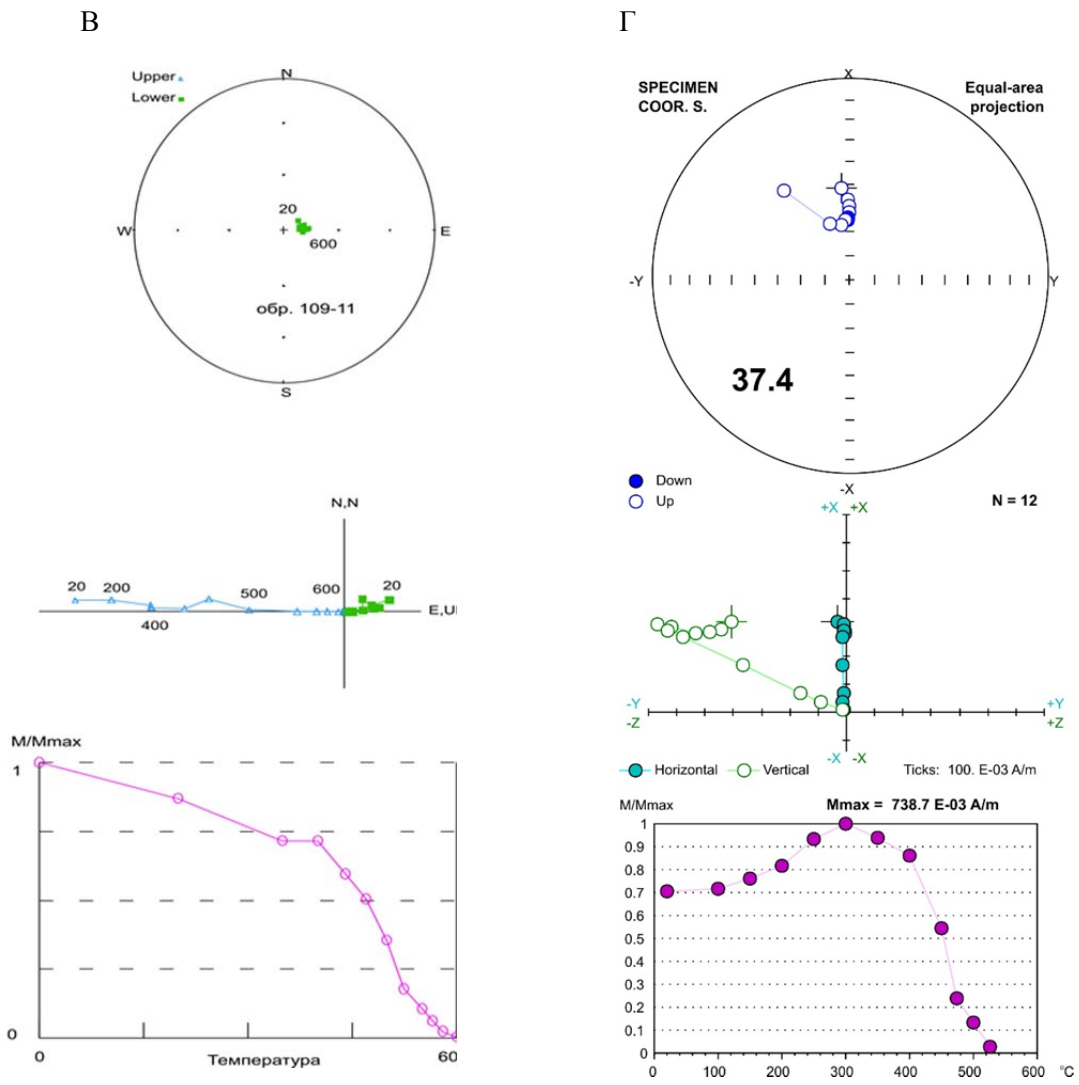


Рис. 3. Примеры лабораторных экспериментов по размагничиванию температурой долеритов молодо-уджинского, обн. 22-11 (А), обн. 25-11 (Б), молодинского обн. 11-11 (В) интрузивных комплексов и кимберлитов дайки Великан (Г). Стереограмма: синие/зеленые фигурки – проекции векторов ЕОН на верхнюю/нижнюю полусферы. Диаграмма Зийдервельда: синие/зеленые линии – проекции векторов ЕОН на вертикальную/горизонтальную плоскость.

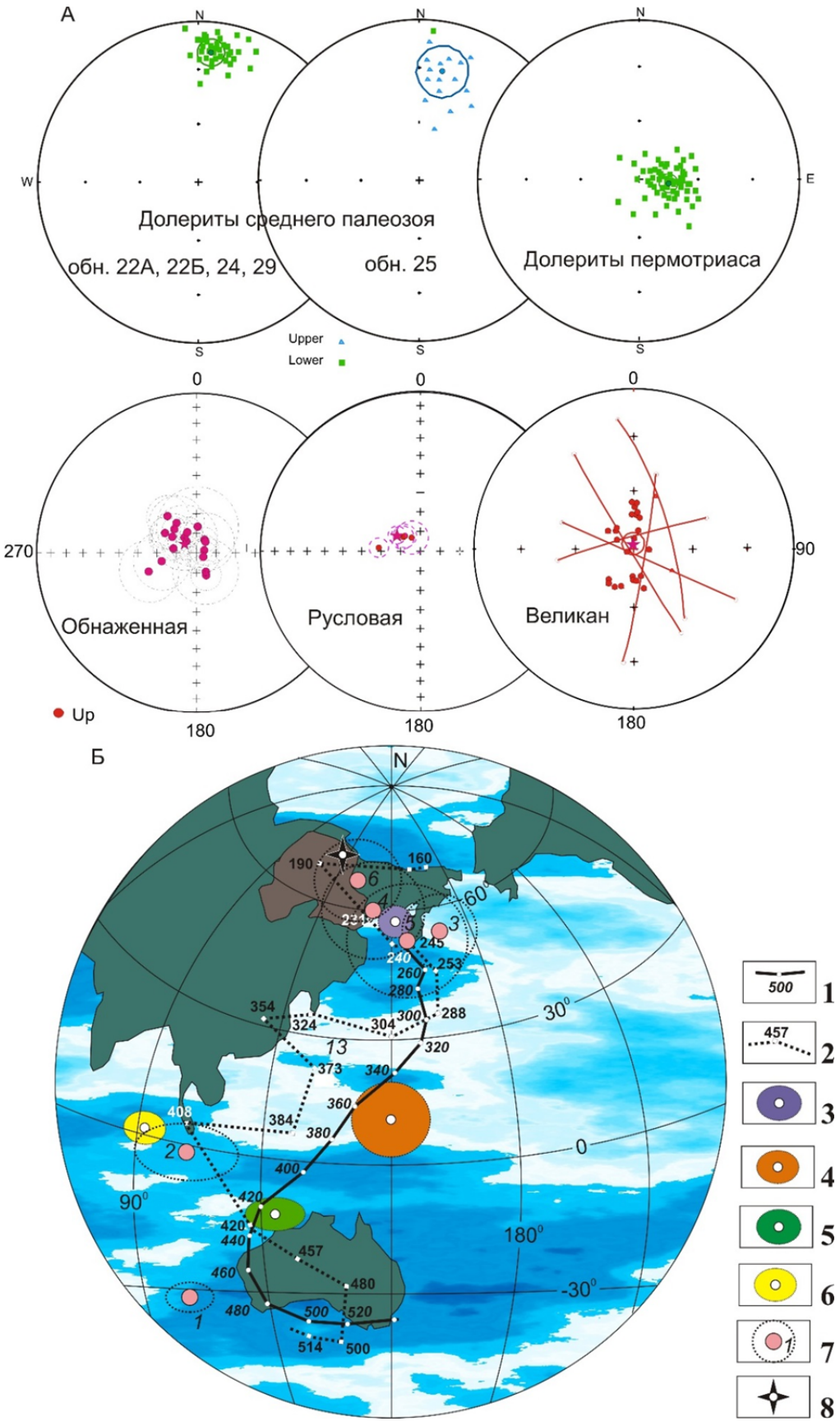


Рис. 4. Палеомагнитные направления (А) и полюсы (Б) кимберлитов и базитов р. Куойка. ТКМП Сибирской платформы по 1 - [4] и 2 - [5]. Палеомагниные полюсы с овалами доверия 95 %: 3 - пермотриаса [6]; 4 – 7 - среднего палеозоя по 4 – [6]; 5 - [7]; 6 – аппаинская свита [8]; 7 – настоящие исследования (номера полюса соответствуют табл. 1); 8 – район работ.

Таблица 1. Палеомагнитные направления и полюсы СВК Молодо-Попигайской зоны разломов

№ пп	Индекс	n	Палеомагнитное направление				Виртуальный геомагнитный полюс			
			Dcp,°	Jcp,°	k, ед.	α_{95}, °	Ф,°	Λ,°	dp/dm,°	fm,°
Базиты										
1	$\tau\beta PZ_2mu$	48	9.7	27.1	12.2	6.1	-33.4	98.7	3.5/6.6	14
2	$\tau\beta PZ_2mu$	16	17.5	-33.0	8.1	13.8	-0.4	103.4	8.9/15.7	18
3	βP_2-T_1ml	83	98	75	6.2	6.8	54.0	173.2	11.3/12.4	62
Кимберлиты										
4	Обнажен-ная	57	306.7	-82.6	38.4	5.8	59.6	143.9	11.1/11.3	75
5	Русловая	19	298.6	-77.4	13.9	8.6	52.7	156.7	15.1/16.1	66
6	Великан	21	336.1	-87.2	21.2	5.6	65.3	125.9	11.1/11.2	84

Примечание. n – количество образцов, участвующих в статистике. Палеомагнитный полюс: широта – Ф, долгота – Λ, доверительные интервалы - dp/dm и палеоширота - fm.

Выводы

Получены новые виртуальные геомагнитные полюсы по кимберлитовым трубкам Обнаженная и Русловая и дайке Великан, базитам молодинского и молодо-уджинского интрузивных комплексов, которые могут быть использованы для уточнения ТКМП Сибирского кратона и геодинамических реконструкций.

Благодарности

Работы выполнены при финансовой поддержке АК «АЛРОСА» (ПАО).

Список литературы

1. Олейников Б.В., Савинов В.Т., Колосова Г.И., Сукнева Л.С. Петрология и геохимия Молодинской магмоподводящей зоны южного склона Оленекского поднятия // Геология, петрография и геохимия магматических образований северо-востока Сибирской платформы. – Якутск, 1976, с. 85-107.
2. Томшин М.Д. Ксенолиты траппов из кимберлитовой трубки Обнаженная // Магматические образования северо-востока Сибирской платформы. – Якутск, 1975, с..147-157.
3. Зайцев А.И., Смелов А.П. Изотопная геохронология пород кимберлитовой формации Якутской провинции. Якутск: Офсет, 2010. - 108 с.
4. Печерский Д.М., Диденко А.Н. Палеоазиатский океан: петромагнитная и палеомагнитная информация о его литосфере. М.: ОИФЗ РАН, 1995. 298 с.
5. Храмов А.Н. Стандартные ряды палеомагнитных полюсов для плит северной Евразии: связь с проблемами палеогеодинамики территории СССР. В кн. Палеомагнетизм и палеогеодинамика территории СССР. Труды ВНИГРИ, Л. 1991. 125 с.
6. Kravchinsky V.A., Konstantinov K.M., Courtillot V., Savrasov J.I., Valet J-P., Cherniy S.D., Mishenin S.G., Parasotka B.S. Paleomagnetism of East Siberian traps and kimberlites: two new poles and paleogeographic reconstructions at about 360 and 250 Ma / Geophys. J. Int. (2002) № 48. p. 1-33.
7. Константинов К.М., Стегницкий Ю.Б. Позднесилурийская-раннедевонская естественная остаточная намагниченность кимберлитов и траппов Якутской алмазоносной провинции. Доклады АН. Т. 442, № 3, 2012. С. 394-400.
8. Константинов К.М., Томшин М.Д., Ибрагимов Ш.З., Хузин М.З., Константинов И.К., Яковлев А.А., Артёмова Е.В. Петро- и палеомагнитные исследования базальтов аппаинской свиты верхнего девона (Западная Якутия) // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 4. С. 593–623. doi:10.5800/GT-2016-7-4-0224.

Петро- и палеомагнитные исследования докимберлитовых даек долеритов месторождений алмаза трубок Мир и Нюрбинская (Якутская алмазоносная провинция)

К.М. Константинов[1,2], Ш.З. Ибрагимов[3], И.К. Константинов[2], А.А. Яковлев[1], А.А. Киргуев[1], М.Д. Томшин[4]

1 – Научно-исследовательское геологоразведочное предприятие («НИГП») АК «АЛРОСА» (ПАО), 678174, Россия, Республика Саха (Якутия), г. Мирный, Чернышевское шоссе, 16, Телефон: 89246152201, e-mail: KonstantinovKM@alrosa.ru;
2 – Институт земной коры («ИЗК») СО РАН, 664033, Россия, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 128, Телефон: 89648232019, e-mail: geologiaforever@mail.ru;
3 – Институт геологии и нефтегазовых технологий Казанский (Приволжский) федеральный университет 420111, г. Казань, ул. Кремлевская, 4/5, Телефон: 89600347640, e-mail: Shamil.Ibragimov@kpfu.ru;
4 – Институт геологии алмаза и благородных металлов СО РАН, 677980, Россия, г. Якутск, пр. Ленина, 39, Телефон: 89142944220, e-mail: tmd@diamond.ysn.ru.

Аннотация.

Полученные палеомагнитные данные по среднепалеозойским дорудным дайкам долеритов Вилюйско-Мархинской зоны разломов, изученным на месторождениях алмаза кимберлитовых трубок Мир и Нюрбинская Якутской алмазоносной провинции (ЯАП), свидетельствуют о существовании значительного перерыва во-времени между этапами их внедрением. Палеомагнитное датирование показало, что внедрение мирнинской и нюрбинских даек происходило в разное время, соответственно, 380 млн лет (поздний девон) и 420 млн лет (поздний силур-ранний девон). Первый соответствует аппаинскому событию – времени излияния базальтов (фран, 375-385 млн лет) и хорошо согласуется с данными абсолютного возраста прорывающих дайку кимберлитов трубки Мир (фамен, 360-375 млн лет). Палеомагнитная дата второго практически совпадает с полюсами кимберлитовых трубок Нюрбинская и Ботуобинская, что свидетельствует о незначительной разнице во времени их внедрения. Полученные данные подтверждают существование на территории ЯАП в среднем палеозое двух эпох кимберлитовнедрения: позднесилурийской-раннедевонской (S_2-D_1) и позднедевонской-раннекарбоновой (D_3-C_1).

Ключевые слова: Сибирский кратон, Якутская алмазоносная провинция, Вилюйско-Мархинская зона разломов, средний палеозой, трубка Мир, трубка Нюрбинская, кимберлиты, дайки долеритов, палеомагнетизм

Введение

Одним из важных вопросов, связанных с успешным решением проблемы поисков кимберлитовых тел Якутской алмазоносной провинции (ЯАП), является изучение возрастных взаимоотношений кимберлитового и базитового магматизма в пределах рудоконтролирующей Вилюйско-Мархинской зоны разломов (ВМЗР). В ходе многолетних геологических изысканий установлена общая последовательность внедрения магматитов: субщелочные габбро-долериты (дотрубочные базиты) - кимберлиты - щелочные базиты (посттрубочные базиты) [1]. Длительность этих процессов, согласно изотопным данным [2-5], оценивается около 85 млн лет, начиная с конца позднего силура (430 млн лет) и до конца раннего карбона (345 млн лет). Однако из-за существенных вариаций в определении абсолютных возрастов попытка детализировать и уточнить схему среднепалеозойского магматизма ЯАП пока не увенчалась успехом. В данной ситуации огромную помощь геохронологическим исследованиям могут оказать палеомагнитные данные [6].

В настоящее время прямые возрастные взаимоотношения кимберлитов и базитов ВМЗР наблюдаются в руднике трубки Мир и карьере трубки Нюрбинская, где кимберлиты прорывают дайки долеритов [7, 8]. Именно по таким объектам, пусть даже имеющим относительный геологический возраст (дорудный), задача получения реперных палеомагнитных полюсов Сибирской платформы является весьма актуальной.

Объекты исследования

Благодаря горнопроходческим работам предоставилась хорошая возможность отобрать ориентированные образцы из докимберлитовых даек на двух крупных месторождениях алмазов: кимберлитовые трубки Мир и Нюрбинская (рис. 1). Долериты месторождения Мир отбирались в пяти сайтах: сайт М99 – на гор. -190 м (здесь и далее абсолютные отметки) в забое карьера перед его закрытием в 1999 г., сайты М11-1, М11-2 и М12-1 – в шахте на горизонтах -210 м и сайт М11-3 на -310 м. Долериты месторождения Нюрбинская отобраны из шести сайтов, представляющих три дайки: сайты B, C, D-1 и D-2 – в северо-восточном, а сайты A-1 и A-2 – юго-западном бортах карьера. Всего, по принятой методике, отобрано около 100 ориентированных штуфов. Из каждого штуфа выпиливалось по 2 - 3 кубика с ребром 20 мм.

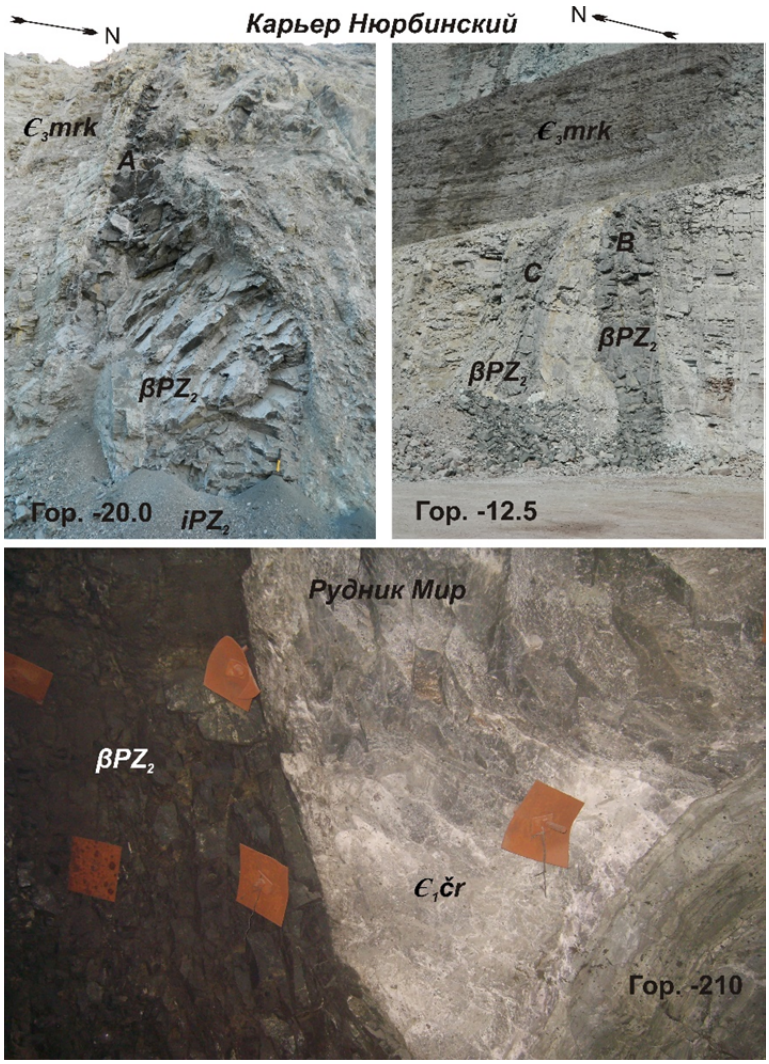


Рис. 1. Докимберлитовые дайки долеритов Вилюйско-Мархинской зоны разломов (фото К.М. Константинова).

Методика работ

Лабораторные исследования проводились в Палеомагнитных лабораториях г. Мирного (НИГП АК «АЛРОСА» (ПАО)), г. Иркутска (ИЗК СО РАН) и г. Казани (КФУ), оснащенных современной аппаратурой: многофункциональный каппа-мост MFK1-FA, рок-генераторы JR-6, вибромагнитометры, установки по размагничиванию переменным магнитным полем LDA-5 и температурой MMTD80A. Комплекс лабораторных исследований предусматривал:

– первичные измерения в «естественном залегании»: объемной плотности (σ), магнитной восприимчивости (æ), векторов естественной остаточной намагниченности (ЕОН, In);

– исследования анизотропии магнитной восприимчивости (AMS);

– изучение особенностей компонентного химического состава и строения титаномагнетитов – основных носителей намагниченности базитов;

– изучение компонентного состава векторов ЕОН.

Результаты работ

1. Спектр значений плотностных и магнитных параметров. Значения σ долеритов варьируют от 2670 до 3000 кг/м3, а среднее составляет 2910±8 кг/м3. Наиболее контрастно нюрбинские и мирнинская дайки отличаются по магнитным характеристикам. Для первых средние геометрические значения составляют: æ=710·10-5 СИ, In=456·10-3 А/м и фактора Q=1.31 (!). По этому параметру нюрбинские дайки заметно отличаются от ранее изученных долеритов позднего девона (фамен) обнажений рр. Вилюй, Мархa и др. с фактором Q<0.8 [9]. Мирнинская дайка характеризуется относительно повышенными среднегеометрическими æ=2746·10-5 СИ, In=710·10-3 А/м и, вместе с тем, пониженным фактором Q=0.54. Средние направления векторов In также отличаются по наклонению: нюрбинские - склонение Dcp=3°, наклонение Jcp=0° (субгоризонтальное), мирнинская - Dcp=357°, наклонение Jcp=39°. Полученные магнитные характеристики докимберлитовых долеритов in situ могут свидетельствовать, не только о различие их магматических источников, но и о существенной разнице по времени их внедрения.

2. Тензоры анизотропии магнитной восприимчивости [10]. Плоскость магнитного расслоения соответствует морфологии тел – «дайковый» тип эллипса анизотропии: большая K1 и средняя K2 оси образуют субвертикальную плоскость (направление течение магмы), совпадающую с простиранием тел (северо-восточным для нюрбинских даек и субмеридиональной – для мирнинской дайки), а малая K1 ось – субгоризонтальная (рис. 2 А). Это свидетельствует, что первичная магнитная текстура даек долеритов практически не испытала существенных вторичных (наложенных) процессов, связанных с внедрением кимберлитовых трубок и пр.

3. Гистерезисные параметры (рис. 2 Б): намагниченности насыщения (Js и Jrs) и коэрцитивные силы (Hc и Hcr). Согласно диаграмме Дея минералы носители намагниченности характеризуются псевдооднодоменной структурой (рис. 2 В), что является одним из благоприятных условием хорошей «магнитной памяти» (ископаемый магнетизм) долеритов.

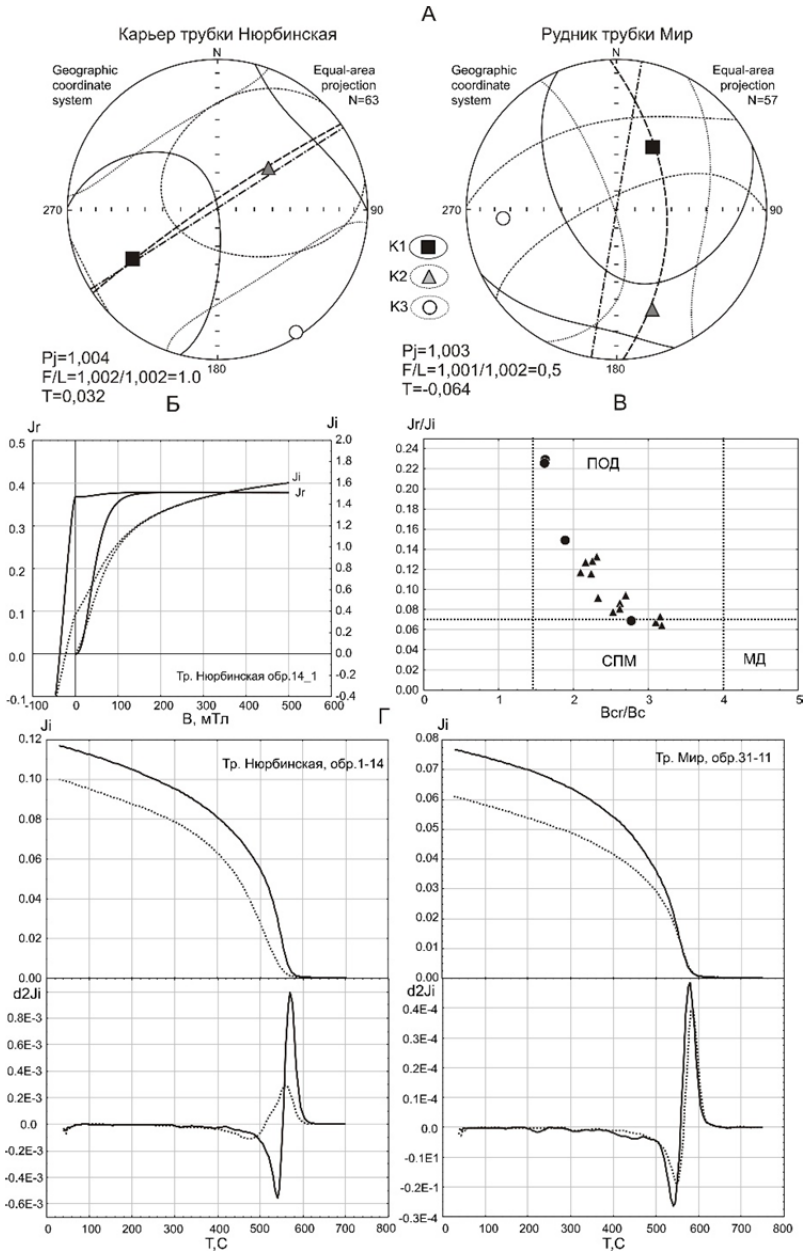


Рис. 2. Результаты магнито-минералогических исследований даек докимберлитовых долеритов. А – стереограммы анизотропии магнитной восприимчивости. Тензоры: K1, K2 и K3 – оси эллипса анизотропии; Pj, F, L и T – соответственно, уточненная степень анизотропии, плоскостная анизотропия, линейная анизотропия и форма эллипса анизотропии [10]; большие фигурки с овалами – средние направления с радиусом доверия 95 %; пунктирная и штрихпунктирная линии – плоскости, соответственно, магнитного расслоения и простирания даек; Б – магнитный гистерезис по остаточной намагниченности насыщения (Jr) и индуцированной намагниченности насыщения (Ji); В – диаграмма Дея: ПОД, МД и СПМ – области ферромагнитных частиц, соответственно, псевдооднодоменная, многодоменная и суперпарамагнитная (кружочки/ треугольники – дайки месторождения Нюрбинская/Мир); Г – термомагнитограммы ДТМА: сплошная/пунктирная линия – процесс нагрева/охлаждения образца.

4. Точки Кюри. По данным дифференциального термомагнитного анализа (ДТМА) основными минералами носителями намагниченности являются практически не окисленные титаномагнетиты с точками Кюри ≈570 °C (рис. 2 Г).

5. Векторы характеристической ЕОН. Результаты компонентного палеомагнитного анализа, выполненные на основе пошаговых размагничиваний переменным магнитным полем и температурой (рис. 3 А), установили, что долериты карьера Нюрбинский имеют более пологие векторы характеристической ЕОН, чем долериты рудника Мир (рис. 3 Б).

Рассчитанные по докимберлитовым дайкам координаты палеомагнитных полюсов № 4 (Мир) и № 5 (Нюрбинская), значимо отличаются друг от друга (см. табл. 1 и рис. 1 в Константинов К.М. и др., настоящего сборника). Это свидетельствует о существенной разнице во времени формирования в

них векторов характеристической ЕОН – соответственно, позднедевонской-раннекарбоновой (D_3-C_1) и позднесилурийской-раннедевонской (S_2-D_1) эпох кимберлитовнедрения.

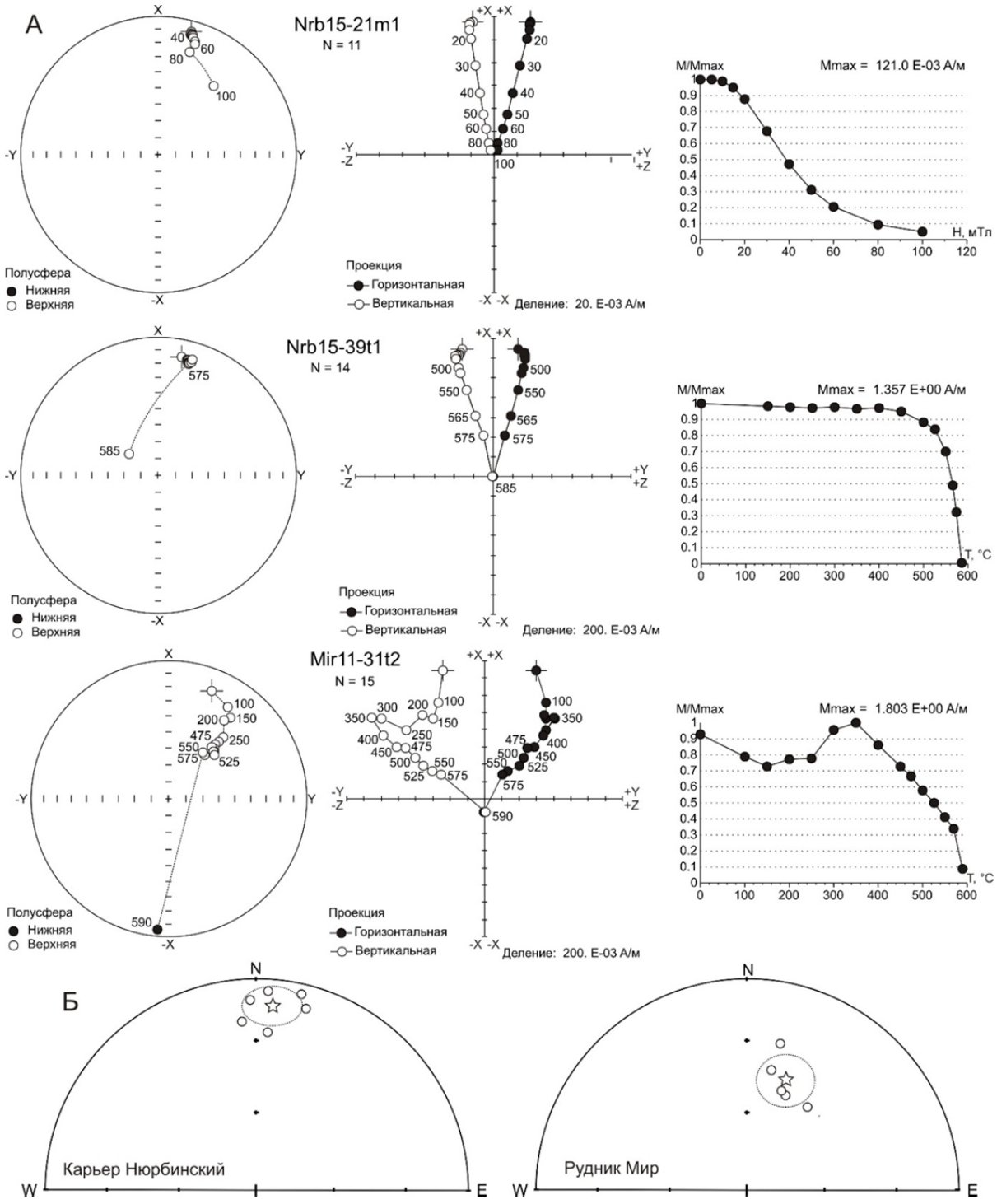


Рис. 3. Результаты лабораторных экспериментов по размагничиванию даек докимберлитовых долеритов. А – стереограммы: черные/светлые кружочки – положительные/отрицательные направления векторов ЕОН, цифры – величина физического воздействия, разрушающая вектор ЕОН (температура или переменное магнитное поле). Диаграммы Зийдервельда: линии с черными/ светлыми кружочками – проекции векторов ЕОН на горизонтальную/вертикальную плоскость. Графики зависимости нормированной ЕОН от температуры. Б – стереограммы распределения характеристических компонент векторов ЕОН по дайкам (прозрачные фигурки – проекции векторов ЕОН на отрицательную полусферу; звездочка с эллипсом – среднее направление с овалом доверия 95%).

Выводы

Впервые получены петромагнитные характеристики докимберлитовых даек долеритов ВМЗР. Их специфические характеристики позволят магниторазведки картировать в ее составе перспективные на присутствие кимберлитов участки. Природа векторов характеристической ЕОН – первичная. Получен реперный палеомагнитный полюс, характеризующий время и место внедрения докимберлитовых даек. Палеомагнитные полюсы свидетельствуют, что на территории ЯАП возможны внедрения кимберлитовых трубок до аппаинского времени – в позднесилурийско-раннедевонскую эпоху (S_2-D_1).

Благодарности

Авторы выражают благодарность за помощь в работе директору НИГП Толстову А.В., директору Нюрбинского ГОКа Уварову И.А., директору Мирнинского ГОКа Мостовову Д.В., главному геологу Нюрбинского ГОКа Карпенко М.А., участковым геологам Дегтяреву И.В., Еремееву Р.В., Петрову А.Х. Работы выполнены при финансовой поддержке АК «АЛРОСА» (ПАО).

Список литературы

1. Земнухов А.Л., Зайцев А.И., Копылова А.Г., Томшин М.Д., Яныгин Ю.Т. Базитовый магматизм Ханнья-Накынского междуречья. // Геология алмаза – настоящее и будущее. Воронеж. 2005. С. 482-494.
2. Зайцев А.И., Смелов А.П. Изотопная геохронология пород кимберлитовой формации Якутской провинции. Якутск: Офсет, 2010. 108 с.
3. Мащак М.С., Наумов М.В. Среднепалеозойский базитовый магматизм Накынского кимберлитового поля и проблема возраста кимберлитов / Эффективность прогнозирования и поисков месторождений алмазов: прошлое настоящее и будущее (АЛМАЗЫ–50). Материалы научно-практической конференции, посвященной пятидесятилетию открытия первой алмазоносной трубки «Зарница». МПР РФ, ВСЕГЕИ, «АЛРОСА», 2004. С.224-226.
4. Киселев А.И., Ярмолюк В.В., Иванов А.В., Егоров К.Н. Пространственно-временные отношения среднепалеозойских базитов и алмазоносных кимберлитов на северо-западном плече Вилюйского рифта (Сибирский кратон). Геология и геофизика, 2014. Т. 55, № 2. С. 185–196.
5. Courtillot V., Kravchinsky V.A., Quidelleur X., Renne P. R., Gladkochub D.P. Preliminary dating of the Viluy traps (Eastern Siberia): Eruption at the time of Late Devonian extinction events? // Earth and Planetary Science Letters, 2010, 300 (3). p. 239–245.
6. Константинов К.М. Магнетизм кимберлитов и траппов зоны сочленения Вилюйской и Тунгусской синеклиз Сибирской платформы. Автореферат диссертации докт. геол.-мин. наук. Иркутск, Иркутский госуниверситет. 2014. 34 с.
7. Харькив А.Д., Зинчук Н.Н., Крючков А.И. Коренные месторождения алмазов мира. – М.: Недра, 1998. – 555 с.
8. Tomshin M.D., Travin A.V., Konstantinov K.M. The sequence of magmatic events within the Nakyn kimberlite field / Large Igneous Provinces, Mantle Plumes and Metallogeny in the Earth's History (Abstract Volume). September 1–8, 2015. Irkutsk – Listvyanka, Russia – Irkutsk: Publishing House of V.B. Sochava institute of Geography SB RAS, 2015. – P. 128-129.
9. Kravchinsky V.A., Konstantinov K.M., Courtillot V., Savrasov J.I., Valet J-P., Cherniy S.D., Mishenin S.G., Parasotka B.S. Paleomagnetism of East Siberian traps and kimberlites: two new poles and paleogeographic reconstructions at about 360 and 250 Ma / Geophys. J. Int. (2002) № 48. p. 1-33.
10. Tarling D.H., Hrouda F. The magnetic anisotropy of rocks. London, Chapman & Hall, 1993, 217 p.

Палеомагнетизм долеритовых даек Чаро-Синской зоны разломов

К.М. Константинов[1,2], И.К. Константинов[2], Ш.З. Ибрагимов[3], М.Д. Томшин[4], А.А. Яковлев[1]

1 – Научно-исследовательское геологоразведочное предприятие («НИГП») АК «АЛРОСА» (ПАО), 678174, Россия, Республика Саха (Якутия), г. Мирный, Чернышевское шоссе, 16, Телефон: 89246152201, e-mail: KonstantinovKM@alrosa.ru;
2 – Институт земной коры («ИЗК») СО РАН, 664033, Россия, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 128, Телефон: 89648232019, e-mail: geologiaforever@mail.ru;
3 – Институт геологии и нефтегазовых технологий Казанский (Приволжский) федеральный университет 420111, г. Казань, ул. Кремлевская, 4/5, Телефон: 89600347640, e-mail: Shamil.Ibragimov@kpfu.ru;
4 – Институт геологии алмаза и благородных металлов СО РАН, 677980, Россия, г. Якутск, пр. Ленина, 39, Телефон: 89142944220, e-mail: tmd@diamond.ysn.ru.

Аннотация

Получены палеомагнитные данные по среднепалеозойским дайкам долеритов восточного фланга Чаро-Синской зоны разломов. Их сравнение с палеомагнитными данными по синхронным базитовым образованиям Вилюйско-Мархинской и Контайско-Джербинской зонами разломов указывает на разворот Алданского террейна относительно Ангаро-Анабарского по часовой стрелке в постпозднедевонское время на угол примерно 22°. Таким образом, палеомагнитные данные подтверждают, что формирование восточной границы Сибирского кратона связано с рифтогенными процессами, расколовшими континент в конце среднего палеозоя.

Ключевые слова:

Сибирский кратон, Алданский и Ангаро-Анобарский терейны, Вилюйский палеорифт, Чаро-Синская зона разломов, средний палеозой, дайки долеритов, палеомагнетизм

Введение

Отчасти минерагения Восточной Сибири определялась воздействием на нее литосферу Африканского суперплюма, над которым она проходила в палеозойское время [1]. Однако эта геодинамическая модель нуждается в существенном уточнении, поскольку характер движения и облик Сибирского кратона могли меняться во времени [2]. Решение этой проблемы видится в получении надежных палеомагнитных данных по синхронным геологическим образованиям из разных геоблоков, составляющих Сибирский кратон. К таким объектам относятся среднепалеозойские базиты, развитые вдоль рифтовых структур на востоке Сибирской платформы. В то время геодинамическая обстановка магматизма и рифтогенеза в восточной части Сибири определялась плюм-литосферным взаимодействием [3]. Эпицентр среднепалеозойского Якутского плюма располагался в районе, перекрытом в настоящее время структурами Верхоянского складчато-надвигового пояса (рис. 1). В результате плюм-литосферных событий над эпицентром плюма формируется трехлучевая система среднепалеозойских рифтов: Верхоянского, Вилюйского и Сете-Дабанского.

Наиболее крупной (в современном срезе) ветвью трехлучевой системы является Вилюйский палеорифт, расположенный в теле Сибирского кратона между его Ангаро-Анабарским и Алданским раннедокембрийскими гранулито-гнейсовыми террейнами (рис. 1) [2]. Он относится к кировскому типу авлакогенов, характеризующихся полициклическим развитием структур (позднедокембрийский

и фанерозойский этапы) и выраженным ростом внутреннего поднятия (главной инверсией) в позднем цикле: средний девон – ранний карбон. Протяженность рифта около 800 км при максимальной ширине 450 км на северо-востоке. По его бортам и в центриклинальном замыкании формировались дайковые пояса базитов: Вилюйско-Мархинский (ВМДП), Контайско-Джербинский (КДДП) и Чаро-Синский (ЧСДП). В обрамлении структуры в карбонатно-глинистых отложениях кембрия – силура масштабно проявлена силловая составляющая базитового магматизма. Мощность отдельных интрузий достигает нескольких сотен метров, а протяженность – десятки км. В наиболее прогнутых частях палеорифтовой долины (Ыгыаттинская и Кемпендяйская впадины) накапливались вулканогенно-осадочные образования, мощность которых в отдельных случаях достигала 6 км. С базитами ВМДП и ЧСДП парастерически связаны тела кимберлитов.

Краткий анализ палеомагнитной изученности

Проведенный ранее анализ палеомагнитных данных [5] по разным геологическим образованиям Сибирского кратона позволил авторам цитируемой работы предположить, что раскрытие рифтовой структуры связано с разворотом Алданского террейна относительно Ангаро-Анабарского на угол примерно 20-25° по часовой стрелке. Предполагается, что начало этого разворота приходится на постсреднеордовикское время, а эйлеровый полюс располагается на юго-западе палеорифта в районе Сунтарского поднятия: φ~62º с. ш. и λ~117º в. д. (рис. 1). В то же время, накопленная за последнее время информация, в том числе полученные нами возрастные [6] и палеомагнитные [7-10] данные по среднепалеозойским кимберлитам и базитам из зоны динамического влияния Вилюйского палеорифта, позволила более корректно говорить о времени начала этих событий и его масштабности. Рассмотрению данных вопросов и посвящена настоящая работа.

Исторически сложилось так, что траектория кажущейся миграции полюса Сибирского кратона [4] в основном разработана по объектам Ангаро-Анабарского террейна (рис. 1). Кроме того, палеомагнитные полюсы среднего палеозоя (табл. 1) по кимберлитам накынского (ιPZ2*nk*) № 6 и далдыно-алакитского (ιPZ2*da*) № 2 интрузивных комплексов, долеритам вилюйско-мархинского (βPZ2*vm*) №№ 2 и 5 интрузивного комплекса, базальтам аппаинской (D_3*ap*, фран) № 3 и эмяксинской (D3-C1*em*, фамен-турне) № 2 свит ВМДП так же относятся к этому геоблоку. На этом основании, при геодинамической интерпретации палеомагнитных данных, предлагается полученные сайты рассматривать в качестве реперных. Относительно недавно получены полюсы №№ 8-10 по силурийским отложениям КДДП [11]. В отличие от ВМДП и КДДП, базиты ЧСДП Алданского террейна в палеомагнитном отношении до сих пор оставались неизученными.

Методика работ

Настоящие исследования проведены к юго-востоку от реперных объектов, вниз по течению р. Лена от г. Олекминск до г. Якутск. Образцы отбирались в современной (географической) системе координат. В пределах ЧСДП изученные дайки долеритов чаро-синского интрузивного комплекса (νβPZ2*čs*) прорывают горизонтально залегающие терригенно-осадочные образования венд-

раннепалеозойского чехла платформы. В этом случае тектоническая поправка в векторы естественной остаточной намагниченности (ЕОН) не вводилась. Лабораторные исследования проводились в Палеомагнитных лабораториях г. Мирного (НИГП АК «АЛРОСА» (ПАО)), г. Иркутска (ИЗК СО РАН) и г. Казани (КФУ), оснащенных аппаратурой III и IV поколений: многофункциональный каппа-мост MFK1-FA, рок-генераторы JR-6, вибромагнитометры, установки по размагничиванию переменным магнитным полем LDA-5 и температурой MMTD80A.

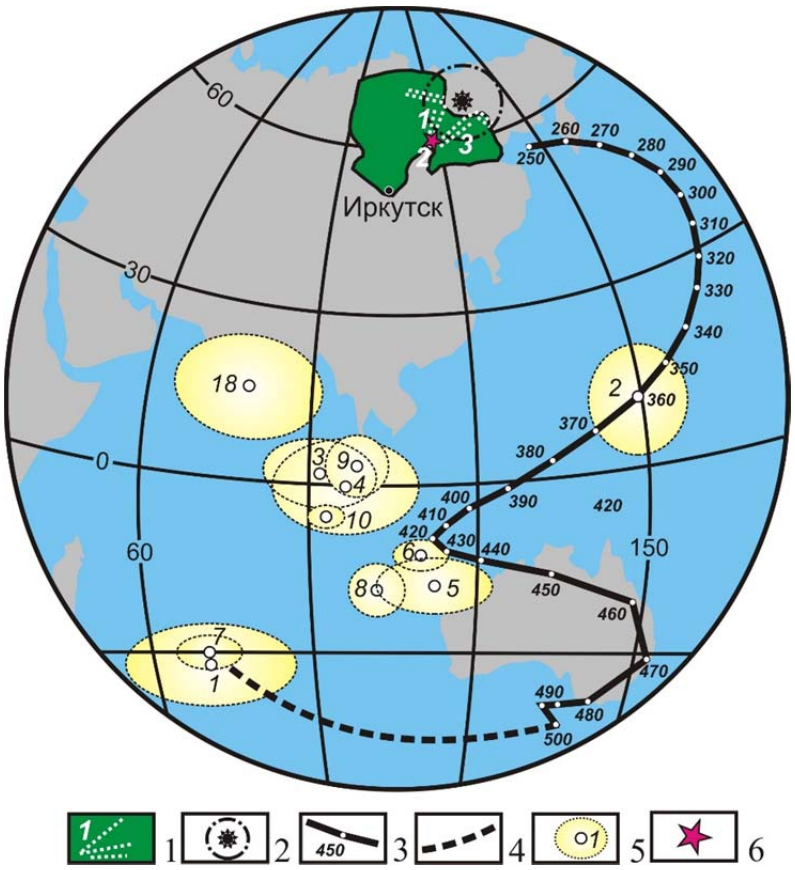


Рис. 1. Распределение палеомагнитных полюсов зоны динамического влияния Вилюйского палеорифта. 1 – дайковые пояса (1 – Вилюйско-Мархинский, 2 – Контайско-Джербенский, 3 – Чаро-Синский); 2 – центр (звездочка) и граница (круг) Якутского плюма [3]; 3 – траектория кажущейся миграции полюса Сибирской платформы по [4], цифры – геологический возраст в млн лет; 4 – предполагаемая экстраполяция венд-раннекембрийского интервала траектории кажущейся миграции полюса; 5 – палеомагнитные полюсы (номера согласно табл. 1); 6 – эйлеров полюс вращения [5].

Результаты работ

Примеры лабораторных пошаговых размагничиваний образцов температурой и переменным магнитным полем показаны на рис. 2. По результатам компонентного анализа практически на всех объектах установлены векторы характеристической ЕОН (табл. 1). Опробованные дайки №№ 11, 13-15 имеют в основном обратную полярность векторов характеристической ЕОН и только одна № 16 на р. Туолба – прямую (табл. 1). В данной ситуации тест «обращения» оказался неопределенным. С другой стороны векторы характеристической ЕОН алевропесчаников нохтуйской свиты венда из зоны ближнего обжига № 12 тождественны палеомагнитным направлениям прорывающих их даек №№ 11, 13-16, но отличаются от таковых реперных образований венда по хужирской (№ 1) [12] и нохтуйской (№ 7) [13] свит. В Туолбинской дайке векторы характеристической ЕОН долеритов № 16 и захваченного ею ксеноблока гранито-гнейсов № 17 так же идентичны. Эти данные следует рассматривать в качестве положительного теста «обжига», подтверждающего первичную природу рассматриваемых векторов характеристической ЕОН. Рассчитанный по ним полюс № 18 значимо отстоит к северо-западу от реперных №№ 3, 4, 9 и 10 [8, 9, 13] (рис. 1). Таким образом, по

результатам палеомагнитных исследований объектов восточного фланга ЧСДП можно уверенно говорить, что в конце позднего девона эта территория Алданского террейна испытала вращение по часовой стрелке на угол примерно 22°.

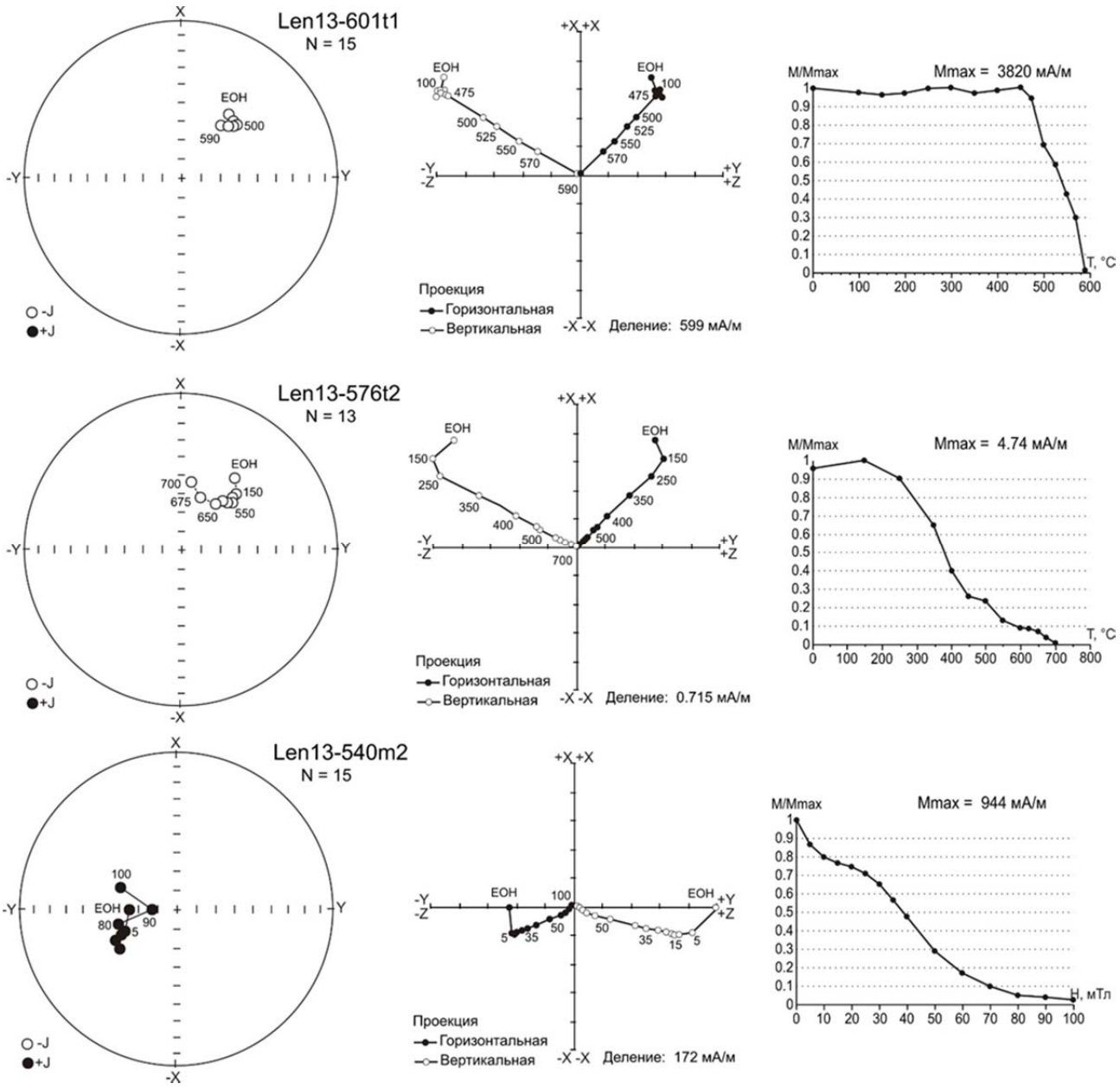


Рис. 2. Результаты ступенчатого размагничивания образцов температурой и переменным магнитным полем (Len13-540m2 – долерит, обн. 40, Туолбинская дайка; Len13-601t1 – долерит, обн. 42, Устьсинская дайка; Len13-576t2 – алевропесчаник нохтуйской свиты венда из зоны «обжига», обн. 41). Цифры – значения температуры или переменного магнитного поля. Стереограммы: залитые/прозрачные кружочки – направления прямой/обратной полярности векторов характеристической ЕОН. Цифры – значения температуры (ºС) или переменного магнитного поля (мТл).

№ пп	Объекты	Координаты отбора проб		N/n	Dcp, °	Jcp, °	k, ед.	α_{95}, °	Ф, °	Λ, °	dm/dp, °	fm, °	Публи-кации
		φ,°	λ,°										
I. Ангаро-Анабарский террейн													
Иркутский амфитеатр													
1	Пестроцветные алевро-песчаники хужирской свиты венда V*hz*, р. Иркут	52.1	103.8	10/-	207.3	2.3	13.3	13.8	-32	71	6.9/13.8	1	12
Вилюйско-Мархинский дайковый пояс													
2	Кимберлиты ιPZ$_2$*da*, долериты βPZ$_2$*vm*, базальты эмяксинской свиты D$_3$-C$_1$*em*	63.5	116.0	11/-	319.1	-49.3	31.5	8.3	11	150	8.9	31	7
3	Базальты аппаинской свиты, рр. Мархa и Ыгыатта D$_3$*ap*	63.8	116.0	7/-	27.1	-43.8	60.3	7.8	1.9	91.7	6.1/9.7	26	8
4	Дайки дотрубочных долеритов рудника Мир	62.5	114.0	5/44	19.4	-44.0	53.1	10.6	-0.4	96.6	8.3/13.3	26	9
5	Дайки дотрубочных долеритов карьера Нюрбинский βPZ$_2$*vm*	65.02	117.04	6/-	5.0	-13.4	51.8	9.4	-18.1	111.8	4.9/9.6	7	
6	Кимберлиты трубки Нюрбинская ιPZ$_2$*nk*			-/68	7.0	-23.6	16.1	4.4	-12.5	110.0	2.5/4.7	12	10
II. Зона сочленения Ангаро-Анабарского и Алданского террейнов													
Контайско-Джербинский дайковый пояс													
7	Пестроцветные алевро-песчаники нохтуйской свиты V*nh*, р. Бол. Патом	60.1	116.2	-/81	218	-16	21.5	5.2	-30	71	2.7/5.3	-8	13
8*	Высокотемпературная компонента HTs в породах позднего силура S$_2$*lud*, р. Нюя	60.6	116.3	6/56	193	16.9	11.6	20.5	-18.6	101.9	4.6	-	11
9*	Метахронная компонента MTs в породах позднего силура, р. Нюя			5/39	201.6	41.5	84.9	8.4	2.6	97.9	5.6	-	
10*	Метахронная компонента MT в раннесилурийских и ордовикских породах, р. Нюя	60.6	116.3	8/104	204.4	37.9	27.2	2.7	-5.9	93.2	1.9/3.2	-	

III. Алданский террейн													
Чаро-Синский дайковый пояс (восточный фланг)													
11	Дайка νβPZ_2*čs*, р. Лена, обн. 41-13	61.1	126.8	1/13	48.9	-54.9	70.2	5.0					Настоящие исследования
12	Алевро-песчаники нохтуйской свиты венда V*nh* из зоны обжига, р. Лена, обн. 41-13			1/13	52.5	-41.9	32.5	7.4					
13	Дайка νβPZ_2*čs*, р. Лена, обн. 42-13			1/10	46.4	-51.2	33.4	8.5					
14	Дайка νβPZ_2*čs*, р. Лена, обн. 43-13			1/7	54.1	-59.4	31.7	13.2					
15	Дайка νβPZ_2*čs*, р. Лена, обн. 44-13	61.2	127.8	1/7	43.2	-45.2	62.4	7.7					
16	Дайка νβPZ_2*čs*, р. Туолба, обн. 40А-13	60.7	124.5	1/10	261.4	56.8	34.8	8.3					
17	Ксенолит гранито-гнейсов фундамента в дайке, р. Туолба, обн. 40Б-13			1/8	268.8	51.2	26.9	10.9					
18	Среднее	61.0	126.0	7/58	58.5	-52.7	40.8	9.6	15.6	78.3	9.1/13.2	33	

← Таблица 1. Палеомагнитные направления и полюсы зоны динамического влияния Вилюйского палеорифта

Примечания. N/n– количество сайтов/образцов. Параметры группировки векторов характеристической ЕОН: склонение – Dcp, наклонение – Jcp, кучность – k и овал доверия – α_{95}, шрифт обычный/*курсив* – древняя/*современная* система координат. Палеомагнитный полюс: широта – Ф, долгота – Λ, доверительные интервалы – dm/dp, палеоширота – fm. * – приняты координаты без поправки за разворот Алданского блока Сибирской платформы.

Выводы

Формирование восточной границы Сибирского кратона связано с раскрытием в конце позднего девона Вилюйского палеорифта в результате развития Якутского плюма. Это событие отразилось в постепенном развороте Алданского террейна относительно Ангаро-Анабарского до угла 22° по часовой стрелке. По палеомагнитным данным [11] верхняя возрастная граница трансформации террейнов оценивается около 320 млн лет. Эти важные нюансы необходимо учитывать при построении сводной траектории миграции палеомагнитного полюса Сибирского кратона. Кроме того, палеомагнитные данные могут способствовать повышению точности геологических прогнозов и поисков тех или иных месторождений полезных ископаемых (алмазов, редкоземельных элементов, тантала, ниобия, меди, молибдена, платины и пр.), связанных с проявлением внутриплитового магматизма на территории Восточной Сибири [14].

Благодарности

Работы выполнены при финансовой поддержке АК «АЛРОСА» (ПАО), РФФИ и в рамках НИР ИГАБМ.

Список литературы

1. Kuzmin M.I., Yarmolyuk V.V., Kravchinsky V.A. Phanerozoic hot spot traces and paleogeographic reconstructions of the Siberian continent based on interaction with the African large low shear velocity province // Earth-Science Reviews 102 (2010). p. 29–59.
2. Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Натапов Л.М. Тектоника литосферных плит территории СССР: В 2 кн. – М.: Недра, 1990. Кн. 1. 328 с.
3. Ernst, R. E., K. L. Buchan (2001), The use of mafic dyke swarms in identifying and locating mantle plumes, in Mantle Plumes: Their Identification Through Time, edited by R. E. Ernst and K. L. Buchan, Spec. Pap. Geol. Soc. Am., 352, pp. 247– 265.
4. Torsvik T.H., Van der Voo R., Preeden U., Niocaill C.M., Steinberger B., Doubrovine P.V., van Hinsbergen D.J.J., Domeier M., Gaina C., Tohver E., Meert J.G., McCausland P.J.A., Cocks R.M. Phanerozoic polar wander, palaeogeography and dynamics / Earth-Science Reviews 114 (2012), p. 325-368.
5. Pavlov V., Bachtadse V., Mikhailov V. New Middle Cambrian and Middle Ordovician palaeomagnetic data from Siberia: Llandelian magnetostratigraphy and relative rotation between the Aldan and Anabar–Angara blocks // Earth and Planetary Science Letters, 2008. V. 276 (3–4), p. 229–242.
6. Томшин М.Д., Константинов К.М., Прокопьев А.В. Среднепалеозойский Вилюйский палеорифт и последовательность магматических событий / Геодинамическая эволюция литосферы Центрально-Азиатского подвижного пояса (от океана к континенту): Материалы совещания, Вып. 14. - Иркутск: Институт земной коры СО РАН, 2016. - С. 277-279.
7. Kravchinsky V.A., Konstantinov K.M., Courtillot V., Savrasov J.I., Valet J-P., Cherniy S.D., Mishenin S.G., Parasotka B.S. Paleomagnetism of East Siberian traps and kimberlites: two new poles and paleogeographic reconstructions at about 360 and 250 Ma / Geophys. J. Int. (2002) № 48. p. 1-33.

8. Konstantinov K.M., Tomshin M.D., Ibragimov Sh.Z., Khuzin M.Z., Konstantinov I.K., Yakovlev A.A., Artemova E.V. 2016. Petro- and paleomagnetic studies of basalts of the Upper Devonian Appainskaya suite (Western Yakutia). Geodynamics & Tectonophysics 7 (4), 593–623. doi:10.5800/GT-2016-7-4-0224.
9. Константинов К.М., Ибрагимов Ш.З., Константинов И.К., Яковлев А.А., Артёмова Е.В., Монхоров Р.В. Палеомагнетизм докимберлитовых даек долеритов Вилюйско-Мархинской зоны разломов (Якутская алмазоносная провинция). Наука и образование, 2016, № 1 (81). – С. 13–20.
10. Яковлев А.А., Константинов К.М., Ибрагимов Ш.З., Константинов И.К., Антонова Т.А., Артёмова Е.В., Монхоров Р.В. Петромагнитный мониторинг кимберлитов трубки Нюрбинская (Якутская алмазоносная провинция). Наука и образование, 2016, № 4 (84). – С. 15–25.
11. Powerman V., Shatsillo A., Coe R., Zhao X., Gladkochub D., Buchwaldt R., Pavlov V. Palaeogeography of the Siberian platform during middle Palaeozoic Times (~450–400 Ma): new palaeomagnetic evidence from the Lena and Nyuya rivers // Geophys. J. Int. 2013, Vol. 194: 1412-1440.
12. Kravchinsky V.A., K.M. Konstantinov, J.-P. Cogne. Paleomagnetic study of the Vendian - Early Cambrian aged rocks of South Siberia and Central Mongolia: Was the Siberian platform assembled at this time? Precambrian Research, 2001, p. 61-92.
13. Константинов К.М. Динамическая физико-геологическая модель Байкальской складчатой области по палеомагнитным данным. Автореф. канд. дисс., Иркутск, 1998, 18 с.
14. Кузьмин М.И., Ярмолюк В.В. Мантийные плюмы Северо-Восточной Азии и их роль в формировании эндогенных месторождений. Геология и геофизика, 2014. Т. 55, № 2. С. 153–184.

Анизотропия магнитной восприимчивости кимберлитов

К.М. Константинов[1,2], М.С. Хороших[1]

1 – Научно-исследовательское геологоразведочное предприятие («НИГП») АК «АЛРОСА» (ПАО), 678174, Россия, Республика Саха (Якутия), г. Мирный, Чернышевское шоссе, 16, Телефон: 89246152201, e-mail: KonstantinovKM@alrosa.ru;
2 – Институт земной коры («ИЗК») СО РАН, 664033, Россия, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 128, Телефон: 89648232019, e-mail: 2konstant@mail.ru.

Аннотация.

Установлены закономерности изменения анизотропии магнитной восприимчивости (АМВ) кимберлитовых тел с глубиной, сверху вниз: осадочный, хаотичный и даечный типы. Анализ данных АМВ позволяет качественно оценить уровень эрозионного среза кимберлитовой трубки, относительную скорость магмы и простирание подводящих каналов и др.

Ключевые слова: Анизотропия магнитной восприимчивости, кимберлитовая трубка, уровень эрозионного среза

Введение

Благодаря гидродинамическим силам и более поздним процессам диагенеза и эпигенеза, минералы образуют в горных породах специфические магнитные текстуры относительно направления движения «потока» (осадочного, магматического, теплового, динамического и др.). Любые изменения горных пород можно впоследствии интерпретировать с точки зрения преобладающей формы зёрен и степени их кристаллического выравнивания. Таким образом, в породе совсем не обязательно должны наблюдаться специфические признаки «деформации». Этот факт позволяет применять магнитно-текстурный метод для решения широкого круга геологических задач [1]. Однако, несмотря на достаточно многочисленные примеры изучения петроструктуры горных пород, анизотропия магнитной восприимчивости (АМВ) кимберлитов, в силу ряда обстоятельств, практически не изучалась. Решению этого вопроса и посвящены настоящие исследования.

Некоторые теоретические представления

Любая горная порода обладает магнитной восприимчивостью æ, вне зависимости от того, ферримагнитные, парамагнитные или диамагнитные минералы присутствуют в её составе. В силу своего формирования и преобразования величина æ в разных направлениях может существенно различаться. Сказывается анизотропия среды. Более наглядно АМВ можно представить в виде эллипсоида, где она достигает наивысшей интенсивности вдоль длинной оси K1, а наименьшей – вдоль короткой оси K3 [1]. Кроме того, имеются многочисленные тензоры АМВ для определения формы эллипсоида, например: степень анизотропии P_2=K1/K3, параметры линейности L= K1/K2 и плоскости F= K2/K3 и др. [2]. Направления главных осей эллипсоида АМВ обычно указываются на равновеликой стереограмме нижнего полушария. Такие стереограммы дают возможность быстро различать трёхмерные, сплющенные и удлинённые эллипсоиды, а также позволяют наносить их на график одновременно с другими характерными признаками. К наиболее значимым из них относится

плоскость магнитного расслоения, которую образуют большие оси K1 и K2. Эти большие оси эллипса АМВ имеют физический смысл: средняя ось K2, по сравнению с максимальной осью K1, указывает на относительно высокую скорость (сильное течение) движения вещества (>1см/с). Кроме того, на стереограммы можно наносить элементы структурной геологии (векторы намагниченности, простирание тел, кливаж, трещиноватость и т. п.).

Методика работ

Измерения АМВ кимберлитов выполнены на многофункциональном каппа-мосте MFK1-FA (фирма AGICO, Чехия) в автоматическом режиме: по каждому из трех положений образца выполнялись 64 измерения. Для данного метода характерны:

- высокая точность (не хуже 3·10-8 СИ) и низкая (не более 5%) погрешность измерений æ, основывающиеся не только на возможностях аппаратуры и оборудования, но и на корректной статистической обработке цифрового материала;
- высокая производительность и, следовательно, низкая себестоимость работ;
- простота, наглядность и однозначность интерпретации полученных материалов.

Результаты работ

Сложность изучения кимберлитовых тел прежде всего заключается в отсутствие систематического отбора ориентированных образцов из одного объекта. Но в силу логических умозаключений все же удалось получить представления о характере распределения АМВ по вертикальному разрезу кимберлитовой магматической системы (рис. 1). Как показали наблюдения, АМВ кимберлитов напрямую зависит от фациальной принадлежности их внедрения. Так, например, в пределах гипабиссальной фации корневая система трубки представлена в виде даек. В этом случае мы будем наблюдать «даечный» тип АМВ, который образуют тела с вертикальным движением магмы: магнитное расслоение контрастное, вертикальное и совпадает с простиранием подводящего канала (в данном случае северо-восточное). Критериями ненарушенного «даечного» типа АМВ являются: Pj<5 %, T близкое к 0 (нейтральный эллипсоид) и F≈L. Вертикальная ось K1 указывает на относительно низкую скорость внедрения магмы (<1см/с).

Выше по разрезу, для диатремовой фации характерен «хаотичный» тип АМВ, свидетельствующих о наличие разнообразного ксеногенного материала. В то же время значения параметров АМВ аналогичны «даечному» типу: низкие Pj, T→0 (нейтральный эллипсоид) и F≈L.

Для кратерной фации, в которой идут процессы размыва и переотложения кимберлитового материала уже будет наблюдаться «осадочный» тип АМВ. Поскольку в условиях маара отсутствуют течения, магнитное расслоение будет субгоризонтельны, но не столь контрастным (судя по осям K1 и K2). В то же время малая ось эллипса АМВ - K3 субвертикальная. По форме АМВ относится либо к

трехмерному либо к сплющенному эллипсоиду: T→1, а фигуративные точки лежат в области плоскостной анизотропии F>>L.

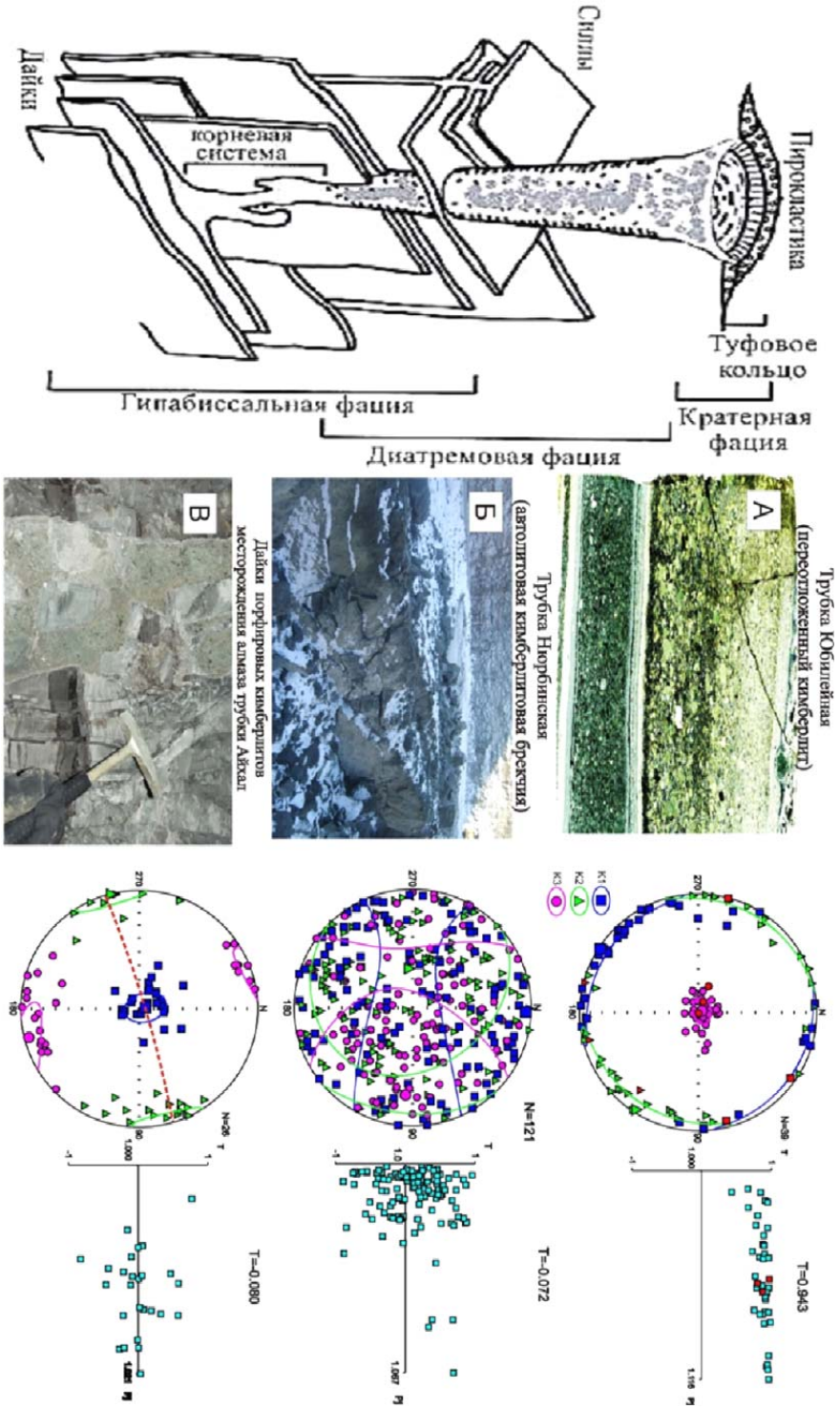


Рис. 1. Схематическое сечение кимберлитовой магматической системы и фации кимберлитов: кратерная (А), диатремовая (Б) и гипабиссальная (В), включающая корневую систему даек и силлов по [3] и соответствующие им распределения АМВ по [4, 5].

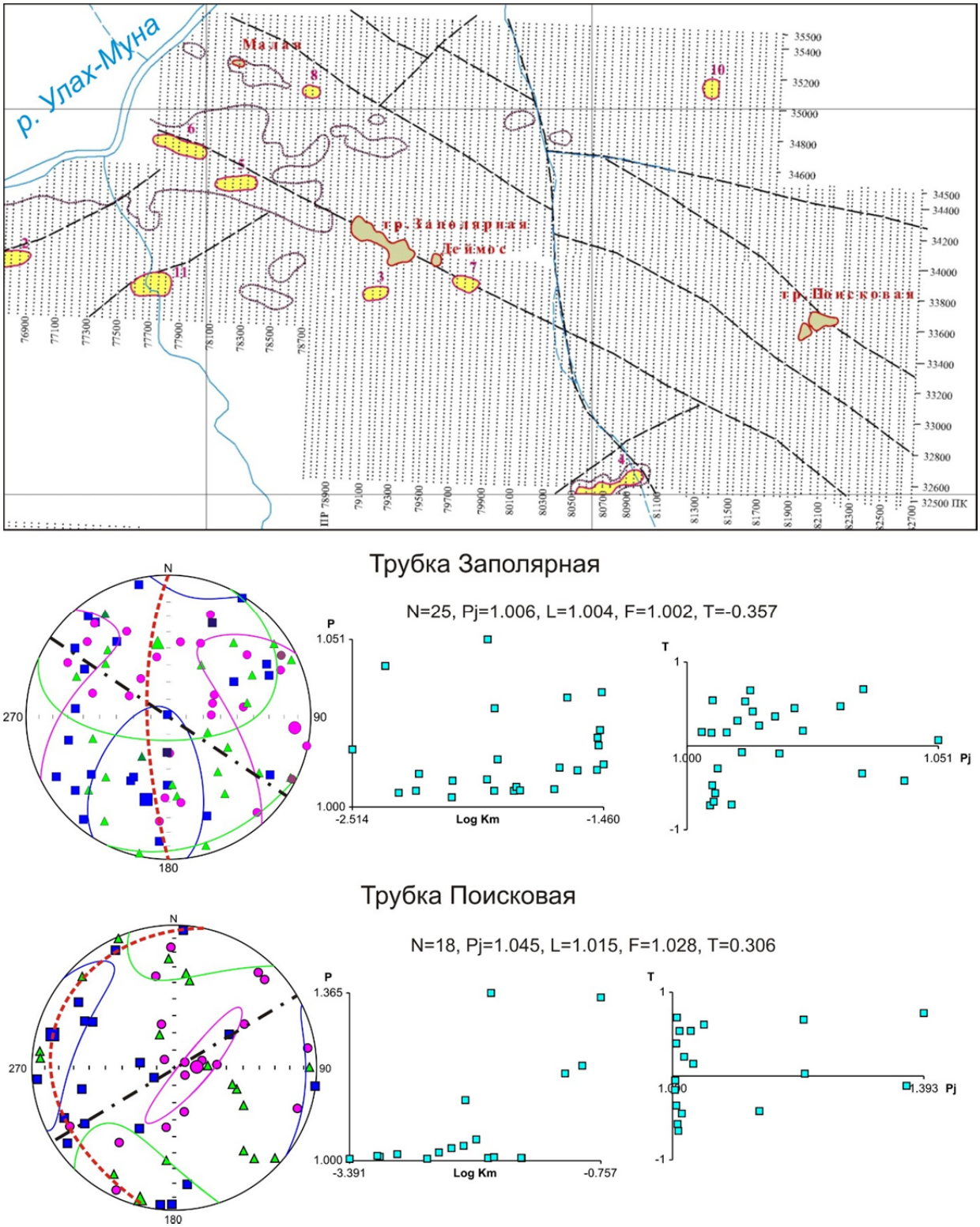


Рис. 2. АМВ кимберлитовых трубок месторождения Верхнемунское [4, 5]. Черная штрих-пунктирная/ красная пунктирная линия – соответственно, длинная ось тела/ плоскость магнитного расслоения. Остальные обозначения см. на рис. 1.

Данные закономерности распределения параметров АМВ целесообразно использовать для изучения уровня эрозионного среза, условий формирования кимберлитов, сохранности алмаза, тектонического строения и пр.

Обсуждение результатов

Исследования АМВ кимберлитов, проведенные на трубках Заполярная, Поисковая (рис. 2) и Дальняя (рис. 3) показали, что они испытали разную степень денудации. Так для трубки Поисковая АМВ соответствует кратерной фации, в то время как для трубки Заполярная – ближе к гипабиссальной фации. Магнитное расслоение последней имеет субмеридиональное простирание, не соответствующее простиранию тела, что может указывать на направления подводящих каналов. В пользу этой гипотезы свидетельствуют система правосторонних притоков р. Улах-Муна.

Трубка Дальняя отличается наибольшей глубиной эрозионного среза – АМВ «даечного» типа. Плоскость магнитного расслоения субмеридиональная, с скорость внедрения магмы достаточно высокая (>1см/с) - средняя ось К2 субвертикальная.

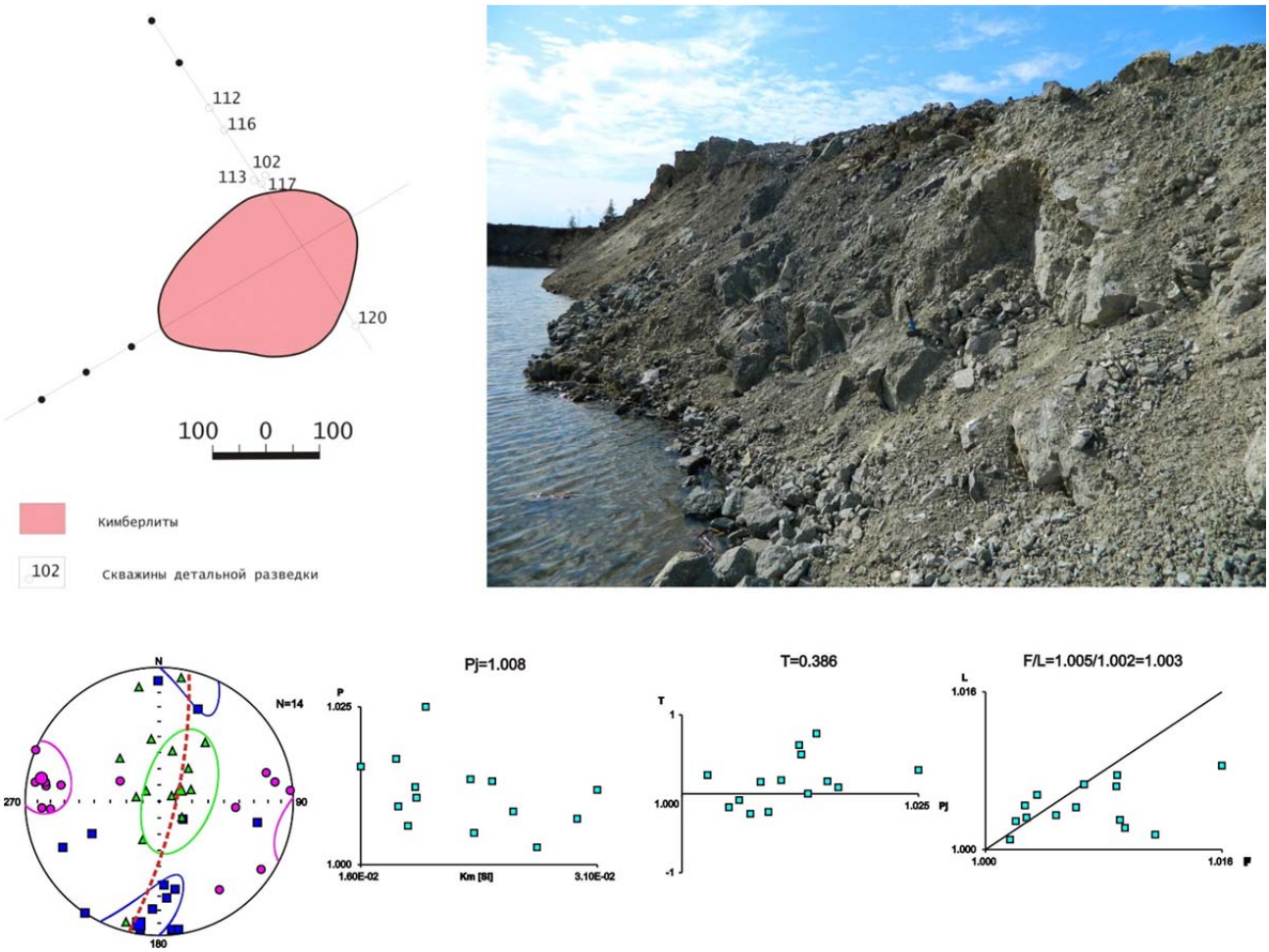


Рис. 3. АМВ порфировых кимберлитов трубки Дальняя [5, 6]. Остальные обозначения см. на рис. 1 и 2.

Выводы

Несмотря на относительно короткий промежуток времени, изучение закономерностей изменения АМВ кимберлитов показало высокую перспективу этого метода в решении широкого спектра геологических задач, таких как:

1. Определение глубины эрозионного среза кимберлитовых трубок;
2. Изучение условий сохранности алмазов (скорость движения кимберлитовой магмы);
3. Анализ тектонофизической обстановки алмазоперспективных территорий;
4. Палеомагнитный анализ природы векторов естественной остаточной намагниченности.

Естественно, это далеко не весь спектр геолого-геофизических задач поисков коренных месторождений алмазов, решаемых с помощью метода АМВ.

Благодарности

Работы выполнены при финансовой поддержке АК «АЛРОСА» (ПАО).

Список литературы

1. Tarling D.H., Hrouda F., 1993. The magnetic anisotropy of rocks. London, Chapman&Hall, 217 p.
2. Jelínek V. Measuring anisotropy of magnetic susceptibility on a slowly spinning specimen – Basic theory. Agico Print, № 10, Brno. 1997. 27 p.
3. Mitchell R.H. Kimberlites: mineralogy, geochemistry and petrology. New York: Plenum Press. 1986. 442 p.
4. Константинов К.М. Возраст естественной остаточной намагниченности кимберлитов Якутской алмазоносной провинции. Наука и образование, 2010, № 1 (57). – С. 47-54.
5. Константинов К.М. Магнетизм кимберлитов и траппов зоны сочленения Вилюйской и Тунгусской синеклиз Сибирской платформы: дис…. докт. геол.-мин. наук. - Иркутск, Иркутский госуниверситет. 2014. - 368 с.
6. Константинов К.М., Артёмова Е.В., Константинов И.К., Яковлев А.А., Киргуев А.А. Возможности метода анизотропии магнитной восприимчивости в решении геолого-геофизических задач поисков коренных месторождений алмазов. Геофизика, 2018, № 1. – С. 67-77.

Гистерезис в сильных полях и низкотемпературные магнитные свойства гематит- и гётит-содержащих осадочных горных пород

А. Костеров[(1)], Е.С. Сергиенко[(1)], А.Г. Иосифиди[(2,3)], С.Ю. Янсон[(1)]

1 – Санкт-Петербургский государственный университет, e-mail: a.kosterov@spbu.ru
2 – Всероссийский научно-исследовательский исследовательский институт нефти (ВНИГРИ)
3 – Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Санкт-Петербургский филиал

Аннотация.

С помощью установки MPMS 3 для коллекции гематит- и/или гётит-содержащих осадочных пород каменноугольного возраста были изучены петли гистерезиса в максимальном поле 7 Тл, а также кривые перемагничивания нормальной остаточной намагниченности полем противоположного знака в полях до 3 Тл. Показано, что параметры петель гистерезиса даже магнитожестких образцов удовлетворительно описываются с помощью диаграммы Дэя-Данлопа, если при намагничивании достигается (или почти достигается) магнитное насыщение.

Ключевые слова: Магнитный гистерезис, красноцветы, гематит, гётит

Введение

Осадочные горные породы, в особенности красноцветы, часто содержат высококоэрцитивные магнитные минералы, такие как гематит и гётит. Их намагниченность, приобретаемая в умеренных (< 2 Тл) полях, доступных в большинстве лабораторий, не достигает насыщения, и часто весьма далека от него. Вид соответствующих частных петель гистерезиса может служить лишь качественным индикатором присутствия высококоэрцитивных минералов в породе. Тем более невозможно использовать частные петли для построения диаграмм Дэя-Данлопа [1-3], которая служит полезным инструментом для анализа магнитных свойств пород, содержащих более магнитомягкие минералы. С тем, чтобы разработать подходы к анализу магнитных свойств пород, содержащих магнитожесткие минералы, мы исследовали небольшую коллекцию осадочных пород каменноугольного возраста из разных регионов Восточно-европейской платформы.

Образцы и методика эксперимента

В экспериментах использовались образцы осадочных пород из двух коллекций. Одна из них была отобрана в Рязанской обл. Р. А. Комиссаровой (1965 г.) и представлена красноцветными породами шацкой свиты верейского яруса. Эта коллекция была недавно переизучена с применением современных методов палеомагнитного анализа [4]. Вторая коллекция представлена глинами, карбонатными породами и кварцитами поздневизейского возраста, отобранными в 2017 г. в Ленинградской обл. на р. Лининка и Рагуша [5].

Эксперименты заключались в следующем. Петли гистерезиса в максимальном поле 7 Тл измерялись при комнатной температуре (295 К) на установке MPMS 3 (Quantum Design, США) с логарифмическим шагом по полю, 400 точек на петлю. Кривые размагничивания нормальной остаточной намагниченности I_r(5 Тл) постоянным полем противоположного знака измерялись в полях

до 1 Тл, а в исключительных случаях до 3 Тл с использованием того же прибора. Термомагнитный анализ при высоких температурах проводился по начальной магнитной восприимчивости, с помощью моста MFK-1FA и печи CS4, на воздухе. Низкотемпературные магнитные измерения также проводились с помощью установки MPMS 3. Нормальная остаточная намагниченность насыщения (I_r), созданная в поле 5 Тл при 1.8 К после охлаждения в нулевом (Zero field cooling, ZFC) и в сильном (5 Тл, field cooling, FC) магнитном поле затем измерялась в ходе нагрева до 300 К в нулевом поле. I_r(5 Тл), созданная при 300 К, измерялась в ходе цикла охлаждение-нагрев между 300 и 1.8 К, также в нулевом поле. Для ряда образцов этот эксперимент повторялся для максимальной температуры 400 К. Образцы были также охарактеризованы с помощью электронно-микроскопических наблюдений (СЭМ) и рентгеноструктурного анализа. Для определения качественного и количественного фазового состава образцов использовался настольный порошковый дифрактометр Bruker "D2 Phaser" с медным и кобальтовым анодом. Исследования СЭМ выполнялись на следующем оборудовании: электронный микроскоп Hitachi ED3000 (Япония) с микроанализатором Oxford ED3000 (Oxford, UK); система со сфокусированными электронным и ионным зондами QUANTA 200 3D (FEI, Нидерланды) и аналитическим комплексом Pegasus 4000 (EDAX, USA).

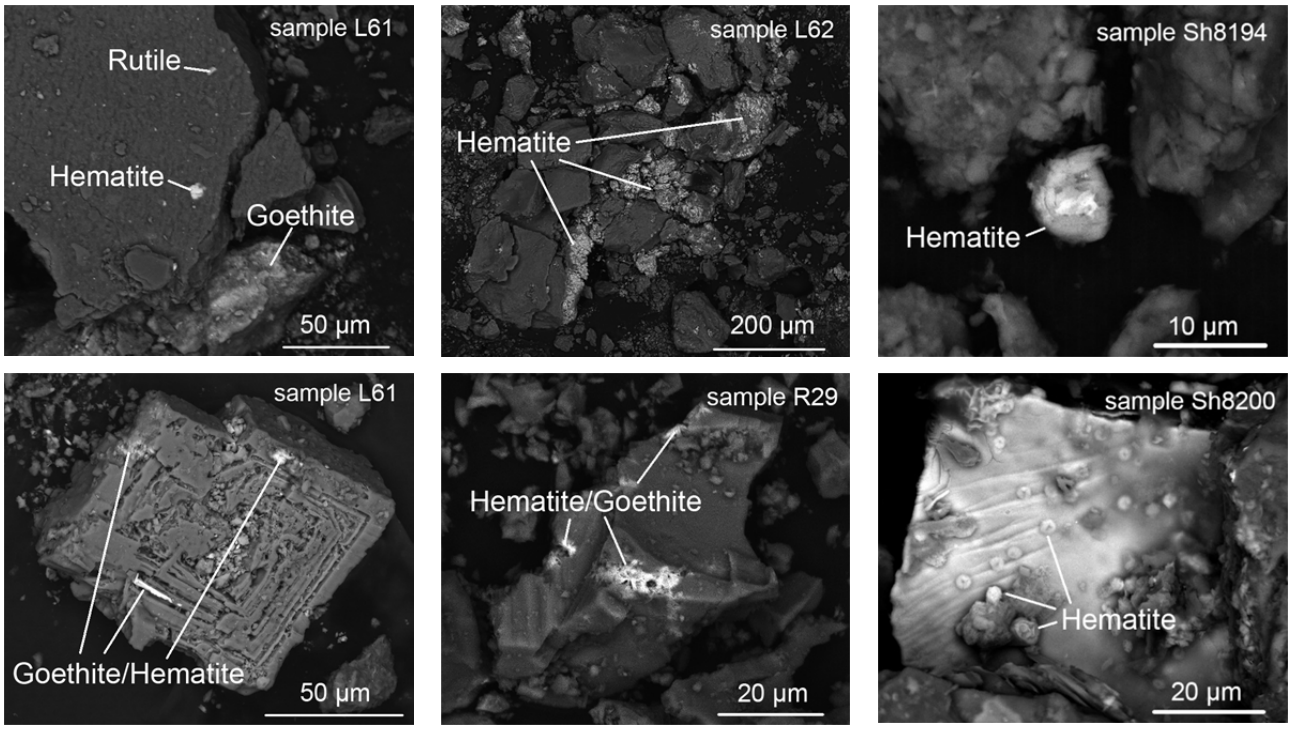


Рис. 1. – СЭМ изображения рудных минералов образцов. Обозначения: sample L61, L62 – образцы глин из обнажений на р. Лининка, sample R29 – образец доломита известковистого из обнажения на р.Рагуша, sample Sh8194, Sh8200 – образцы глин шацкой свиты.

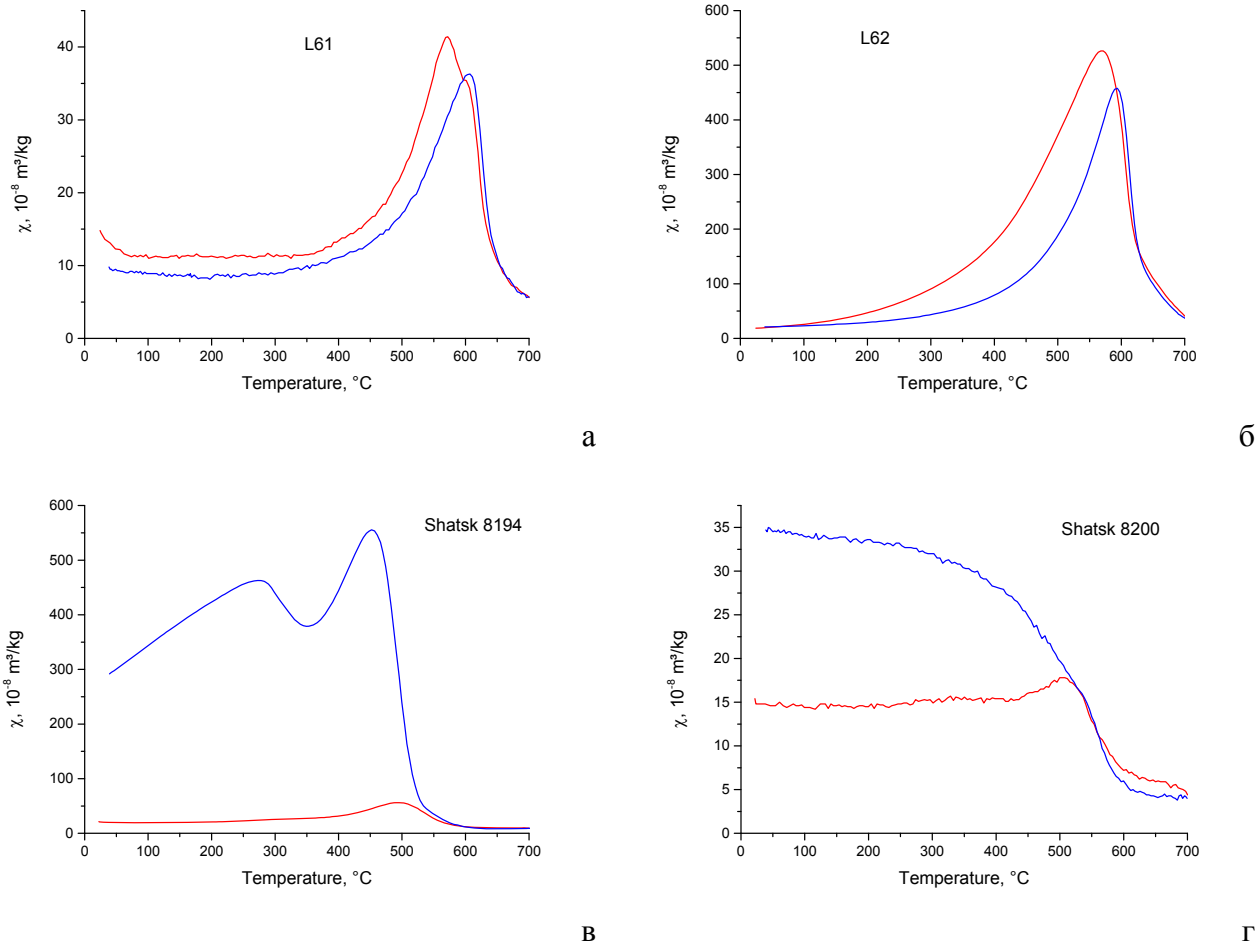


Рис. 2. – Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости. Красные кривые – нагрев, синие – охлаждение.

Результаты и их обсуждение

Электронно-микроскопические исследования (рис.1) показали, что в образцах шацкой свиты новообразованный гематит (часто с примесями Ti; с размерами зерен от менее 1 до 10 мкм) представлен различными морфообразованиями – отдельные оолитоподобные зерна с чешуйчатой структурой, выделения по минеральным агрегатам немагнитной матрицы в виде скелетоподобных форм или в виде «ракушек», гематитовые розы. Скорее всего, исследуемые породы Шацка несут признаки глубокой переработки первичного материала, в основном, в восстановительных условиях. Это же подтверждается результатами порошковой рентгенографии (значительное, до 50% и более, содержание кварца).

Коллекция образцов из обнажений на р. Лининка и р. Рагуша по данным порошковой рентгенографии представлена несколькими разновидностями пород – карбонатными и глинистыми. Гематит и гётит определяются в небольшом количестве, оба минерала плохо окристаллизованы, их дифракционные максимумы накладываются друг на друга и на дифракционные максимумы слоистых минералов, поэтому корректный расчет параметров элементарной ячейки провести невозможно. В некоторых образцах присутствовали шарообразные образования, их состав исследовался отдельно.

Они состоят из гётита, гематита, каолинита и слюды. При СЭМ исследованиях образцов глин и карбонатов (рис.1) визуально отмечается значительное количество рудных минералов, разнообразных по морфологии и составам. Наблюдается несколько генераций рудной фазы: гематит и гётит (явно вторичные минералы) – в виде пленок, отдельных мелких субмикронных зерен, чешуйчатых выделений по глинистым минералам.

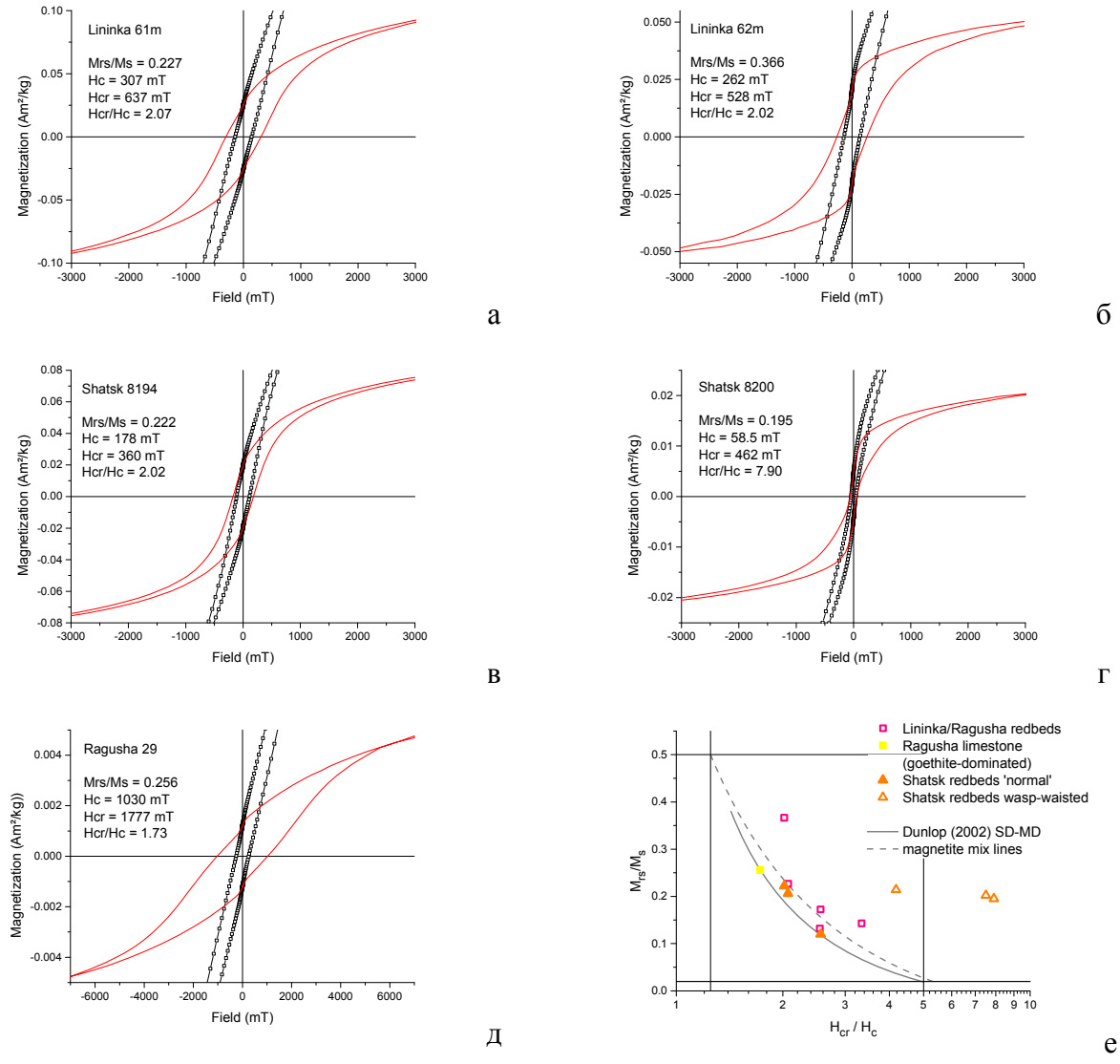


Рис. 3. (а-д) – Примеры петель гистерезиса, измеренные в максимальном поле 7 Тл и (е) соответствующая диаграмма Дэя-Данлопа [1, 2]. Измеренные кривые показаны черным, а исправленные за вклад парамагнитной составляющей – красным. Для ясности показана только центральная часть петель в поле ± 3 Тл, за исключением образца R29 (в), в котором основной магнитной фазой является гётит. Во всех остальных образцах преобладает гематит.

Термомагнитный анализ при высоких температурах (рис. 2) не всегда дает однозначное представление о магнитной минералогии изучаемых образцов. В ряде случаев (рис. 2а, б) образцы не претерпевают заметных изменений при нагреве, и фиксируются температуры Кюри 622°C (образец L61) и 607°C (образец L62), которые могут отвечать гематиту с ~ 10 % примесных атомов. В то же

время, во всех без исключения образцах шацкой свиты (рис. 2в, г) при нагреве образуется сильномагнитная фаза, не позволяя выявить присутствие гематита по термомагнитным кривым.

Примеры петель гистерезиса показаны на рис. 3а-д. В большинстве образцов намагниченность в гистерезисном цикле остается необратимой до полей 3-4 Тл, а в образце R29 (рис. 3д) – и вплоть до максимально доступного в нашем эксперименте поля 7 Тл. Полная намагниченность, как правило, также не достигает насыщения в поле 7 Тл. Соответственно, парамагнитная восприимчивость вычислялась экстраполяцией зависимости дифференциальной восприимчивости dI/dH от 1/H к полю 20 Тл [6]. Отметим, что даже этот метод, вероятно, будет давать завышенное значение парамагнитной восприимчивости для образцов, где преобладает гётит, поскольку в этом минерале магнитное насыщение не достигается и в значительно более сильных полях, до 57 Тл [7].

Вид петель гистерезиса показывает, что лишь в образце R29 (рис. 3д) гётит является преобладающей магнитной фазой. Этот образец отличается огромной коэрцитивной силой, свыше 1 Тл; коэрцитивная сила по остаточной намагниченности составляет 1.78 Тл. Отметим, что эти значения, видимо, занижены по сравнению с истинными, поскольку получены не по полной, а по частной петле гистерезиса. В образцах красноцветов, как и следовало ожидать, основным магнитным минералом является гематит. В то же время, в них наблюдаются два типа петель: нормальные (рис. 3а, в) и перетянутые (рис. 3г). На диаграмме Дэя-Данлопа точки, соответствующие “нормальным” образцам, попадают в псевдооднодоменную область. Более того, они лежат практически на кривой, описывающей псевдооднодоменное поведение (в случае магнетита) как суперпозицию одно- и многодоменного [2]. Точки, представляющие образцы с перетянутыми петлями, ожидаемо лежат значительно правее этого тренда. Принимая во внимание, что коэрцитивная сила у этих образцов довольно велика, хотя и заметно меньше, чем у “нормальных”, можно полагать, что магнетик в них представлен двумя популяциями гематита с различной магнитной жесткостью.

Дополнительные сведения о магнитной минералогии образцов можно получить из анализа низкотемпературных термомагнитных кривых (рис. 4). I_r(5 Тл), приобретенные при 1.8 К после ZFC и FC от 300 К, монотонно убывают вплоть до этой температуры, не показывая каких-либо особенностей. Если же охлаждение и последующий нагрев проводить от 400 К, то кривые I_r(T) выполаживаются около 360 К для образца R29 и около 300 К для L61. Естественно предположить, что эти температуры представляют собой точки Кюри (Нееля) некоего магнитного минерала. То, что I_r(5 Тл), приобретенная 400 К, значительно меньше, чем при 300 К, подтверждает эту гипотезу. С другой стороны, заметное превышение FC- I_r(1.8 K) над ZFC- I_r(1.8 K) указывает на то, что этот минерал весьма магнитожесткий. Учитывая результаты микроскопии и рентгеновской дифракции, наиболее вероятным кандидатом представляется гётит. Следует, однако, заметить, что полученные нами значения точек Кюри заметно ниже, чем значение температуры Кюри чистого гётита (120 ±

2°C) [8]. Таким образом, гётит, подобно гематиту в этих же образцах, содержит заметное количество примесей.

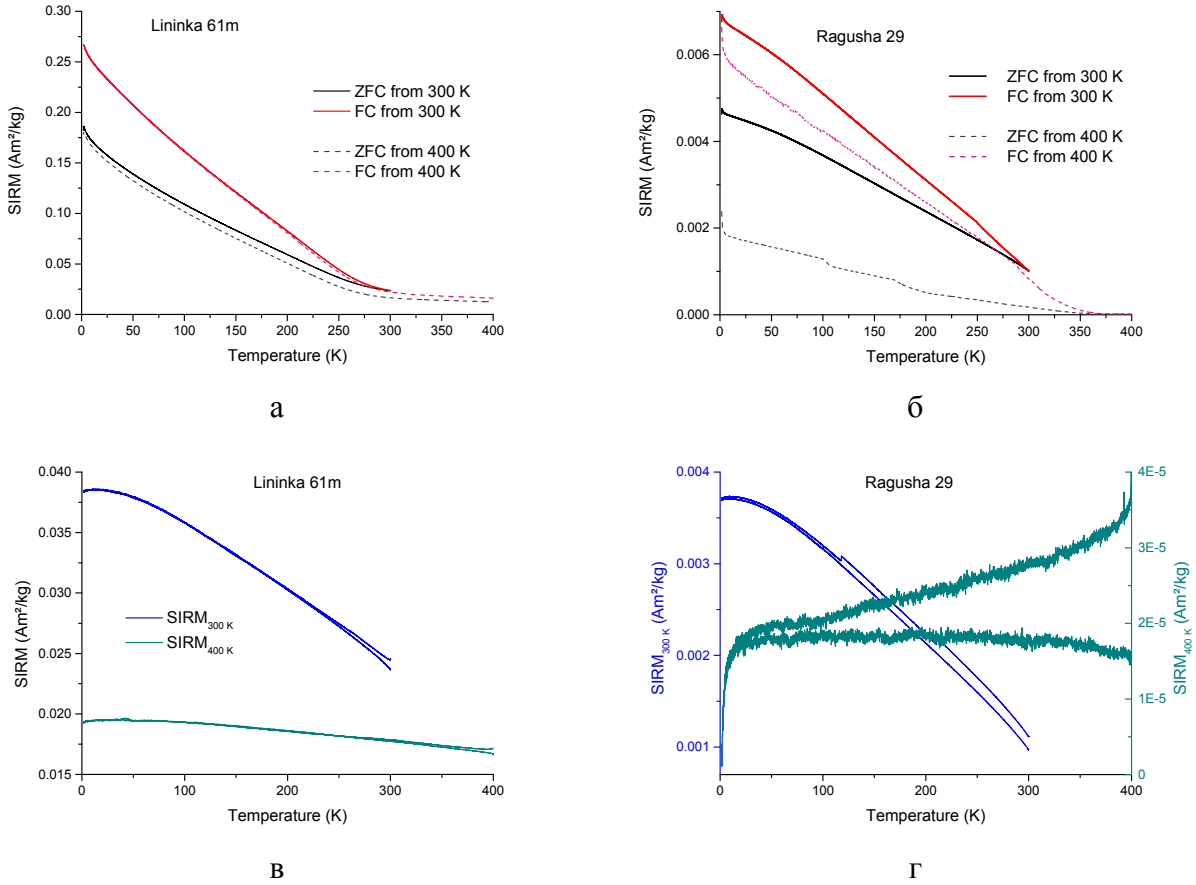


Рис. 4. – Кривые температурного размагничивания I_r (5 Тл), созданных при 1.8 K после охлаждения в нулевом поле (ZFC) и поле 5 Тл (FC) от 300/400 K (а, б) и циклы до 1.8 K и обратно в нулевом поле I_r (5 Тл), приобретенных при 300 K или 400 K (в, г). Различие между намагниченностями, по всей вероятности, обусловлено присутствием гётитоподобной фазы с температурой Нееля ~ 300 K в образце L61m и ~ 360 K в R29.

Заключение

Одних лишь петель гистерезиса, по-видимому, недостаточно для того, чтобы определенно отличать в горной породе гётит от гематита, хотя следует ожидать, что чем больше содержание гётита в образце, тем более магнитожестким он будет. Коэрцитивная сила гётит-содержащих образцов может достигать и, видимо, превышать 1 Тл. С другой стороны, низкотемпературные магнитные измерения могут дать лучшее представление о магнитной минералогии осадочных пород, хотя и требуют наличия специализированного оборудования и куда больших затрат времени. Также весьма желательно получить больше опорных данных по магнитному гистерезису и термомагнитным кривым при криогенных температурах на образцах гематита и гётита с контролируемым составом, морфологией и размером зерна.

Благодарности

Наталья Сальная (ИФЗ РАН) оказала большую помощь при отборе образцов на р. Лининке и Рагуше в 2017 году. Измерения проводились в ресурсных центрах Научного парка СПбГУ: «Геомодель», «Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники» и «Центр рентгеновских дифракционных исследований». Исследование частично поддержано РФФИ, грант № 16-05-00603а.

Список литературы

1. Day, R., M. Fuller, and V. A. Schmidt (1977), Hysteresis properties of titanomagnetites: Grain-size and compositional dependence, Phys. Earth Planet. Inter., 13, 260-267.

2. Dunlop, D. J. (2002a), Theory and application of the Day plot (M_{rs}/M_s versus H_{cr}/H_c) 1. Theoretical curves and tests using titanomagnetite data, J. Geophys. Res., 107, 10.1029/2001JB000486.

3. Dunlop, D. J. (2002б), Theory and application of the Day plot (M_{rs}/M_s versus H_{cr}/H_c) 2. Application to data for rocks, sediments, and soils, J. Geophys. Res., 107, 10.1029/2001JB000487.

4. Iosifidi, A. G., V. A. Mikhailova, V. V. Popov, E. S. Sergienko, A. V. Danilova, N. M. Otmas, and A. V. Zhuravlev (2019), Carboniferous of the Russian Platform: Paleomagnetic data, in Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism, edited by D. Nurgaliev, V. Shcherbakov, A. Kosterov and S. Spassov, pp. 37-54, Springer International Publishing, Cham.

5. А. Г. Иосифиди, Е. С. Сергиенко, Н. В. Сальная, Н. М. Отмас, В. А. Михайлова, А. В. Данилова (2018). Палеомагнитные исследования поздневизейских отложений Московской синеклизы (Ленинградская обл., р. Лининка, р. Рагуша) // в наст. сб., с. 101-104.

6. Starunov, V. A., A. Kosterov, E. S. Sergienko, S. Y. Yanson, G. P. Markov, P. V. Kharitonskii, A. S. Sakhatskii, I. E. Lezova, and E. V. Shevchenko (2019), Magnetic properties of tektite-like impact glasses from Zhamanshin astrobleme, Kazakhstan, in Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism, edited by D. Nurgaliev, V. Shcherbakov, A. Kosterov and S. Spassov, pp. 445-465, Springer International Publishing, Cham.

7. Rochette, P., P.-E. Mathé, L. Esteban, H. Rakoto, J.-L. Bouchez, Q. Liu, and J. Torrent (2005), Non-saturation of the defect moment of goethite and fine-grained hematite up to 57 Teslas, Geophys. Res. Lett., 32, L22309, doi: 22310.21029/22005GL024196.

8. Özdemir, Ö., and D. J. Dunlop (1996), Thermoremanence and Néel temperature of goethite. *Geophys.Res. Lett.*, *23*, 921-924.

Магнитные аномалии земных кратеров: моделирование простых кратеров

М.Ю. Кузьмичева

Институт динамики геосфер РАН, 119334, Россия, г. Москва, Ленинский пр. 38 кор.1,
Телефон: 79168757321, e-mail:kuzmichev.konstantin@gmail.com

Аннотация.

Проведено численное моделирование магнитных аномалий, связанных с метеоритными кратерами на Земле, образовавшимися в результате высокоскоростных ударов космических тел. Учитывались особенности процесса образования кратеров и свойства пород, подвергшихся воздействию последствий удара.

Ключевые слова: магнитная аномалия, палеомагнитное поле, метеоритный кратер

Введение

Метеоритные кратеры, образованные в результате столкновения космических тел, присутствуют на Земле и на твердых поверхностях тел Солнечной системы - планетах земной группы, спутниках планет, астероидах и кометах. Их всестороннее изучение стимулировалось задачами освоения космоса, развитием физики взрыва, космогонии и планетологии.

Кратеры на Земле наиболее доступны для изучения, они характеризуются наличием гравитационной и магнитных аномалий, определяемых совокупностью процессов удара и послеударной модификации среды. В настоящее время принято для удобства выделять три стадии образования кратера – стадию сжатия, экскавации и модификации [1]. Границы между ними условны, однако каждая стадия характеризуется тем или иным превалирующим моментом. Изучение процесса образования кратера в результате высокоскоростного удара показало, что в ударнике и мишени образуются ударные волны, приводящие к испарению и полному разрушению ударника и выбросу его вещества, и образованию полости в мишени (так называемому промежуточному кратеру), которая затем модифицируется в конечный кратер меньшей глубины с валом.

Гравитационная аномалия образуется за счет выброса вещества мишени, дробления и образования трещин, вызванных прохождением ударной волны и разгрузкой. Магнитная аномалия, связанная с кратером, характеризуется пониженным магнитным полем в целом, с отдельными положительными аномалиями, которые часто связаны с центральным поднятием, если оно существует.

Нагретые в результате удара, магнитные минералы коры остывают ниже температуры Кюри и приобретают тепловую остаточную намагниченность с величиной, пропорциональной напряженности окружающего магнитного поля. Магнитные материалы могут также намагничиваться во внешнем магнитном поле за счет механизма ударной остаточной намагниченности. Однако уже существующая намагниченность минералов может уменьшиться или исчезнуть, если воздействие ударной волны происходит во внешнем поле, слишком слабом, чтобы вызвать ударную остаточную намагниченность. В результате кратерообразующего удара магнитные свойства поверхности мишени также изменяются за счет выброса грунта, за счет его перемешивания. Вещество, нагретое в

результате ударов, остывает долгое время (годы, сотни лет, время остывания зависит от энергии удара), гидротермальные изменения приводят к преобразованию магнитных минералов и возникновению химически-индуцированной намагниченности [2]. Принято считать, что ударное размагничивание вызвано ослаблением магнитных носителей в породах, в то время как расплав и брекчии, в которые входит расплав, приобретают повышенную магнитную восприимчивость и остаточную намагниченность.

По размеру конечного кратера и связанного с ним промежуточного кратера определяют энергию, выделившуюся при ударе. Данные по магнитным аномалиям кратеров позволяют определить размер кратера независимым образом [3] и соответствующую энергию удара.

Последние годы проводились измерения магнитного поля Марса и Луны миссиями Марс Глобал Севайер, Лунар Проспектор, Кагуя. Новые карты магнитного поля стимулировали исследования древнего динамо, полюсов, природы магнитных аномалий коры.

Большие удары (>300 км в диаметре) изменяют намагниченность на полную глубину коры в области, сравнимой по размеру с конечным размером кратера. Отсутствие глобального магнитного поля и, следовательно, наведенной намагниченности, у Марса устраняет существенное затруднение в интерпретации импактных магнитных структур. Доказанное существование сильного магнитного поля коры Марса подразумевает, что глобальное поле определенно существовало в его ранней истории, его напряженность была близка к напряженности поля на поверхности Земли. Наиболее старые большие кратеры Марса были намагничены, их возраст, по-видимому, лежит между 4.1 и 4.3 млрд. лет. Некоторые кратеры (с диаметрами более 1000 км, Равнина Эллада и Равнина Утопия) почти полностью размагничены в пределах своих диаметров, так что можно предположить, что динамо было активно в период образования самых старых кратеров, но завершило активность до ударов, образовавших Элладу и Утопию после 4.1 млрд. лет, и больше не возобновлялось. После этого атмосфера Марса подвергалась эрозии под прямым действием солнечного ветра, что существенно изменило ход эволюции его климата, в частности, водная эрозия поверхности Марса сменилась воздушной эрозией [4,5].

Магнитное поле лунного грунта было зарегистрировано спутниками Аполлонов на орбите и магнетометрами на поверхности. У Луны когда-то было глобальное долгоживущее магнитное поле с напряженностью близкой к земной. Магнитные источники в лунной коре находятся на глубине 10-20 км, где они могли сформироваться в присутствии поля, генерируемого в ядре. Магнитные аномалии в бассейне Южный полюс — Эйткен связывают с источниками, близкими к поверхности. Отсутствие приповерхностных магнитных источников связывают с процессами ударного размагничивания [6].
Таким образом, вызванное ударами космических тел размагничивание (и последующее намагничивание) является важным процессом в истории магнитного поля.

Ударное размагничивание мишени, образование магнитной каверны

Ударное размагничивание пород мишени вызвано прохождением ударной волны при образовании ударного кратера в стадии сжатия и экскавации. Размагничивание происходит при

давлениях не менее 5 ГПа (иногда порог принимают равным 1-2 ГПа). Начальные давления при контакте падающего тела и мишени превышают сотни ГПа, при разгрузке таких давлений вещество ударника и мишени испаряется, плавится. В стадии экскавации происходит раскрытие кратера, а ударная волна затухает, продвигаясь вглубь мишени. Промежуточный кратер имеет форму параболоида, на стадии модификации образования метеоритного кратера происходит сползание вещества со стенок и, соответственно, уменьшение глубины. Подробно стадии кратерообразования описаны в книге [1]. Модификация кратеров с диаметром больше определенного, задаваемого соотношением относительной роли прочности и силы тяжести, происходит иначе, сказанное здесь относится к так называемым простым кратерам. Наблюдаемые диаметры кратеров d_{obs} связаны с диаметрами промежуточных кратеров d_{tr} соотношением (1) [7], глубина промежуточного кратера h_{tr} примерно равна 1/3 его диаметра:

$$d_{tr} = 0.7576 \cdot {d_{obs}}^{0.921} \cdot {d_{cr}}^{0.072}\ ,\ h_{tr} = d_{tr}/2.7 \qquad (1)$$

где d_{cr} равен 4 км для пород кристаллического основания.

На рис. 1 показано распределение давления в ударной волне, распространяющейся в породе мишени, полученное по модели, описанной в работе [7]. Рассматривался удар тела с диаметром 130 м с вертикальной составляющей скорости 15 км/с, образующий кратер с наблюдаемым диаметром 2.7 км. Соответствующий промежуточный кратер имеет диаметр 2 км.

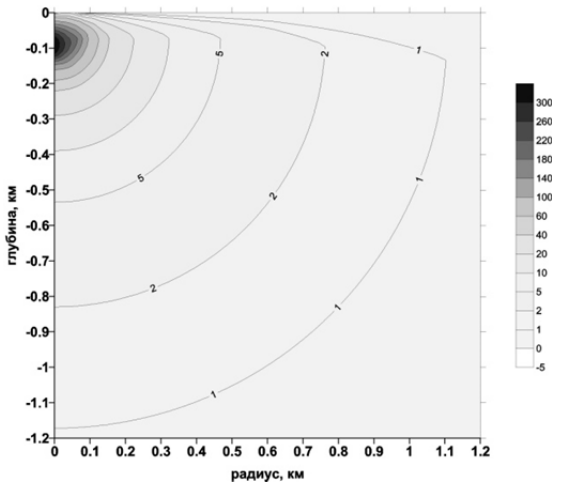


Рис. 1. – Давление в ударной волне, распространяющейся вглубь мишени в ГПа.

Породы мишени, подвергшиеся ударной нагрузке более 2 ГПа находятся в пределах размеров промежуточного кратера, глубина которого больше глубины наблюдаемого кратера. Эти породы можно рассматривать как размагниченные. Сползая на дно кратера и заполняя его в стадии модификации кратера, они, тем не менее, не дают вклад в магнитное поле. Выбросы приповерхностного вещества, образующие кратерный вал, за счет взаимодействия ударной волны с поверхностью не подвергаются высоким давлениям и поэтому не размагничены, но мы полагаем, что

в результате выбрасывания они перемешиваются, их магнитные моменты, обусловленные естественной остаточной намагниченностью, становятся разнонаправленными. В первом приближении мы считаем, что они не дают вклада в магнитное поле. Из этих соображений в моделировании магнитной аномалии, связанной с кратером, мы рассматривали кратер как магнитную полость с диаметром и формой, соответствующей промежуточному кратеру.

Моделирование проводилось путем решения трехмерной магнитостатической задачи. Среда рассматривалась как набор магнитных диполей с известными свойствами. Учитывалась естественная остаточная и наведенная намагниченность, задавалась величина и направление магнитного поля Земли. Сначала рассчитывалась картина магнитного поля без кратера, затем - картина магнитного поля после образования кратера, разница этих полей описывается как аномалия магнитного поля, связанная с кратером.

Результаты моделирования

При проведении моделировании рассматривались кратеры с диаметрами, соответствующие диаметрам известных простых кратеров: а именно, кратеров Лонар (наблюдаемый диаметр 1.9 км), Ритланд (2.7 км), Брент (3.8 км). Для моделирования были использованы данные по магнитным свойствам пород и значение внешнего магнитного поля, типичные для Фенноскандии [8]. В дальнейшем предполагается провести моделирование для пород, характерных в месторасположении данных кратеров, чтобы провести количественное сравнение модельных значений с результатами измерений. На рисунках 2-4 показаны аномалии величины магнитного поля на высоте 100 м над поверхностью, рассчитанные для кратеров с выбранными диаметрами. Голубым цветом выделены кривые, примерно окаймляющие площадь, соответствующую наблюдаемому диаметру каждого кратера. Форма отрицательной аномалии близка к круговой, но центр магнитной аномалии смещен относительно центра кратерной полости (и относительно центра гравитационной аномалии) в направлении оси диполя. Также видно, что отрицательная аномалия сопровождается положительной аномалией. С увеличением диаметра простого кратера величина магнитной аномалии увеличивается, так как увеличивается диаметр магнитной каверны. Величины смещения центра аномалии показаны на рисунке 5. Для кратеров разного диаметра размер магнитной аномалии, близкий к размеру кратера, выделяется при одних и тех же значениях магнитного поля - примерно 4 нТл в данном моделировании.

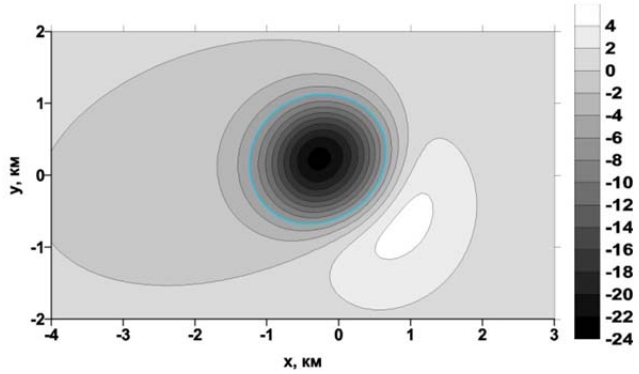


Рис. 2. – Магнитная аномалия кратера с диаметром 1.9 км в нТл.

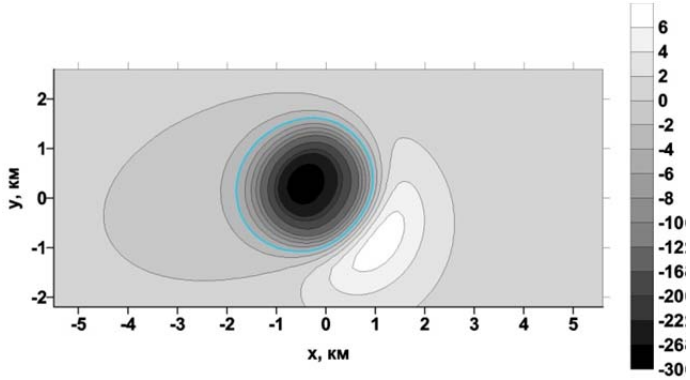


Рис. 3. – Магнитная аномалия кратера с диаметром 2.7 км в нТл.

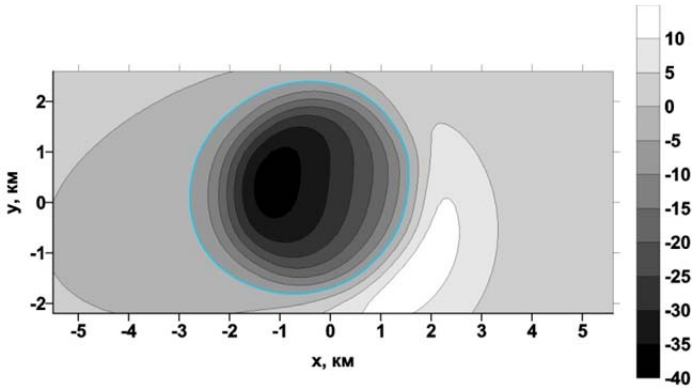


Рис. 4. – Магнитная аномалия кратера с диаметром 3.8 км в нТл.

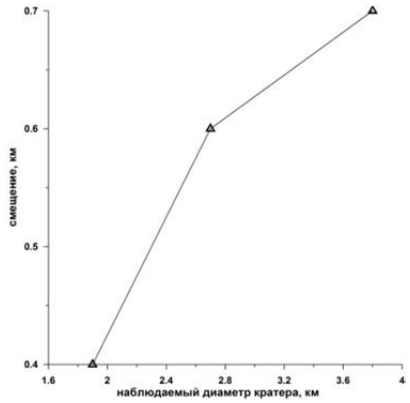


Рис. 5. – Смещение магнитной аномалии относительно центра кратера.

Выводы

Магнитные аномалии, связанные с кратерами, вызваны особенностями процесса кратерообразования, которые проявляются как в строении кратеров, так и в изменении магнитных свойств пород, подвергшихся воздействию последствий высокоскоростного удара.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума 17.

Список литературы

1. Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994. — 336 с.
2. H.A. Ugalde, N. Artemieva and B. Milkereit Magnetization on impact structures- Constrains from numerical modeling and petrophysics //*Geological Society of America Special Papers* 2005; 384; 25-42.
3. M. Pilkington and A. R. Hildebrand (2003) Transient and disruptive cavity dimensions of complex terrestrial impact structures derived from magnetic data *Geophys. Res. Lett*., 30, 21, 2087-2990.
4. Artemieva N. et al. (2005) Impact demagnetization of the Martian crust: Primaries versus secondaries // *GRL, 32,* L22204.
5. Lillis R. et al. (2013) Time history of the Martian dynamo from crater magnetic field analysis// *JGR, 118,* 1045-1062.
6. Wieczorek M. (2016) Depth and Origin of Lunar Magnetic Anomalies from a Localized Magnetic Power Spectrum Analysis. *LPS XLVII*, Abstract #2009.
7. P. S. Mohit and J. Arkani-Hamed (2004) Impact demagnetization of the martian crust // *Icarus*, 168, 305-317.
8. Plado J et al (1999) Effects of erosion on gravity and magnetic signatures of complex impact structures: Geophysical modeling and applications // Geological Society of America Special Paper 339, 229-239.

Палеонапряженность геомагнитного поля по изверженным породам вулканов Камчатки

В.И. Максимочкин[(1)], Ю. В. Слепцова[(1)], А.Н. Некрасов[(2)]

1 – Физический факультет, Московский государственный университет («МГУ»), 119234, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Телефон: 84959394881, e-mail: maxvi@physics.msu.ru, syv18@mail.ru;
2 – Институт экспериментальной минералогии РАН («ИЭМ РАН»), 142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 4

Аннотация.

Проведено определение палеонапряженности геомагнитного поля по естественной остаточной намагниченности (NRM) пяти образцов лав с вулканов Авачинский, Горелый и Толбачик (извержение 2012 года). Установлено, что палеоинформативность NRM исследованных образцов достаточно высока: согласно данным термомагнитного и электронно-зондового анализов и магнитосиловой микроскопии, носителем остаточной намагниченности образцов с вулкана Авачинский является титаномагнетит с признаками высокотемпературного окисления, с вулкана Толбачик – титаномагнетит с Тс=310 ^{0}С, с вулкана Горелый-титаномагнетит с Тс=200 ^{0}С и титанистый магнетит с Тс=520 ^{0}С, магнитная структура зерен соответствует однодоменному и псевдооднодоменному состоянию, NRM практически однокомпонентна. Величины палеонапряженности, определенные по NRM образцов с вулкана Толбачик (Ндр=56±3 мкТл), и вулкана Авачинский (Ндр=50±3, 55±3, 58±5 мкТл), оказались довольно близки к значению современного магнитного поля в районе этих вулканов (H_{IGRF12}=52мкТл) по модели IGRF-12. По направлению и величине палеонапряженности геомагнитного поля и данным палеовековых вариаций геомагнитного поля уточнен возраст образцов: два образца с вулкана Авачинский, отобранные с отметок 1050 и 1150 м над уровнем моря, принадлежат историческим извержениям - не позднее 1827 года, возраст образца, отобранного с отметки 2120 м, равен 4-4.5 тысяч лет. Величина (Ндр=69±6 мкТл) и направление палеонапряженности, определенные по NRM образца с вулкана Горелый, существенно отличающиеся от параметров современного магнитного поля позволили сделать вывод, что изученный образец относится к излиянию лавы, которое произошло 2.7 тыс лет назад, во время экскурса Этруссия.

Ключевые слова: Камчатка, геомагнитное поле, палеомагнетизм, палеовековые вариации, палеонапряженность, метод Телье

Введение

Палеомагнитные исследования вулканических пород могут проводиться не только для изучения эволюции главного геомагнитного поля и процессов его генерации, но и для создания магнитостратиграфической шкалы и изучения вулканической активности. Палеомагнитные исследования молодых лав Камчатки, наряду с археомагнитными данными, например, дают возможность, получать информацию о палеовековых вариациях геомагнитного поля [1, 2, 3, 4]. В работе [5] была предпринята попытка использования палеомагнитных характеристик лав и палеовариаций магнитного поля Земли для оценки возраста Авачинского вулкана. Современные лавы могут также использоваться как «реперы» для проверки методик определения параметров геомагнитного поля по остаточной намагниченности изверженных пород.

Во многих случаях при проведении палеомагнитных исследований лав вулканов Камчатки проводилось определение только направления древнего магнитного поля, палеоинтенсивность, из-за трудоемкой методики, определялась реже. В тоже время известно, что с течением времени изменяются не только координаты геомагнитных полюсов, но и интенсивность геомагнитного поля в пределах одной эпохи [6, 7, 8], вариации которой тоже можно использовать для уточнения датировок.

Данная работа посвящена палеомагнитным исследованиям образцов лав вулканов Камчатки: Авачинский и Горелый с целью уточнения возраста лавовых потоков и получения данных для определения палеовековых вариаций геомагнитного поля для Камчатского региона. Попутно на современных лавах вулкана Толбачик решалась задача по отработке методики определения палеонапряженности геомагнитного поля.

Объекты исследования

Нами было исследовано 5 образцов. Три ориентированных образца с вулкана Авачинский: образец К17-3 был отобран на высоте 1050 м над уровнем моря в точке с координатами N 53° 12’ 53.3”, E 158° 48’ 27.2”, обр. К17-10 - на высоте 1150 м, (координаты N 53° 13’ 21.2”, E 158° 48’ 22.1”), обр. К17-9 - с отметки 2120 м (координаты N 53° 15’ 58.8”, E 158° 49’ 04.1”). Ориентированный образец К17-13 был отобран с вулкана Горелый в точке с координатами N 52° 33’ 33.2”, E 158° 03’ 30.2” на высоте 1555 м. Базальт К17-14 с вулкана Толбачик был любезно предоставлен сотрудниками Института сейсмологии и вулканологии ДВО РАН и принадлежит извержению 2012 года.

Методика экспериментов

Из каждого образца вырезалось примерно по 10 дублей. Измерения величины и направления остаточной намагниченности образцов при комнатной температуре проводились на ротационном магнитометре JR-6. Магнитная восприимчивость (k) при комнатной температуре измерялась каппаметром ИМВО-М. Эти измерения проводились на образцах в виде кубика с размером ребра 2 см. Размагничивание образцов переменным полем производилось на приборе LDA-3A. Гистерезисные и термомагнитные свойства исследовались на вибрационном магнитометре ВМА-1 на образцах в виде кубика с размером ребра 1 см. Коэрцитивная (Hc) и остаточная коэрцитивная (Hcr) силы определялись по «спинке» петли гистерезиса после предварительного намагничивания образца в поле 1 Тл. При определении намагниченности насыщения ферримагнетика (Isф) по зависимости I(H) учитывался парамагнитный вклад в намагниченность. Точка Кюри (Tc) определялась по температурной зависимости магнитной восприимчивости k(T) на приборе MFK-1 с приставкой CS3 фирмы AGICO, а также по зависимости от температуры намагниченности в поле H=0.24 Тл - Is(T), которая снималась на вибрационном магнитометре

Исследования химического состава и получение изображений магнитных зерен в обратно рассеянных электронах были выполнены на цифровом сканирующем микроскопе Tescan Vega II XMU (s.r.o. Tescan, г. Брно, Чешская Республика) с энергодисперсионным спектрометром (ЭДС/EDS) INCA Energy 450 с полупроводниковым Si(Li) детектором INCA x-sight и волнодисперсионным (волновым) спектрометром (ВДС/WDS) INCA Wave 700. Расчеты химического состава производились с помощью программы INCA Suite ver. 4.15 пакета программ The Microanalysis Suite Issue 18 + SP3.

Определение палеонапряженности геомагнитного поля по остаточной намагниченности образцов проводилось по методу Телье-Кое [9].

Результаты исследований

Магнитные характеристики образцов и результаты термомагнитного анализа представлены на рис.1 и в табл.1. Терморазмагничивание и размагничивание образцов переменным магнитным полем показало практически однокомпонентный состав естественной остаточной намагниченности (NRM). Доменная структура ферримагнитных зерен образцов К17-3, К17-9, К17-10 и К17-14 согласно критерию Дея [10] является псевдооднодоменной: Irs/Isф=0.11-0.12, Hcr/Hc=2.5-3.0, магнитная структура ферримагнитных зерен образца К17-13 близка к однодоменному состоянию: Irs/Isф=0.47, Hcr/Hc=1.2.

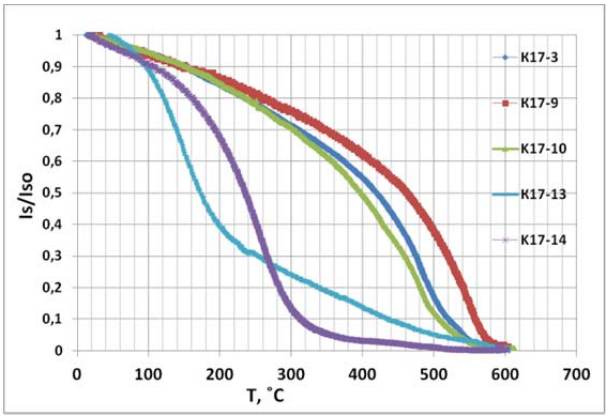


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности образцов лав Камчатки в поле 0.24Тл

Температура Кюри образцов К17-3, К17-10 составляла 540 ^{0}C, образца К17-9 – 580 ^{0}C. У образца К17-13 с вулкана Горелый по кривым Is(T) (см. рис.1) можно было выделить две магнитные фазы с точками Кюри Tc1=200°C и Tc2≈520°C. Температура Кюри ферримагнитных зерен образца К17-4 с вулкана Толбачик была равна Tc=310°C.

Микрозондовый анализ показал, что титаномагнетитовые зерна образцов К17-3 и К17-10 с вулкана Авачинский в пределах погрешностей определения имеют одинаковый минеральный состав (Табл.2), что может свидетельствовать о том, что образцы принадлежат одному лавовому потоку. Высокие температуры Кюри, близкие к Tc магнетита при $Tc_{расч}$≈278-298^{0}C, свидетельствуют о высокотемпературном окислении титаномагнетита, хотя на изображениях магнитных зерен в обратно рассеянных электронах структур распада выявлено не было (рис.2а). Можно считать, что палеоинформативность NRM этих образцов достаточно высока.

Содержание магнетитовой компоненты в титаномагнетитовых зернах образца К17-9, отобранного с отметки 2120 м над уровнем моря, выше, чем в первых двух образцах (табл.2). На фотографиях в обратно рассеянных электронах были обнаружены структуры распада, характерные для высокотемпературного окисления (рис.2в). Структуры распада в магнитных зернах были выявлены также и при исследовании аншлифа в магнитосиловом микроскопе (рис.2г). Учитывая, что термомагнитный анализ показал магнетитовую точку Кюри, можно сделать вывод о высокой палеоинформативности NRM этого образца.

Результаты определения палеонапряженности геомагнитного поля по NRM образцов в виде диаграмм Араи-Нагата представлены на рис. 3а-д и в табл. 3.

Величина палеонапряженности Hдр=56±3мкТл при коэффициенте качества q=15, определенная по NRM образца с вулкана Толбачик, оказалась довольно близка к значению современного магнитного поля в районе этого вулкана по модели IGRF-12 (H_{IGRF}=53мкТл) и согласуется с результатом определения Hдр=54.6 мкТл в работе [11], полученным на аналогичном образце лавы с вулкана Толбачик извержения 2012 года. Это свидетельствует о работоспособности и надежности использованной нами методики определения палеонапряженности по остаточной намагниченности изверженных пород.

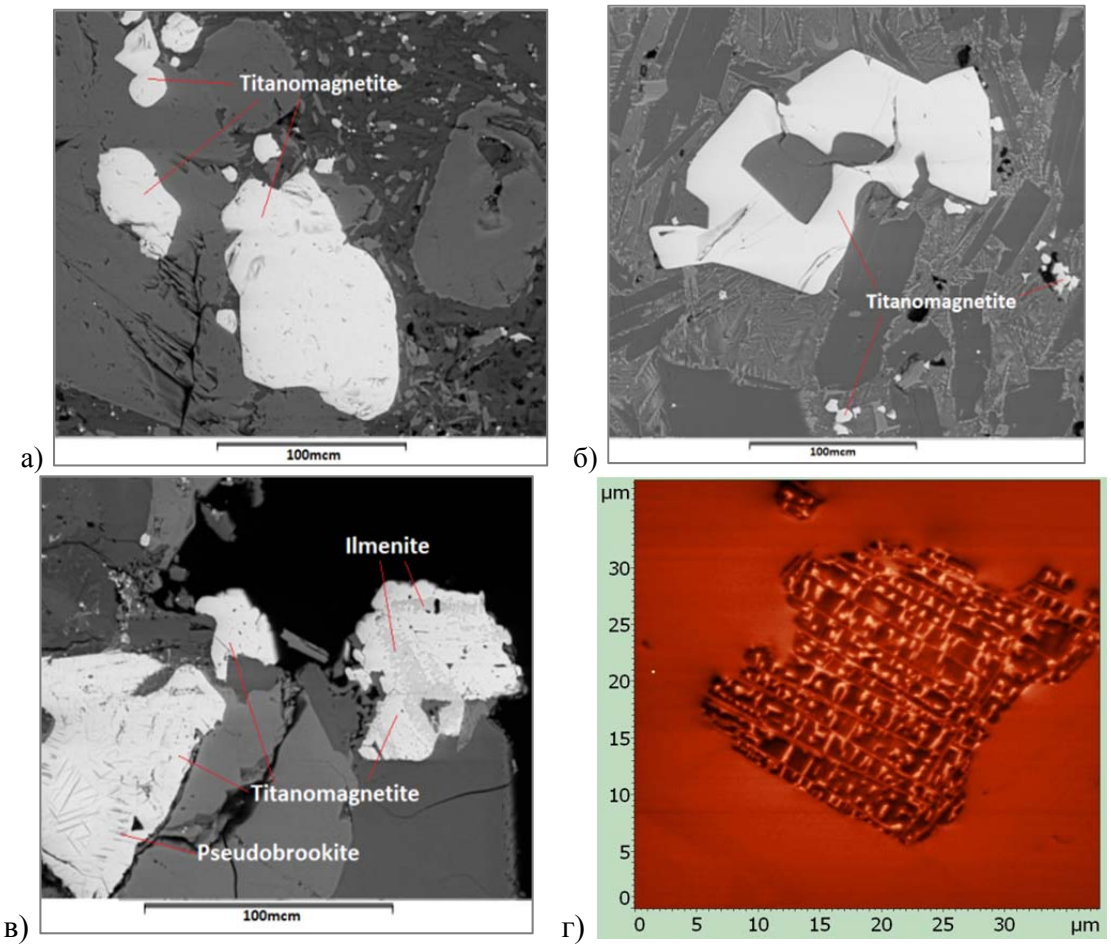


Рис. 2. - Изображения ферримагнитных зерен образцов а) К17-3, б) К17-14, в) К17-9 в обратно рассеянных электронах, г) К17-9 в магнитосиловом микроскопе SolverPRO фирмы NT MDT.

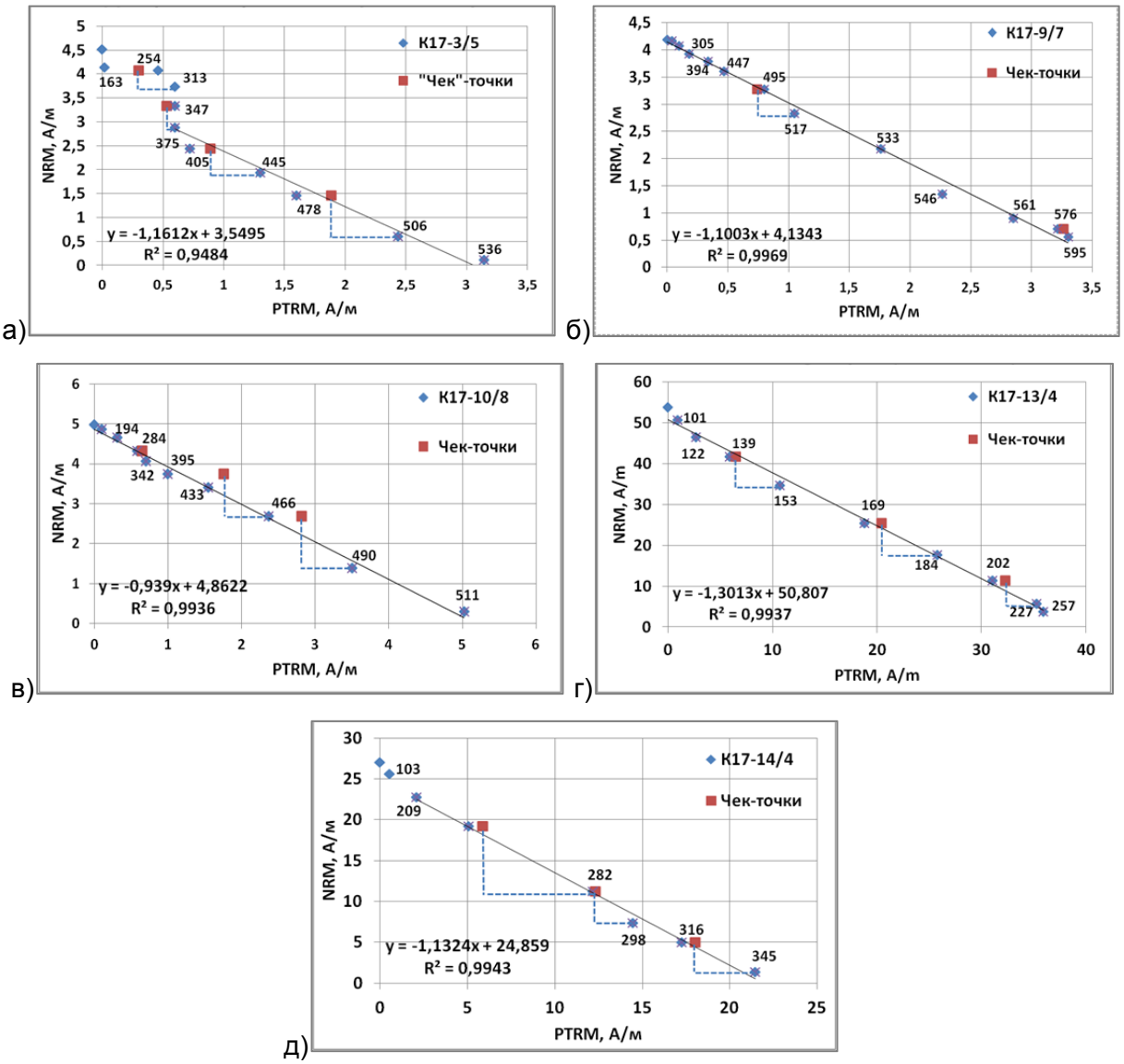


Рис. 3. Диаграммы Араи-Нагата определения палеонапряженности геомагнитного поля. (цифры около точек – максимальная температуры в циклах Телье).

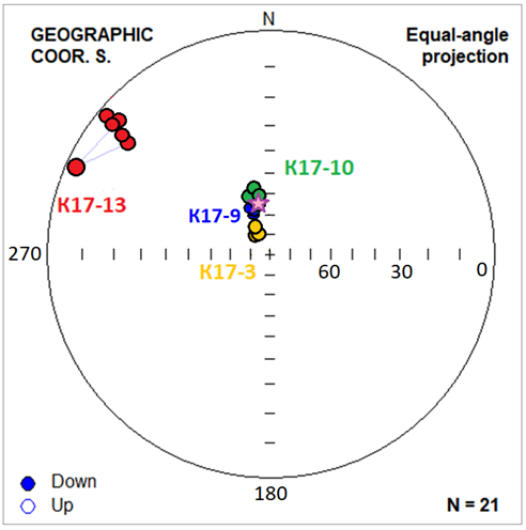


Рис.4. Стереограмма направлений NRM образцов на верхней полусфере. (звездочкой показано направление современного геомагнитного поля (IGRF12) района исследований).

Палеонапряженность геомагнитного поля, полученная по образцам с вулкана Авачинский (см. табл.3) оказалась также довольно близка к современному значению H_{IGRF}=52мкТл для этого района. Данные полученные по образцам К17-3 и К17-10 свидетельствует о том, что они принадлежат историческим лавовым потокам, относящимся к извержениям, произошедшим не позже 1827 года по данным [12]. Направления NRM близки к направлению современного геомагнитного поля для района исследований (см. рис.4). Палеонапряженность (Ндр=55±3 мкТ), полученная по образцу К17-9, отобранному с отметки 2120 м также в пределах погрешности равна современному полю. Однако минеральный состав ферримагнитных зерен по данным микрозондового анализа существенно отличается от магнитных зерен образцов К17-3 и К17-10. Это свидетельствует о том, что образец К17-9 принадлежит другому лавовому потоку. Возраст его был определен в 4,5 - 5 тыс лет, так как, согласно данным палеовековых вариаций [6], интенсивность геомагнитного поля в это время была такая же. Эта оценка возраста образца К17-9 оказывается несколько выше данных Базановой Л.И. (~3800 лет) [12].

Палеонапряженность геомагнитного поля Ндр=69±6 мкТл и рассчитанное значение VADM=(9.8±0.9)*10^{22} А*$м^2$, определенные по образцу с вулкана Горелый, оказались на 25% выше, чем характеристики палеополя, определенные по образцам с вулканов Авачинский и Толбачик. По данным [13] возраст лавовых потоков не старше 8 тысяч лет. Однако геомагнитное поле Земли в период 6-8 тыс. лет назад характеризовалось пониженной интенсивностью [6]. Наклонение J=3÷12° и склонение D=-(49÷66)° NRM дублей этого образца довольно сильно отличаются от направления современного поля в районе отбора (J_{IGRF}=64.7°, D_{IGRF}=-6.7°) (см. табл.3 и рис.4). Возможно, такой результат обусловлен экскурсом Этруссия (2.7 тыс. лет назад) [14], а возраст этого образца действительно может быть равен 2-3 тысячи лет.

Таблица 1. Магнитные характеристики образцов лав вулканов Авачинский, Горелый и Толбачик.

№обр.	NRM, А/м	ko, 10^{-3} ед. Си	Qn	Irs, А/м	Hc, мТл	Irs/Isф	Hcr/Hc	Tc, °C по Is(T)	Tc, °C по k(T)
К17-3	3.1-4.1	29-32	2.8-3.4	406.6	12.4	0.11	2.5	540	540
К17-10	4.2–5.4	27–36	4.3–5.9	334.5	11.3	0.12	2.9	540	
К17-9	3.6–4.7	7.5–10.6	9.4–10.7	194.9	14.1	0.11	3.0	580	580
К17-13	37.3-69.8	11-17	52-127	841	21.6	0.47	1.2	200, 520	
К17-14	21.9–26.7	24–27	19–24	548	11.2	0.23	3.0	310	320

Таблица 2. Результаты микрозондового анализа магнитных зерен (расчет на миналы).

№ образца	Fe_3O_4	Fe_2TiO_4	$MgAl_2O_4$	$MgFe_2O_4$	$Tc_{расч}$, °C
К17-3	0,60±0,06	0,28±0,06	0,07±0,03	0,02±0,02	298±39
К17-10	0,54±0,06	0,30±0,08	0,08±0,02	0,05±0,03	278±30
К17-9	0,76±0,15	0,14±0,15	0,04±0,03	0,05±0,04	406±101
К17-14	0,42±0,03	0,34±0,03	0,10±0,02	0,08±0,04	170±18

Таблица 3. Результаты определения величины и направления палеомагнитного поля.(b-коэффициент линейной аппроксимации на диаграмме Араи-Нагата, q- коэффициент качества).

№ обр.	Координаты палеополюса		b±δb	Нлаб, мкТл	Ндр, мкТл	q	VADM, 10^{22}А*м^2	H_{IGRF12}, мкТл
	широта	долгота						
К17-3	68÷73	147÷165	1.16±0.09	50	58±5	19	8.2±0.7	52
К17-10	71÷79	147÷165	0.94±0.05	53	50±3	40	7.1±0.4	52
К17-9	76÷77	111÷139	1.10±0.05	50	55±3	22	7.8±0.4	52
К17-13	16÷27	130÷145	1.30±0.11	53	69±6	38	9.8±0.85	52
К17-14	-	-	1.13±0.05	50	56±3	15	7.8±0.4	53

Выводы

1) Близкие к современному магнитному полю значения палеонапряженности, полученные на образце с вулкана Толбачик извержения 2012 года, свидетельствуют о работоспособности использованных нами методик и надежности результатов палеомагнитных определений. Погрешность определения величины палеонапряженности не превышает 6%.
2) Образцы К17-3 и К17-10 с вулкана Авачинский принадлежат одному или нескольким лавовым потокам, возраст которых не превышает 190 лет. Образец К17-9 отобранный с отметки 2120 м принадлежит извержению, которое произошло 4,5- 5 тыс лет назад.
3) Изверженная порода с вулкана Горелый К17-13 относится к излиянию лавы, которое произошло 2.7 тыс лет назад, во время экскурса Этруссия. Однако, этот результат требует дополнительного подтверждения.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 16-05-00144.

Список литературы

1. Зубов А.Г., Кочегура В.В., Ткачева Н.А. Изучение палеонапряженности геомагнитного поля на Камчатке // *Проблемы изучения палеовековых вариаций магнитного поля Земли*. Владивосток: ДВНЦ АН ССР, 1979. С. 52-60.
2. Зубов А.Г. Предварительные результаты палеомагнитного изучения мегаплагиофировых лав щитового вулкана Плоских сопок (Ключевская группа вулканов, Камчатка) // *Материалы конференции, посвященной Дню вулканолога, 27-29 марта 2008 г. Вулканизм и связанные с ним процессы* // ИВиС ДВО РАН. Петропавловск-Камчатский. 2008. С. 90-99.
3. Латышев А.В., Кушлевич Д.О. Результаты исследования вековых вариаций геомагнитного поля позднего голоцена по лавовым потокам вулкана Ключевской, Камчатка // *Материалы Всероссийской школы-семинара по проблемам палеомагнетизма и магнетизма горных пород 9-12 ноября 2015 г.* Палеомагнетизм и магнетизм горных пород: теория, практика, эксперимент // Геофизическая обсерватория ≪Борок≫ – филиал Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН. Ярославль. 2015. С. 119-123.
4. Латышев А.В., Кушлевич Д.О., Пономарева В.В., Певзнер М.М., Федюкин И.В. Вековые вариации геомагнитного поля последних 4000 лет, записанные в лавах и пирокластике Северной группы вулканов Камчатки: новые данные // *Физика Земли.* 2017. №5. С. 139-148.
5. Аверьянов В.С., Штейнберг Г.С. Проблемы изучения палеовековых вариаций магнитного поля Земли // *ДВНЦ АН СССР*. Владивосток. -1979. - С. 61-67.
6. McElhinny, M.V., and Senanayake, W.E. (1982). Variations in the geomagnetic dipole 1: The past 50000 years. *// Geomag. Geoelect*., 34, 39-51.
7. *Максимочкин В.И., Целебровский А.Н., Шрейдер А .А.*Эволюция геомагнитного поля эпох Брюнес–Матуяма по базальтам Срединно–Атлантического хребта // *Учёные записки физического факультета МГУ. — 2016. — № 3.*
8. *Maksimochkin V.I., Preobrazhenskii L.R.* Paleomagnetism of some basalts samples from the red sea rift zone // *Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes*. — Springer Geology. — Springer, Cham Germany, 2018.
9. Coe R.S. The determination of paleointensities of the Earth`s magnetic field with emphasis on mechanism wich could cause nonideal behavior in Thellier`s method// *J. Geomag., Geoelectr*. 1967.V.19.P.157
10. Day R., Fuller M., Schmidt V.A. Hysteresis properties of titanomagnetites: grain-size and compositional dependence // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1997. V. 13. P. 260-266.
11. Жидков Г.В., Щербаков В. П и др. Тестовые определения палеонапряженности на исторических лавах Камчатки // *Физика Земли*, 2017 г, №1, с.171-182.
12. Брайцева О.А., Базанова Л.И., Мелекесцев И.В., Сулержицкий Л.Д. Крупнейшие голоценовые извержения вулкана Авачинский на Камчатке (этап 7250-3700 14С лет назад) // *Вулканология и сейсмология.* 1998. № 1. С. 3−24.
13. Чащин А.А., Мартынов Ю.А и др. Физико-химические условия формирования и эволюции позднеплейстоцен-голоценовых магм вулканов Горелый и Мутновский (Южная Камчатка) // *Тихоокеанская геология.* 2011. № 4, том 30, С. 87-108.
14. Поспелова Г.А. Экскурсы - магнитостратиграфические реперы в четвертичных отложениях. *В кн.: Четвертичный период. Стратиграфия.* М.. 1989. с. 196-204.

Взаимосвязи между гранулометрическим составом, магнитными свойствами и геохимическими индикаторами в субаэральных отложениях археологической стоянки «Туяна» (Тункинская котловина, Прибайкалье)

Г.Г. Матасова[(1)], А.А. Щетников[(2,3,4)], А.Ю. Казанский[(5,6)], А.И. Филинов [(2,3,4)]

1 - Новосибирск, Институт нефтегазовой геологии и геофизики им.А.А Трофимука СО РАН («ИНГГСО РАН»), 630090, Россия, г. Новосибирск, Коптюга пр. д. 3, Телефон: 79319184144, e-mail: matasovagg@ipgg.sbras.ru
2 - Иркутск, Институт земной коры СО РАН («ИЗК СО РАН») 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, д 128, Телефон: 83952429756, e-mail: shch@crust.irk.ru, Телефон: 83952429756, e-mail: filinov@crust.irk.ru
3 - Иркутский государственный университет («ИГУ»), Россия, 664003, г. Иркутск, ул. Карла Маркса, 1
4 - Иркутский научный центр СО РАН («ИНЦ СО РАН»), Россия, 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 134
5 - Московский государственный университет («МГУ»), 119991, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, Телефон: 79167459857, e-mail: kazansky_alex@mai;
6 – Геологический Институт РАН («ГИН»), 119991, Россия, г. Москва, Пыжевский пер. д.7

Аннотация.

Приведены результаты комплексного исследования четвертичных отложений археологической стоянки «Туяна» (Прибайкалье). Установлены взаимосвязи между гранулометрическим, химическим составом и магнитными свойствами отложений. Определены интервалы относительно непрерывного осадкообразования и крупных перерывов. Уточнен литологический состав и генезис отложений, скорректированы границы отдельных слоев. Реконструирована детальная картина условий и процесса осадконакопления на основе использования информации, полученной различными методами.

Ключевые слова: петромагнетизм, гранулометрия, геохимия, осадконакопление, климатические условия

Введение

Позднепалеолитические местонахождение «Туяна» (51º42´N, 102º41´E) расположено в Тункинской впадине одноименной рифтовой долины (Байкальская рифтовая зона) в подножие хр. Хамар-Дабан, на правобережье р. Иркут. Эта уникальная многослойная стоянка была открыта в 2011 г. [1] и здесь по настоящее время проводится комплексное изучение субаэральных отложений, вмещающих культуросодержащие горизонты [2,3]. Согласно серии радиоуглеродных дат, полученных в Корее и США [2,4], суглинисто-песчаная толща мощностью 3.2 м имеет возраст, соответствующий MIS1- MIS3(MIS4?); калиброванный возраст верхней погребенной почвы составил 6280±21 - 7653±30 л.н. и нижней - 31071±166 - 36540±553 л.н. В данном исследовании приводятся результаты корреляционного анализа параметров гранулометрического состава, содержания окислов различных элементов, геохимических индикаторов климата и магнитных характеристик.

Результаты исследований и их обсуждение

Гранулометрический состав и петромагнитные характеристики измерялись в Палеомагнитном центре ИНГГ СО РАН (г.Новосибирск). Определение содержаний главных элементов в породах выполнено рентгенофлуоресцентным методом (Центр коллективного использования “Геодинамика и геохронология” ИЗК СО РАН, г. Иркутск).

На формирование гранулометрического, химического состава и магнетизма отложений влияют одни и те же факторы: химический состав и генезис пород в источнике сноса, тип и степень Fвыветривания, расстояние и способ транспортировки, постседиментационные процессы переработки обломочного материала в условиях среды осадконакопления. Все это обусловлено климатическими и физико-химическими условиями осадконакопления. Все факторы по-разному и в разной степени влияют на осадок, но механический, химический состав отложений и их магнитные свойства взаимосвязаны и в разной степени определяют друг друга. На рисунке 1 приведено несколько примеров таких взаимосвязей. По гранулометрическому составу отложения представлены

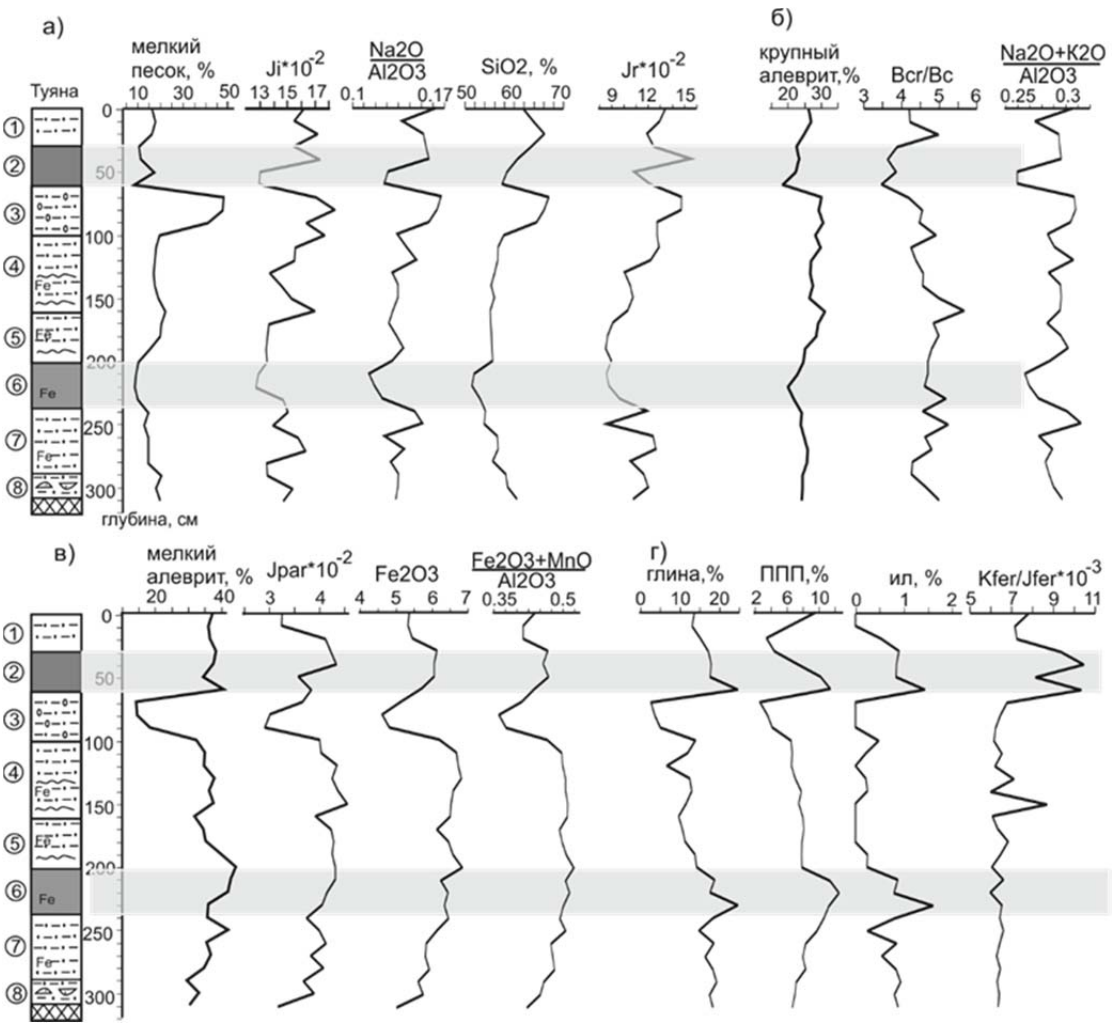


Рис. 1. – Гранулометрические, геохимические и петромагнитные характеристики отложений. Слева от колонки номера слоев. Слои 2, 6 – ископаемые почвы. Подстилающий слой – кора выветривания. Единицы измерения: все виды намагниченности [Ам2кг-1], К [м3кг-1], содержание окислов [%].

песчанистым алевритом и алевропеском (слой 3), по магнитным свойствам – слабомагнитными осадочными образованиями, по петромагнитным характеристикам и содержанию окислов основных элементов отложения довольно однородны. Повышенными значениями в почвах обладают такие показателя, как ППП (потери при прокаливании), Сорг, количество илистой фракции. Пониженным содержанием Fe_2O_3, TiO_2, Al_2O_3 и других окислов выделяется слой 3. В целом, в изученных отложениях песчаные фракции (>100 мкм), с одной стороны, связаны с концентрационно-зависимыми магнитными характеристиками (т. е. содержат основное количество терригенных магнитных минералов), с другой стороны, с SiO_2, Na_2O, а в нижней части разреза – дополнительно с MgO, K_2O (рис. 1). Содержание крупноалевритовой фракции (50-100 мкм) почти постоянно по всему разрезу, но в верхней части разреза связано с Na_2O, CaO, в нижней – с SiO_2, MgO, K_2O, в составе крупноалевритовой фракции доставлялись в небольшом количестве магнитожесткие минералы (гематит). Мелкий алеврит (10-50 мкм) тесно связан с Fe_2O_3 и ППП по всему разрезу, в верхней части мелкоалевритовая фракция коррелирует с Al_2O_3, $C_{орг}$, в средней – с MgO, P_2O_5, K_2O, в нижней части – с CaO, TiO_2, MnO, $C_{орг}$. В мелкоалевритовой фракции сосредоточено основное количество парамагнитных минералов, дающих вклад до 33% в общий магнетизм отложений. Тонкозернистые фракции – глинистая (< 10 мкм) и илистая (<2 мкм) – связаны с ППП и Сорг по всему разрезу, в верхней и средней части – с Al_2O_3, в средней части - с P_2O_5, K_2O, CaO, TiO_2, MnO. В тонкозернистых фракциях присутствуют ОД и СПМ зерна магнитных минералов преимущественно аутигенного происхождения.

Климатические геохимические модули коррелируют с гранулометрическими фракциями и магнитными характеристиками в зависимости от составляющих их окислов. Наиболее близко к различным петромагнитным характеристикам изменяются по разрезу геохимические модули ЩМ, НМ, НКМ, АМ, K_2O/Al_2O_3, $(FeO+MnO)/Al_2O_3$ и $(Al_2O_3+Na_2O+K_2O)$.

Для выяснения причин часто невысоких значений коэффициентов корреляции между параметрами был проведен корреляционный анализ со «скользящим окном» 1 м, результаты представлены на рисунке 2.

Изменения различных коэффициентов корреляции показывают изменения характера взаимосвязей в средней части на противоположный по знаку либо разрушение связей, что, скорее всего, обусловлено сменой условий осадконакопления. С учетом поведения всех изученных характеристик можно реконструировать следующую картину осадконакопления: нижние три слоя (№№ 8, 7, 6) формировались без крупных перерывов, их можно с достаточной долей условности объединить в единую толщу. Осадконакопление на коре выветривания происходило в относительно холодных и переменно-влажных условиях на завершающих этапах стадии MIS4(?) с постепенным повышением температуры с пиком наиболее благоприятных условий в период формирования почвы слоя 6 (MIS3).

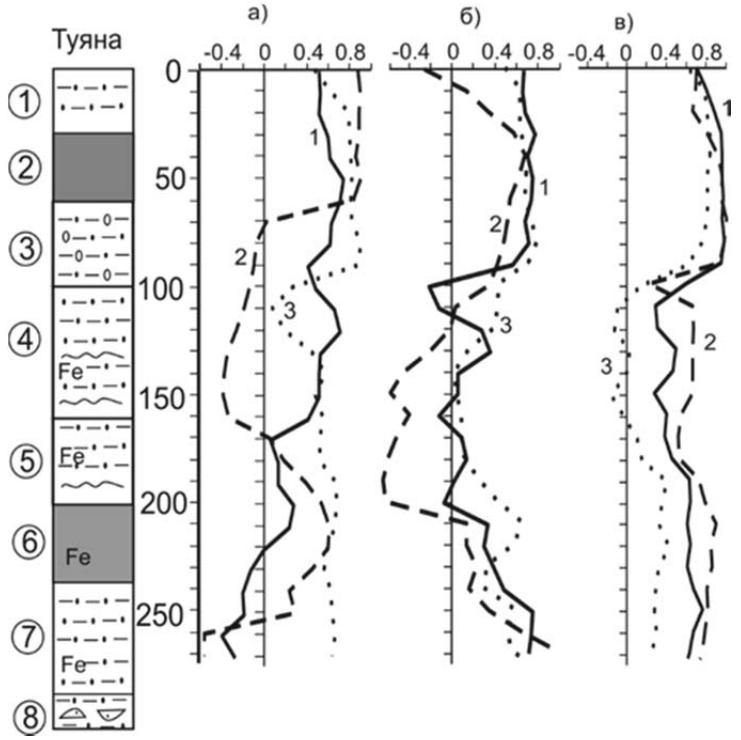


Рис.2. – Поведение коэффициентов корреляции с глубиной со «скользящим окном» 1 м. а) корреляция между петромагнитными и гранулометрическими параметрами: 1 - песок & J_i, 2 - крупный алеврит & B_{cr}, 3- алеврит & J_p; б) то же между геохимическими и петромагнитными параметрами: 1 - TiO_2 & J_p, 2 - Fe_2O_3 & HIRM, 3 – ППП & J_p/J_i; в) то же между геохимическими и гранулометрическими параметрами: 1 - алеврит & Fe_2O_3, 2 – песок & SiO_2, 3 - мелкий алеврит & Al_2O_3.

Параметры отложений вышележащих слоев (№№ 5, 4) позволяют констатировать их делювиальное происхождение в схожих условиях избыточной влажности, но с перерывами по границам слоев. По стратиграфическому положению их формирование происходило в MIS 2. Наибольший вопрос вызывает слой 3. По всем параметрам отложения этого слоя отличаются от остальных осадков, на его границах наблюдаются резкие скачки большинства характеристик, указывая на перерывы осадконакопления. Общая картина изменения изученных параметров позволяет предположить наиболее суровые климатические условия в период формирования слоя 3 за все время накопления осадочной толщи. Учитывая абсолютные датировки отложений, можно допустить, что это сильное похолодание позднего дриаса (10.3-11 тыс. л.н.). Верхние два слоя можно считать единой средне-позднеголоценовой толщей, сформировавшейся в относительно постоянном режиме.

Выводы

Результаты комплексного изучения песчано-суглинистой толщи, вмещающей археологический памятник Туяна, позволяют сделать некоторые выводы:

1) Отложения стадий MIS2-MIS4(?) (слои 4-8) имеют схожий гранулометрический, геохимический состав и близкие магнитные свойства, подразделяются на 2 этапа формирования (слои

8-6 и слои 5-4). Наиболее информативными параметрами, фиксирующими небольшие различия между отложениями, являются содержание фракций песка и глины; климатические геохимические индикаторы НМ, НКМ, (Al_2O_3+Na_2O+K_2O), ППП, $C_{орг}$; магнитные характеристики J_i, B_c, S, B_{cr}/B_c, K/J_r.

2) Отложения верхней части разреза (слои 3-1), в отличие от средней и нижней частей, демонстрируют различия по всем изученным параметрам, особенно отличается от остальных слой 3.

3) Характер взаимосвязей физических и химических параметров отложений выявляет возможные перерывы в осадконакопления, которые и подразделяют толщу на отдельные части с различным набором изученных характеристик.

4) Реконструкция условий осадконакопления на основе комплекса параметров существенно увеличивает их детальность и достоверность, поскольку базируется на изменениях механических и физико-химических свойств отложений, каждое из которых по-своему отражает разнообразные изменения природной среды.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 18-05-00215 и 16-05-00586), Интеграционного проекта №. 0341-2016-001, проекта Правительства РФ № 074-02-2018-334 "Байкальская Сибирь в каменном веке: на перекрестке миров" (полевые работы, 14С датирование) и Министерства образования (грант № 2017-220-06-1656).

Список литературы

1 Kozyrev A., Shchetnikov A., Klemenev A., Filinov I.A., Fedorenko A., White D. (2014) The early Upper Palaeolithic of the Tunka rift valley, Lake Baikal region, Siberia // *Quaternary International* 348, 4–13.

2 Shchetnikov A.A., Bezrukova E.V., Kazansky A.Yu., Matasova G.G., Ivanova V.V., Danukalova G.A., Filinov I.A., Khenzykhenova F.I., Osipova E.M., Berdnikova N.E., Berdnikov I.M., Rogovskoi E.O., Lipnina E.A., Vorobyeva G.A. (2019) Upper Paleolithic site Tuyana – A multi-proxy record of sedimentation and environmental history during the Late Pleistocene and Holocene in the Tunka rift valley, Baikal region. *Quaternary International* (in Press).

3 Matasova G.G., Shchetnikov A.A., Filinov I.A., Kazansky A.Yu., Vorobyeva G.A , Berdnikova N.E., Rogovskoy E.O., Lipnina E.A., Berdnikov I.M., Lbova L.V. (2019) Rock-magnetic and Granulometric Study for Upper Paleolithic Sites in the Tunka Rift Valley (Cis-Baikal) as a Tool for Reconstruction of Sedimentary Environment // *Recent advances in rock magnetism, environmental magnetism and paleomagnetism*, Special issue. Springer,. P. 245 - 264.

4 Berdnikov I.M., Rogovskoi E.O., Lokhov D.N., Kuznetsov A.M., Kogai S.A., Lipnina E.A., Berdnikova N.E., Saveliev N.A., Sokolova N.B., Ulanov I.V. (2017) New Radiocarbon Data for the Neolithic Complexes of Multilayered Sites in Tunka Valley and Angara Region. Eurasia in the Cenozoic // *Stratigraphy, Paleoecology, Cultures* 6, 220–230.

Предварительные результаты исследования морских магнитных аномалий на хр. Карлсберг с целью оценки недипольной части геомагнитного поля в четвертичный период

С.А.Меркурьев [1,2], И.М.Демина [1], С.А.Иванов [1]

1 - СПб филиал Государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Санкт-Петербург,199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская наб, д.5, лит. Б., Телефон: (812) 323-78-45, e-mail: sergei.a.ivanov@mail.ru
2 - Институт наук о Земле, Санкт-Петербургский государственный университет («СПбГУ»), 199034, Россия, г. Санкт- Петербург, Университетская наб. 7/9,Телефон: (812) 328-96-69, e-mail: sam_hg@hotmail.com;

Аннотация.

Морские магнитные аномалии являются записями истории инверсий геомагнитного поля. Кроме того, форма магнитных аномалий зависит от эффективных наклонений вектора внешнего магнитного поля и вектора остаточной намагниченности и может быть численно выражена параметром асимметрии θ (theta). Знание значений θ позволяет найти остаточное наклонение и оценить вклад усредненного недипольного поля.
Мы исследовали набор магнитных профилей, пересекающих ось хребта Карлсберг около экватора, и содержащих осевую аномалию (эпоха нормальной полярности Брюнеса) и смежные аномалии (субхрон С2, хрон Матуямы). Обнаруженное аномальное наклонение около экватора, свидетельствует в пользу преобладания вклада квадрупольной составляющей (квадрупольных источников) в осредненное недипольное поле.

Ключевые слова: Магнитное поле, недипольная часть, палеомагнетизм, морские магнитные аномалии, асимметрия

Введение

Одним из основных принципов палеомагнитологии, на котором основаны глобальные тектонические реконструкции, является гипотеза о геоцентрическом аксиальном диполе, состоящая в том, что усредненное по времени геомагнитное поле хорошо аппроксимируется полем центрального диполя, расположенным в центре Земли и ориентированном вдоль его оси вращения [1]. Однако, как показали более подробные исследования, усредненное по времени поле в значительной и степени хотя и симметрично относительно оси вращения Земли, но наблюдаются долгосрочные отклонения в геометрии поля от поля геоцентрического аксиального диполя [**2**]. Это долгосрочное недипольное поле составляет несколько процентов поля геоцентрического аксиального диполя, что говорит о том, что, что в детальных тектонических исследованиях нельзя не учитывать эффекты недипольного поля.

Методы исследования недипольной части (НД)

Удобным методом изучения этих эффектов является исследование аномального наклонения [3], определяемая как разница между наблюдаемым наклонением и наклонением геоцентрического диполя.

$$\Delta I = I_r - I_{gcd}$$

Магнитный скалярный потенциал есть гармоническая функция и, следовательно, записывается при a≤r в виде.

$$\Psi(\mathrm{r},\theta,\varphi,\mathrm{t}) = \sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{l}\left(\frac{a}{r}\right)^{l+1}\cdot(\mathrm{g}_\mathrm{l}^\mathrm{m}(t)\cos\mathrm{m}\varphi + \mathrm{b}_\mathrm{l}^\mathrm{m}(t)\sin\mathrm{m}\varphi)\mathrm{P}_\mathrm{l}^\mathrm{m}(\cos\theta)$$

В случае аксиально-симметричного палеомагнитного поля имеем m=0, более того, поле на поверхности оно может быть достаточно хорошо описано суммой трех слагаемых

$$\Psi(\theta) = \mathrm{g}_1^0 P_1(\cos\theta) + \mathrm{g}_2^0 P_2(\cos\theta) + \mathrm{g}_3^0 P_{32}(\cos\theta)$$

здесь коэффициент g_2^0 отвечает аксиальному квадруполю и g_3^0 отвечает аксиальному октуполю.

Явно записывая полиномы Лежандра, имеем

$$\Psi(\theta) = \mathrm{g}_1^0(\cos\theta) + \mathrm{g}_2^0(3\cos(\theta)^2 - 1)/2) + \mathrm{g}_3^0(5\cos(\theta)^3 - 3\cos\theta)/2).$$

Вертикальная составляющая поля $B_z = -\frac{\partial\Psi}{\partial \mathrm{r}}$, а горизонтальная есть $B_h = -\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}$, что позволяет найти наклонение

$$\tan(I) = \frac{\left[2\cos\theta + G2\left(\frac{9}{2}\cos^2\theta - \frac{3}{2}\right) + G3(10\cos^3\theta - 6\cos\theta)\right]}{\left[\sin\theta + G2(3\sin\theta\cos\theta) + \mathrm{G3}\left(\frac{15}{2}\sin\theta\cos^2\theta - \frac{3}{2}\sin\theta\right)\right]},$$

где $G2 = \mathrm{g}_2^0/\mathrm{g}_1^0$, $G3 = \mathrm{g}_3^0/\mathrm{g}_1^0$.

Функция аномального наклонения для аксиального квадрупольного поля симметрична относительно экватора, тогда как вклад аксиального октупольного поля антисимметричный. Эти функции изображены на рис 1. При отношении коэффициентов $G2$ *и* $G3$ равном 5%, что, примерно, соответствует вкладу недипольной части в ГМП.

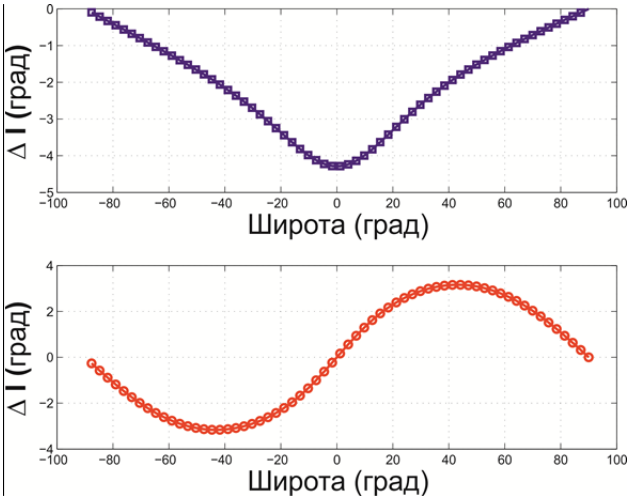


Рис.1 - Аномальное наклонение как функция широты. (Верхняя панель) осевой квадруполь, (Нижняя панель) осевой октуполь.

Для оценки величины аномального наклонения существует несколько методов, среди которых можно выделить следующие:

1. Сферический гармонический анализ наборов палеомагнитных данных [4, 5].
2. Оценка долгосрочного недипольного поля по морским магнитных аномалиям (метод асимметрии) [6, 7]
3. Изучение недипольных эффектов, зарегистрированных в глубоководных осадках [8, 9].

У каждого из этих методов есть свои преимущества и недостатки. В данной работе для оценки величины аномального наклонения мы использовали метод палеомагнитного анализа формы морских магнитных аномалий

Данные

Исследовались профили в северо-западной части Индийского океана в районе хр. Карлсберг. На рис. 2 дана карта аномального магнитного поля и положение профилей, пересекающих ось хребта.

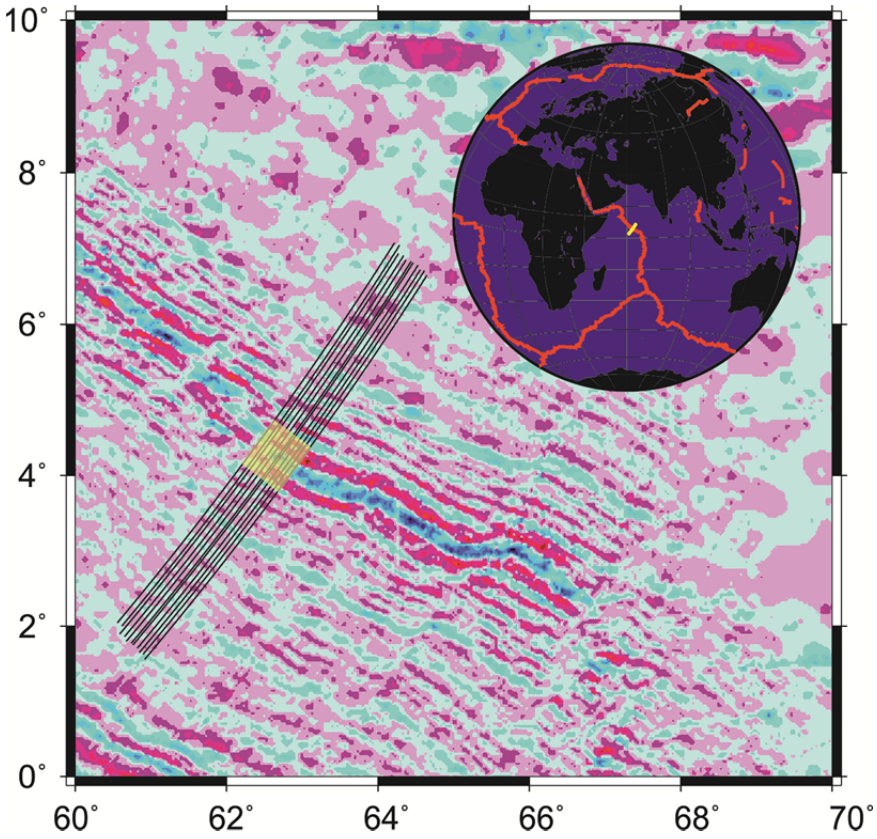


Рис. 2 - Карта аномального магнитного поля в северо-западной части ИО в районе хр. Карлсберг. Положение профилей, пересекающих ось хребта, показано черными линиями. Часть профилей, включающих осевую аномалию и прилегающие аномалии А2 выделены желтым цветом.

На следующем рисунке 3 даны магнитные и батиметрические профили на хр. Карлсберг, выравненные вдоль оси хребта и привязанные к ней. Оба графика демонстрируют связанные между собой изменения формы магнитных аномалий и рельефа дна. Уменьшение амплитуды аномалий на профилях 100-103 связано с влиянием зоны трансформного разлома. Таким образом, интерпретация

магнитометрических данных требует применение методов позволяющих увеличить соотношение полезного сигнала к шуму, имеющего различную природу.

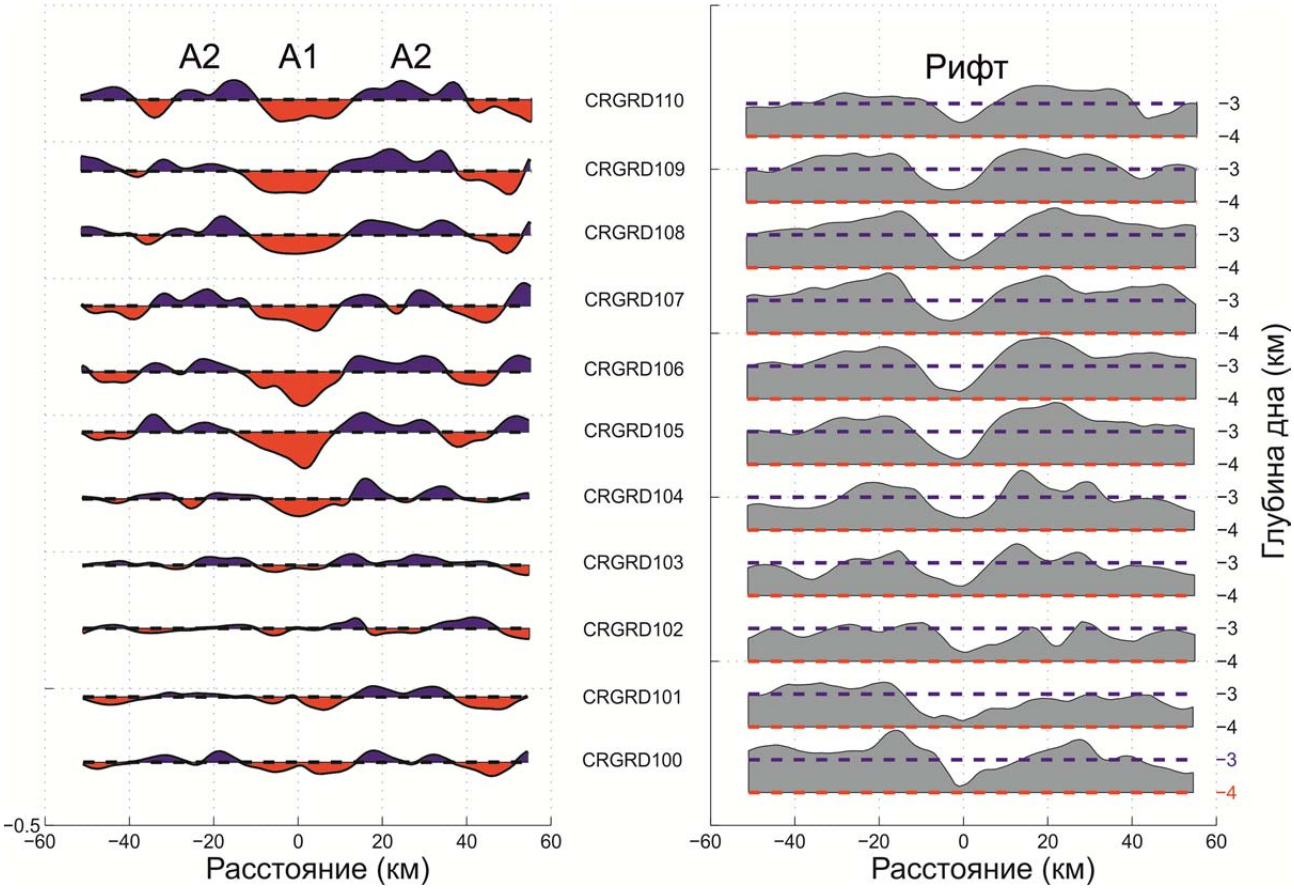


Рис. 3 - Наблюденные магнитометрические (слева) и батиметрические профили (справа) на хр. Карлсберг, выравненные вдоль оси хребта. Указаны номера аномалий A1-A2. Положение профилей показано на рис.2.

Метод

Первый шаг состоял в выравнивании профилей для получения осредненного профиля (стека) с лучшим соотношением сигнал/шум [10]. Далее рассматривалась лишь часть стэка, охватывающая исследуемые аномалии (A1 и A2). Меняя его положение относительно модельного профиля при различных скоростях спрединга, стэк привязывался к тому участку геомагнитной шкалы где коэффициент корреляции между стеком и модельным профилем был максимальным как для скорости спрединга так и участка шкалы [10].

На втором шаге к стеку применялась фазовая фильтрация и разными методами определялось то значение фазового сдвига, при котором достигается экстремальное значения критерия нескольких методов (в каждом методе сравнивались сдвинутый по фазе наблюденный профиль и модельный профиль, рассчитанный при вертикальной намагниченности и с найденной выше скоростью спрединга. Описание методов и ссылки на литературу см. [10]). На рисунке 4 в графическом виде представлена процедура фазовой фильтрации и результаты определения параметра фазового сдвига

тремя методами - по коэффициенту корреляции, по стандартному отклонению, и «псевдогравитационным» методом.

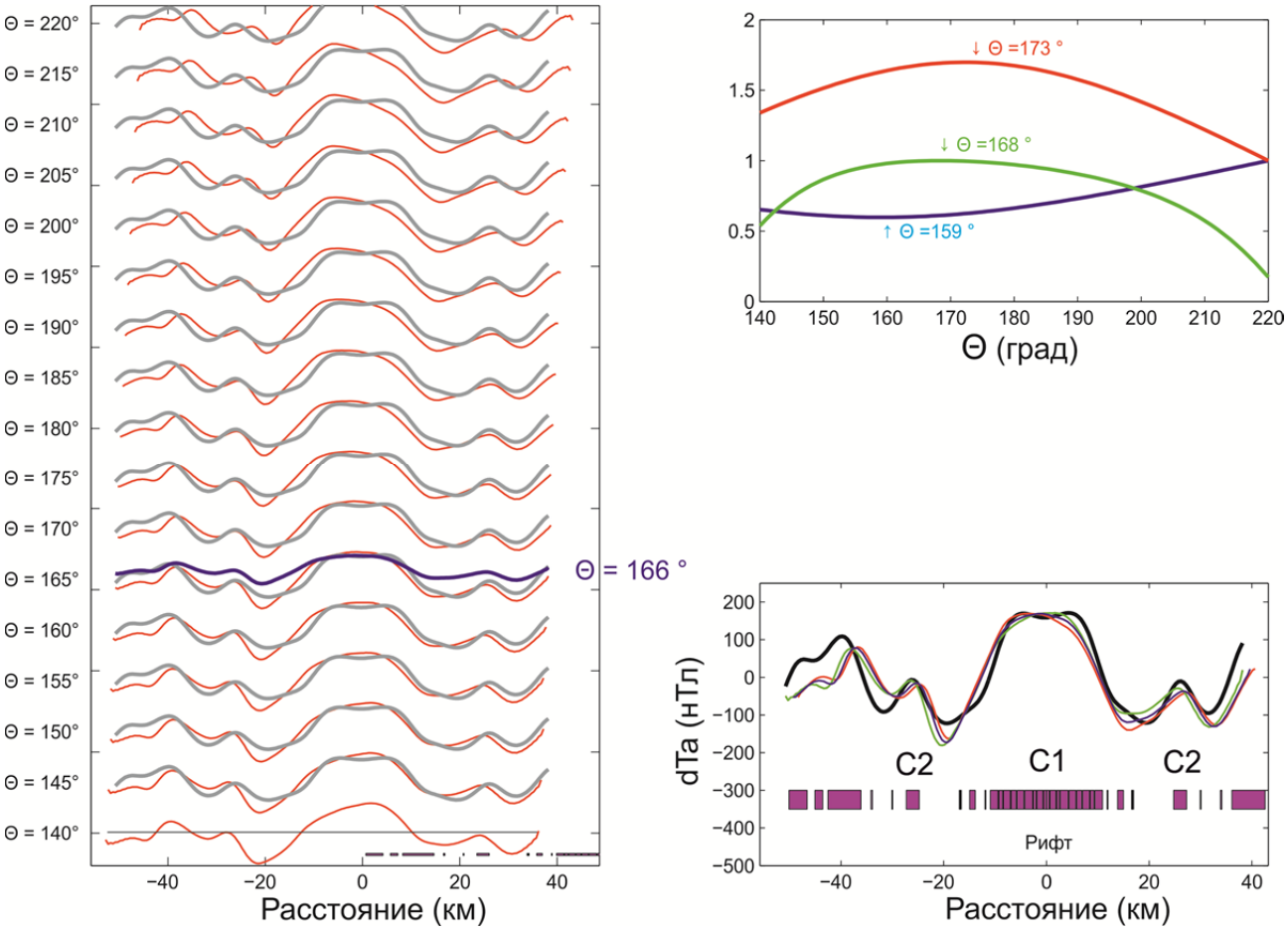


Рис. 4 - Процедура определения фазового сдвига на примере профиля CRGRD108 (рис.3). Слева графики модельного профиля, рассчитанного при вертикальной намагниченности (серый цвет) и наблюденного профиля при разных значениях фазового сдвига (красный цвет) и при найденном среднем значении Θ=166^{o} (черный цвет). Наверху справа результаты определения параметра тета тремя методами. Внизу справа приведенные тремя методами к полюсу наблюденный профиль наблюденный график и модельный, рассчитанный при вертикальной намагниченности (черный цвет). Справа внизу показаны блоки прямой полярности, использованные при расчете модельных профилей, а над ними названия хронов.

Результаты определения аномального наклонения

Как известно, форма морских магнитных аномалий определяется параметром θ, который выражается через древнее и современное эффективное наклонение следующим образом [11-13].

$$\theta = I_r' + I_0' - \pi.$$

Таким образом, определение фазового сдвига позволяет найти аномальное наклонение.

Результаты предварительного исследования представлены на рис. 5. На обоих графиках даны значения параметры фазового сдвига (внизу) и аномального наклонения (вверху) как для отдельных профилей (кружки), так и для стека (звездочка). Кроме этого на верхнем рисунке пунктиром обозначено среднее значение аномального наклонения. На графиках значение широты определялось в точке пересечения наблюденного профиля с осью хребта Карлсберг. С некоторой долей

уверенности можно предположить, что квадрупольная составляющая дает заметный вклад в недипольную часть. Этот результат был получен с ограниченным объемом данных, что не позволило провести статистическую обработку и проследить зависимость аномального гаклонения от широты. Кроме того, в процессе анализа не учитывалось искажающее влияния рельефа дна.

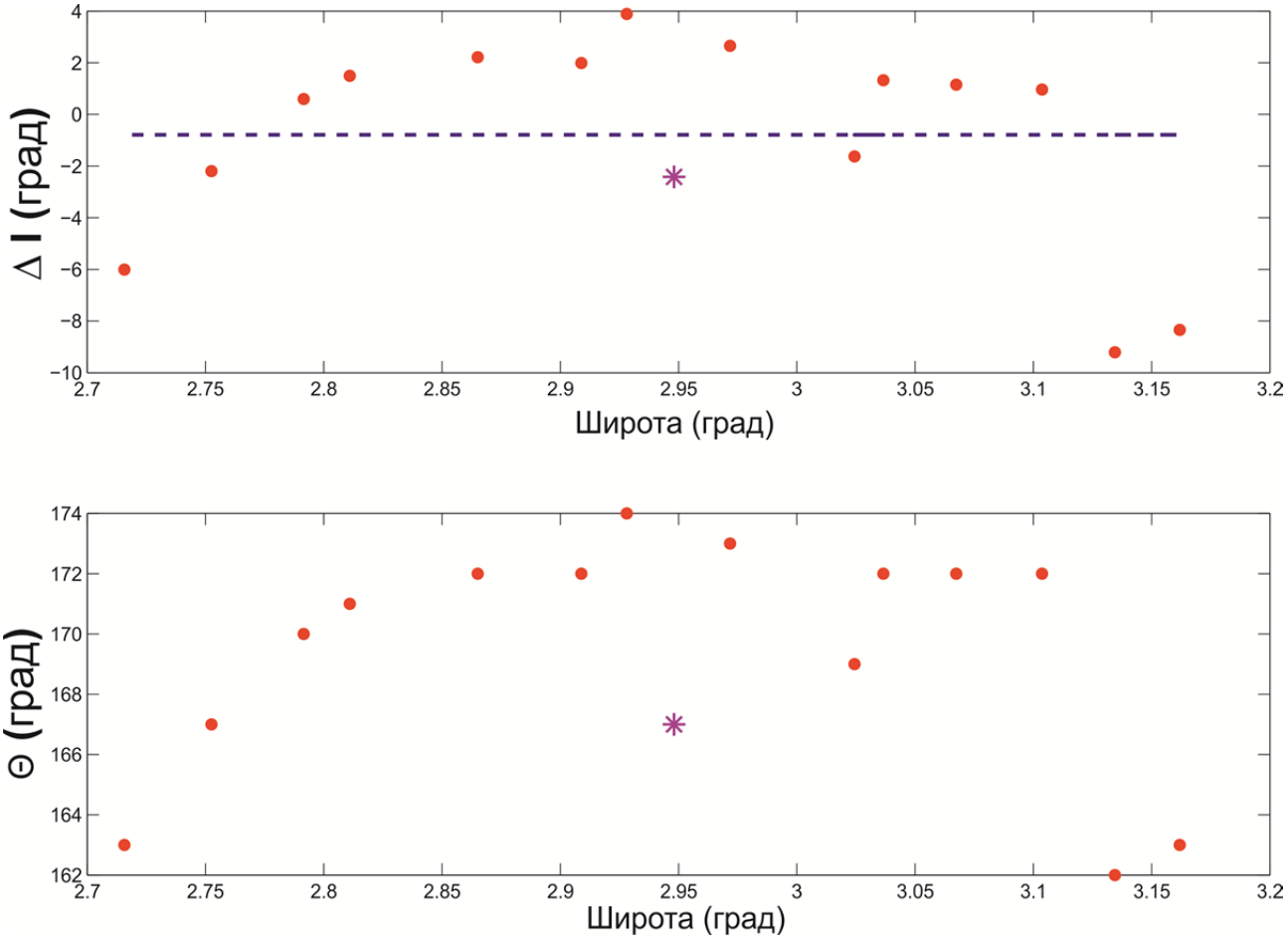


Рис.5 - Графики фазового сдвига и аномального наклонения. Показаны значения параметров фазового сдвига (внизу) и аномального наклонения (вверху) как для отдельных профилей (кружки), так и для стека (звездочка). Кроме этого на верхнем рисунке пунктиром обозначено среднее значение аномального наклонения.

Выводы

1) С некоторой долей уверенности можно предположить, что в составе ГМП присутствует квадрупольная составляющая.
2) Предварительные расчеты показывают необходимость использования больших массивов данных для однозначного определения недипольной части.

Благодарности

При подготовке рисунков был использован пакет программ GMT [14].

Список литературы

1. А.Н.Храмов, Г.И.Гончаров, Р.А.Комиссарова и др. Палеомагнитология Под ред. А.Н.Храмова. - Л.: Недра, 1982. - 312 с.

2. Wilson R.L., Permanent aspects of the Earth's non-dipole magnetic field over upper Tertiary times, 1970, Geophys. J. R. Astron. Sot. 19, 417-437
3. Cox, A., The frequency of geomagnetic reversals and the symmetry of the non dipole field, Rev. Geophys., 13(3), 35-51, 1975.
4. N.P. Benkova, A.N. Khramov, T.N. Cherevko and N.V. Adam, Spherical harmonic analysis of the paleomagnetic field, Earth Planet. Sci. Lett. 18. 141-147. 1973
5. Merrill RT and McElhinny MW (1977) Anomalies in the time averaged paleomagnetic field and their implications for the lower mantle. Reviews of Geophysics and Space Physics 15: 309–323.
6. Schneider DA (1988) An estimate of the long-term non-dipole field from marine magnetic anomalies. Geophysical Research Letters 15: 1105–1108.
7. Acton G D, Petronotis K E , Cape C D , Ilg S R , Gordon R G , and Bryan PC (1996) A test of the geocentric axial dipole hypothesis from an analysis of the skewness of the central marine magnetic anomaly. Earth and Planetary Science Letters 144: 337–346.
8. Opdyke, N. D., Paleomagnetism of deep-sea cores, Rev, Geophys.,10(1), 213-249, 1972.
9. D. A. Shneider; Dennis V. Kent Inclination anomalies from Indian Ocean sediments and the possibility of a standing nondipole field. Journal of Geophysical Research: Solid Earth 198893(B10): 11621-11630
10. S. A. Ivanov and S. A. Merkuryev. Some remarks on resolving and interpretation of short wavelength marine magnetic anomalies. Proceedings of the 11th International School and Conference "Problems of Geocosmos", SPb.: VVM Publishing, 2016, pp.37-44.
11. H. Schouten. A fundamental analysis of magnetic anomalies over oceanic ridges, Mar. Geophys. Res. 1(2), 111-144. 1971.
12. H. Schouten. and K. McCamy. Filtering marine magnetic anomalies, J. Geophys. Res. 77. 7089-7099, 1972.
13. H. Schouten and S.C. Cande. Palaeomagnetic poles from marine magnetic anomalies, Geophys. J. R. Astron. Soc. 44. 567-575. 1976.
14. Wessel, P., and W. H. F. Smith (1991), Free software helps map and display data, Eos Trans. AGU, 72, 441 – 446.

Влияние выбора временной шкалы геомагнитной полярности на результаты геохронологического и геоисторического анализа морских магнитных аномалий

С. А. Меркурьев [1,2], С. А. Иванов [1]

1 - СПб филиал Государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Санкт-Петербург, 199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская наб, д.5, лит. Б., Телефон: (812) 323-78-45, e-mail: sergei.a.ivanov@mail.ru
2 - Институт наук о Земле, Санкт-Петербургский государственный университет («СПбГУ»), 199034, Россия, г. Санкт- Петербург, Университетская наб. 7/9,Телефон: (812) 328-96-69, e-mail: sam_hg@hotmail.com;

Аннотация.

На основании гипотезы Вайна-Метьюза за последние более полувека было построено, несколько десятков временных шкал инверсий геомагнитного поля (ГМП), охватывающие Кайнозойский, а затем и часть Мезозойского периода. С помощью этих шкал были проидентифицированы морские магнитные аномалии и построены гриды возрастов океанического дна. Кроме того, путем совмещения осей одновозрастных магнитных аномалий были определены кинематические параметры вращения литосферных плит.
Нами было проведено исследование того, как выбор шкалы влияет на результаты геохронологической и геоисторической интерпретации на примере морских магнитных аномалий в Индийском океане. Для анализа было выбрано 15 наиболее известных шкал Кайнозойского возраста. Для хронов C1-C5 и C23-C26 выявлены закономерности и получены количественные оценки степени влияния шкал на результаты геоисторического и кинематического анализа.

Ключевые слова: Магнитное поле, палеомагнетизм, инверсии ГМП, шкалы инверсий магнитного поля, морские магнитные аномалии, возраст хронов, скорости спрединга.

Введение

Исследование истории изменения ГМП в прошлом является одной из фундаментальных задач геофизики и относится к классу прямых задач палеомагнитологии. Разработка шкал геомагнитной полярности, в основу которых положены инверсии магнитного поля Земли, началась более полувека назад и все время продолжается по мере накопления новых данных и разработки все более совершенных методових анализа.

Знание истории инверсий ГМП в прошлом открывает чрезвычайно широкие возможности для решения целого ряда геолого-геофизическихзадач на основе уже известных закономерностей распределения геомагнитного поля и его изменений во времени. К этим задачам относятся задача идентификации магнитных аномалий, датирования океанического дна, определение кинематических параметров вращения литосферных плит, определение скоростей спрединга [1]. Поскольку решение всех этих задач основано на использовании шкал геомагнитной полярности, следовательно, и результаты решения также зависят от того какая шкала была использована. Качественное сравнение и сопоставление шкал геомагнитной полярности проводилось во многих работах [2, 3], однако нигде не исследовался вопрос о том, как выбор шкалы влияет на количественные оценки искомых параметров при решении обратных задач палеомагнитологии. В данной работе мы приводим количественное сопоставление в зависимости от выбранной шкалы результатов интерпретации молодой и древней

последовательности аномалий в северо-западной части Индийского океана, которые сформировались в режиме стационарного спрединга.

Для анализа было выбрано 15 наиболее известных шкал Кайнозойского возраста. Приведем аббревиатуру названий шкал и ссылки на литературу: HDHPL68 [4], TM76 [5], LKC77 [6], MD79 [7], NLC80 [8], LA81 [9], GTS82 [10], BKFV85 [11], KG86 [12], GTS89 [13], CK92 [14], CK95 [15], IMBTS95 [16], HA97 [17], GTS2012 [18].

Эти шкалы, изображенные на рис.1, отличаются многими другими характеристиками, включая конкретную использованную при интерпретации спрединговую модель, номенклатуру аномалий, включенных или исключенных из временной шкалы, метод датирования связующих точек в калибровочной кривой, константу радиометрического распада, используемую для радиометрических возрастов, и используемый метод экстраполяции возраста для аномалий между связующими точками.

Состояние вопроса

Вначале были построены магнитохронологические (абсолютные) шкалы, составленные на основе датирования горных пород калий-аргоновым методом, среди которых всеобщее признание завоевала шкала А. Кокса [19] на интервале в 5 млн. лет. Опираясь на эти данные, путем прослеживания инверсий в линейных морских магнитных аномалиях были построены, так называемые, аномалийные шкалы, охватывающие Кайнозойский и Меловой период. Первая такая шкала была построенав 1968 [4] по магнитным аномалиям в Южной Атлантике. Авторы проидентифицировали магнитные аномалии от 1-ой (осевой) до 32-й включительно с возрастом 80 млн. лет. По сути, при построении аномалийных шкал последовательность инверсий находится по последовательности магнитных аномалий, а их возраст определяется по биостратиграфическим данным наиболее древних осадков, перекрывающих базальтовый фундамент и (или) с оценками абсолютного возраста базальтов [20].

Дальнейшая эволюция шкал геомагнитной полярности с 1968 и появление новых шкал, велась по нескольким направлениям. Во-первых, возрастала разрешимость шкал, связанная с появлением все более коротких периодов инверсий (криптохроны) [21]. Во-вторых, происходил пересмотр относительного расстояния между некоторыми аномалиями и тем самым уточнялась структура шкал. В-третьих, совершенствовались методы калибровки шкал (количество точек и способ сглаживания). И, наконец, появились методы независимой абсолютной датировки хронов с использованием увязки с астрономическими данными. Сочетание радиоизотопного датирования и астрохронологии привело к уменьшению неопределенности возраста границ хронов, а применение статистических методов построения оптимальных временных шкал позволяет существенно снизить степень неопределенности возраста отдельных хронов и их увязки между собой [22 - 24].

Данные и метод

Согласно гипотезе Вайна и Мэтьюза инверсионно-спрединговый механизм формирования магнитоактивного слоя океанической литосферы обеспечивает запись истории инверсий геомагнитного поля. Расшифровать эту запись можно, исследуя морские магнитные аномалии, измеренные на различных акваториях Мирового Океана. В результате систематических исследований аномального магнитного поля в северо-западной части Индийского океана, нами выделены две системы морских магнитных аномалий, отражающих два этапа раскрытия. Для обеих этих последовательностей нами были уверенно проидентифицированы аномалии A1-A6 и A23-A26 с использованием геомагнитных шкал и тем самым определен возраст океанической литосферы (0-20 млн. лет и 53-63 млн. лет) [25, 26]. Затем с помощью кинематического анализа были определены кинематические параметры вращения Индийской и Сомалийской плит путем совмещения одновозрастных изохрон. Для молодой последовательности аномалий A1-A6 (0-20 млн. лет) была построена детальная кинематическая модель и с дискретностью 1 млн. лет рассчитаны дифференциальные скорости спрединга, которые с 20 до 10 млн. лет линейно уменьшалась, а далее за последние 10 млн. лет практически не менялись [25]. Анализ древних аномалий, расположенных в Аравийской и Сомалийской котловинах показал, что их возраст соответствует хронам C24-C26 и что скорости спрединга были высокими и также не менялись. Т.о. для анализа нами были выбраны две последовательности аномалий, когда раскрытие происходило в стационарном режиме и скорости спрединга существенно не менялись.

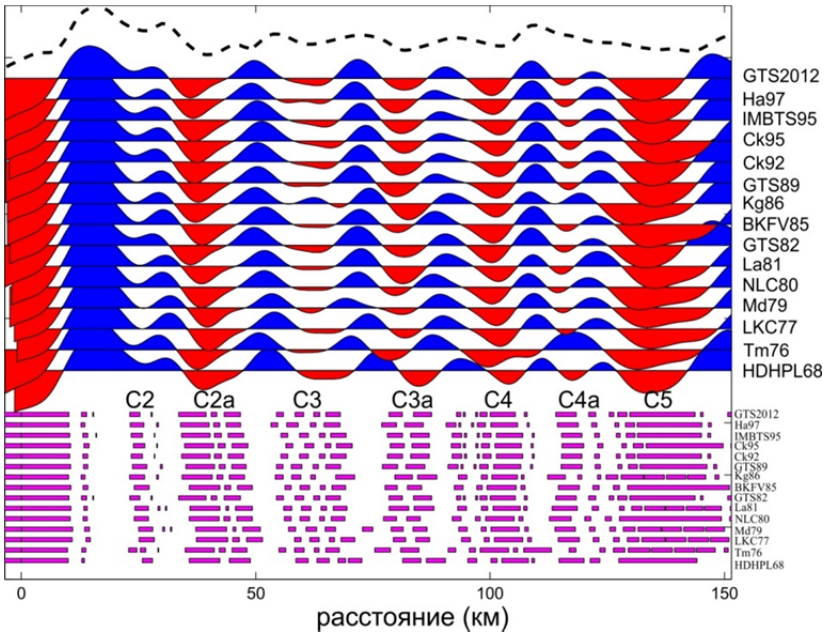


Рис. 1. – Сопоставление наблюденного магнитный профиля (пунктир) и теоретических магнитных профилей, рассчитанных с помощью шкал инверсий (внизу). Скорости спрединга индивидуально подбиралась для каждой модели. Блоки прямой полярности показаны сиреневым цветом, обратной полярности - белым. Справа от шкал и профилей указаны названия шкал, с помощью которых они были построены. Над верхней шкалой указаны хроны полярности.

Геохронологическая интерпретация морских магнитных аномалий основана на сопоставлении наблюденного профиля с модельным профилем, который рассчитывается для спрединговой модели

при различных скоростях спрединга и различных временных периодах. Выбор подходящей модели основывается на степени соответствия модельного и наблюденного профиля, которая обычно оценивается на глаз. Чтобы провести численное сопоставление всех шкал и оценить их влияние при геохронологической интерпретации данного наблюденного профиля мы для каждой шкалы рассчитывали модельные профили, которые наилучшим образом соответствуют наблюденным, при этом скорости спрединга и временной отрезок для каждой шкалы выбирался индивидуально. Рисунок 2 иллюстрирует процесс подбора скорости спрединга и выбор участка шкалы, при которых коэффициент корреляции между профилем и моделью будет максимальным. На основании проведенных ранее исследований с помощью шкалы [27] нами уже были получены значения искомых скоростей спрединга и возраст аномалий, тем не менее, мы для каждой шкалы проделали эту процедуру заново, ведя поиск оптимальных параметров в широком диапазоне занчений. Величину полу-скорости, при которой рассчитывалась модель, мы изменяли от 8 до 20 мм/год, а время начала и конца спрединга мы искали в широком диапазоне возрастов от 0 до 80 млн. лет.

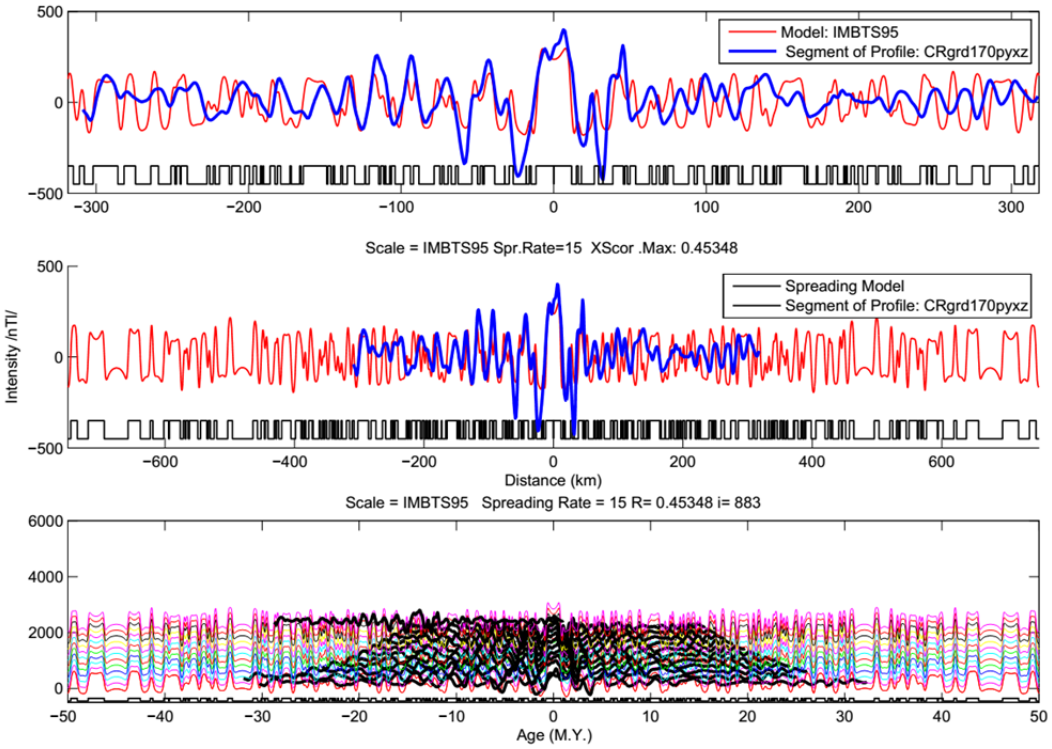


Рис.2. – Процедура подбора средней полу-скорости спрединга для приведенного к полюсу репрезентативного профиля на хребте Карлсберг для аномалий 1-6. Теоретические магнитные аномалии, рассчитанные в диапазоне возрастов (0-50 млн. лет) и полу-скорости спрединга 8-20 мм/год с шагом 1 мм/год

Результаты и выводы

По изложенной выше методике для репрезентативных профилей на хребте Карлсберг и в Аравийской котловине охватывающих аномалии 1-6 (0-20 млн. лет) и 24-26 (52-58 млн. лет) мы проводили подбор средних полу-скоростей спрединга для каждой из 15 тестируемых шкал. Таким образом, для каждой шкалы, которая использовалась при геохронологической интерпретации

конкретного профиля были, получены параметры, позволяющие сравнить результаты геохронологической интерпретации в зависимости от выбранной шкалы.

Результаты геохронологического анализа в виде графиков зависимости параметров от шкалы приведены на рисунке 3. В нижней части рисунка показано изменение максимального коэффициента корреляции между наблюденным и модельным профилем, рассчитанным для каждой из тестируемых шкал. В средней части рисунка показано изменение величины найденной средней полу-скорости спрединга в зависимости от выбора шкалы. Наконец в верхней части рисунка показан график изменения величины возраста аномалии A23, A24, A26.

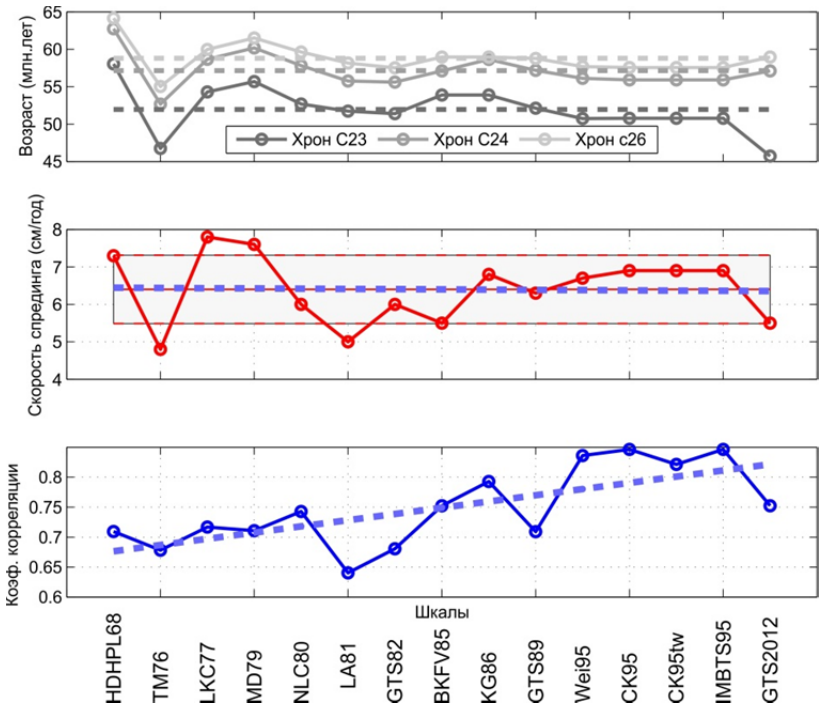


Рис.3. – В нижней части рисунка показано изменение коэффициента корреляции между наблюденным и модельным профилем, рассчитанным для каждой из тестируемых шкал. В средней части рисунка показано изменение величины найденной средней полу-скорости спрединга в зависимости от выбора шкалы. В верхней части рисунка показан график изменения величины возраста аномалии для хронов C23, C24, C26.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

Возраст выявленных аномалий, в зависимости от выбора шкалы, может отличаться на 10%. Для более молодых аномалий (хроны C1-C5) более современные шкалы дают более древний возраст, но для более старых аномалий они дают более молодой возраст, что приводит к соответствующим изменениям скоростей спрединга. Также разброс величин возраста для древних аномалий больше, чем для молодых, что естественно.

Показано, что на этапе идентификации аномалий величина коэффициентов корреляции зависит от того, какая шкала использовалась при моделировании. В общем, использование более современных шкал обеспечивает более высокий коэффициент корреляции между наблюдаемыми и модельными профилями. Однако максимальные коэффициенты корреляции для древних и молодых аномалий не всегда достигаются для одной и той же шкалы.

Благодарности

При подготовке рисунков был использован пакет программ GMT [28].

Список литературы

1. Карасик А.М., 1979. Геоисторический анализ океанического магнитного поля // *Геофизические методы исследования Мирового океана.* Л.: НИГА. - С. 31-43.
2. Шрейдер А.А. Магнитная геохронология Мирового океана // *Магнитное поле океана.* М.: Наука, 1993. С. 89-111.
3. Mead, G. A., Correlation of Cenozoic-Late Cretaceous geomagnetic polarity time scales: An Internet archive, *J. Geophys. Res*., 101(B4), 8107-8110, 10.1029/95JB03745, 1996.
4. Heirtzler, J. R., Dickson, G. O., Herron, E. M., Pitman, W. C., III, and Le Pichon, X., Marine Magnetic Anomalies, Geomagnetic Field Reversals, and Motions of the Ocean Floor and Continents; *J. Geophys. Res.*, 73(6):2119-2136, 1968.
5. Tarling, D. H. and Mitchell, J. G., Revised Cenozoic polarity time scale, Geology, 4(3):133-136, 1976.
6. LaBrecque, J. L., Kent, D. V., and Cande, S. C., Revised magnetic polarity time scale for Late Cretaceous and Cenozoic time; *Geology*, 5(6):330-335, 1977.
7. Mankinen, E. A. and Dalrymple, G. B., Revised Geomagnetic Polarity Time Scale for the Interval 0-5 m.y. B.P. *J. Geophys. Res*., 84(B2):615-626, 1979.
8. Ness, G., Levi, S., and Couch, R., Marine magnetic anomaly time scales for the Cenozoic and Late Cretaceous: a Precis, critique, and synthesis, Rev. *Geophys. and Space Physics*, 18(4):753-770, 1981.
9. Lowrie, W. and W. Alvarez, One hundred million years of geomagnetic polarity history, Geology, 9(9):392-397, 1981.
10. Harland, W. B., Cox, A. V., Llewellyn, P. G., Pickton, C. A. G., Smith, A. G., and Walters, R., A Geologic Time Scale, Cambridge Univ. Press, 131 pp, 1982.
11. Berggren, W. A., D. V. Kent, J. J. Flynn, and Van Couvering, J. A., Cenozoic geochronology, *Geol. Soc. Am. Bull*., 96(11):1499-1510, 1985.
12. Kent, D. V. and Gradstein, F. M., A Jurassic to recent chronology, Vogt, P. and Tucholke, B. E., eds., The Western North Atlantic Region, pp. 45-50, Boulder, CO, Geological Society of America, The Geology of North America, vol. M, 1986.
13. Harland, W. B., Armstrong, R. L., Cox, A. V., Craig, L. E., Smith, A. G., and Smith, D. G., A Geologic Time Scale 1989, Cambridge Univ. Press, 263 pp, 1990.
14. Cande, S. C. and Kent, D. V., A new geomagnetic polarity time scale for the Late Cretaceous and Cenozoic, *J. Geophys. Res.*, 97(B10):13,917-13,951, 1992.
15. Cande, S. C. and Kent, D. V., Revised calibration of the geomagnetic polarity time scale for the Late Cretaceous and Cenozoic, *J. Geophys. Res*., 100(B4):6093-6095, 1995.
16. Berggren, W.A., Kent, D.V., Swisher, C.C., and Aubry, M.-P. A revised Cenozoic geochronology and chronostratigraphy. Berggren,W.A., Kent, D.V., Aubry, M.-P., and Hardenbol, *J. Geochronology*, Time Scales, and Global Stratigraphic Correlation. (1995). SEPM Special Publication, No. 54 pp.129–212.
17. Huestis, S.P and G.D. Acton, On the construction of geomagnetic timescales from non-prejudicial treatment of magnetic anomaly data from multiple ridges, *Geophys. J. Int.,* 129, 176-182, 1997.
18. Gradstein, F.M., Ogg, J.G., Schmitz, M., and Ogg, G., 2012, The Geologic Time Scale 2012: Boston, Elsevier, 1144 p., doi:10.1016/B978-0-444-59425-9 .00004-4
19. Cox A., 1969. Geomagnetic reversals // *Science*. - V. 163. - P. 237-245
20. Гордин В.М. Избранные труды и воспоминания. – М.ИФЗ РАН, 2007. - 138 с.
21. Cande S.C., LaBrecque J.L. Behavior of the Earth's paleomagnetic field from small scale marine magnetic anomalies // *Nature*. V. 247. P. 26–28. 1974.
22. Agrinier, P., Y. Gallet, and E. Lewin (1999), On the age calibration of the geomagnetic polarity time scale, *Geophys. J. Int*., 137, 81–90, doi:10.1046/ j.1365-246x.1999.00755.x.
23. Malinverno, A., Hildebrandt, J., Tominaga, M. & Channell, J. E. T. 2012. M-sequence geomagnetic polarity time scale (MHTC12) that steadies global spreading rates and incorporates astrochronology constraints. *J. Geophys. Res*., 117, http: // dx.doi.org /10.1029 /2012JB00926
24. De Vleeschouwer D. & Parnell, A.C., 2014, *Geology*, vol 42, pp. 491-494.

25. Merkouriev, S., and C. DeMets (2006), Constraints on Indian plate motion since 20 Ma from dense Russian magnetic data: Implications for Indian plate dynamics, *Geochem. Geophys. Geosyst*., 7, Q02002, doi:10.1029/2005GC001079
26. Ivanov S.A., Merkuriev S.A. (2019) Preliminary Results of the Geohistorical and Paleomagnetic Analysis of Marine Magnetic Anomalies in the Northwestern Indian Ocean. In: Nurgaliev D., Shcherbakov V., Kosterov A., Spassov S. (eds) Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism. Springer Geophysics. Springer, Cham.- pp.479-490 https://doi.org/10.1007/978-3-319-90437-5_32
27. Lourens, L., F. J. Hilgen, J. Laskar, N. J. Shackleton, andD. Wilson (2004), The Neogene Period, in A Geologic Time Scale 2004, edited by F. Gradstein, J. Ogg, and A. Smith, pp.909–440, Cambridge Univ. Press, New York.
28. Wessel, P., and W. H. F. Smith (1991), Free software helps map and display data, *Eos Trans.* AGU, 72, 441 – 446.

Полевые тесты поддерживают первичность намагниченности девонских вулканитов Минусинской впадины

В.Э. Павлов(1), А.С. Корзинова(2), А.М.Пасенко(1), А.В.Шацилло(1)

1 - Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта Российской Академии Наук (ИФЗ РАН), Москва 123244, ул. Б.Грузинская д.10 стр.1. Телефон +7-499-2549105, e-mail: pavlov.ifz@gmail.com;
2 - Геофизическая обсерватория «Борок» филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта Российской Академии Наук (ГО "Борок" ИФЗ РАН), 152742б Ярославская область, Некоузский район, пос. Борок, д.142. Телефон +7-48547- 24-024, e-mail- korzinova-nasty@yandex.ru.

Аннотация.

На девонских вулканитах быскарской серии Минусинской впадины выполнены полевые палеомагнитные тесты. Положительный результат этих тестов поддерживает гипотезу об аномальном характере девонского геомагнитного поля.

Ключевые слова: Палеомагнетизм, девон, аномальное геомагнитное поле, полевые тесты

Введение

Проблема палеомагнетизма девона является одной из болевых точек современной палеомагнитологии. Многочисленные исследования пород этого возраста часто дают противоречивые результаты, свидетельствуя, возможно, о необычном характере геомагнитного поля в этот период существования нашей планеты. Исходя из характера девонской палеомагнитной записи, высказываются гипотезы о крайне высокой вариабельности (гиперактивности) геомагнитного поля девона и его крайне низкой напряженности. Уверенное подтверждение или опровержение этих гипотез имело бы большое значение для развития физической теории геомагнетизма и для изучения геодинамических процессов, происходящих, как в глубинах нашей планеты, так и на ее поверхности.

Ключевым моментом для тестирования гипотезы аномального поведения девонского геомагнитного поля является подтверждение первичности палеомагнитной записи в тех девонских объектах, на основании изучения которых и выдвигается эта гипотеза. Одним из таких объектов являются нижне-среднедевонские вулканиты быскарской серии, широко развитой в пределах Минусинских впадин на юге Сибири. На основании данных, полученных недавно по разрезам этой серии, авторы работы [1] делают вывод о том, что геомагнитное поле в девоне "… имело специфический характер, отличный как от современного, так и от поля более древних геологических эпох и было крайне нестабильным". Отметим, однако, что это заключение базируется на палеомагнитной записи, чья первичность не подтверждена полевыми тестами. Это обстоятельство, очевидно, вызывает обоснованные сомнения в достоверности вывода и требует его дальнейшего подтверждения.

С этой целью нами было выполнено дополнительное подробное палеомагнитное исследование разреза, расположенного на севере Хакассии на левом берегу Красноярского

водохранилища у залива Кокса. В ходе этих исследований были получены данные, которые позволили провести полевые тесты. Результаты этих тестов представлены в настоящем сообщении.

Результаты

Изученный разрез представляет собой последовательность вулканических потоков мощностью 2-5 м, изредка перемежающихся с прослоями осадочных пород. Породы, образующие разрез, моноклинально падают на северо-восток под углами около 15°.

Вулканические породы представлены преимущественно порфиритами. Естественная остаточная намагниченность этих пород имеет, за отдельными исключениями, двухкомпонентный состав с менее стабильной современной компонентой и более стабильной (характеристической) – древней. Характеристическая компонента намагниченности в рассматриваемых вулканитах связана, как правило, с гематитом. Об этом вполне определенно свидетельствуют значения максимальных разблокирующих температур, определенные в процессе температурной магнитной чистки и составляющие 670-680°C.

Всего в разрезе изучено около 20 вулканических потоков, в большинстве из них достаточно уверенно выделяется характеристическая компонента намагниченности, ее среднее направление для каждого из 15 “успешных” потоков приведено в таблице 1.

Потоки пронумерованы снизу-вверх по разрезу. Как видно из таблицы, в изученном разрезе мы фиксируем две зоны магнитной полярности: обратную, представленную 11 потоками и вышележащую прямую, представленную 3 потоками. Средние направления для зон прямой и обратной полярности (табл. 1) практически антиподальны (рис.1) и успешно проходят тест обращения: $\gamma/\gamma_{cr} = 4.1/16.4$ [2].

Между стратиграфически самым верхним потоком, с характеристической намагниченностью обратной полярности FL_12 и самым нижним потоком, чья характеристическая намагниченность имеет прямую полярность FL_19, имеется поток FL_15 с аномальным направлением характеристической намагниченности, отвечающим, вероятно, переходной эпохе во время которой происходила магнитная инверсия. Этот поток обжигает прослой осадочных пород, находящихся непосредственно под ним. Изученные нами образцы из этого обожженного прослоя дают среднее направление характеристической намагниченности (в древней системе координат) D=235.6°, I= 69.0°, K= 26.2, $\alpha95$=13.3°. Это направление статистически совпадает со средним направлением, рассчитанным по потоку FL_15 и значимо отличается от направлений ниже и выше лежащих потоков. Совпадение направлений обожженных пород с обжигающим потоком, при их отличии от направлений вмещающих выше- и нижележащих потоков означает, что тест обжига в данном случае дает положительный результат.

Таблица 1. Палеомагнитные направления характеристической намагниченности (в древней системе координат), выделенной в вулканических потоках разреза Кокса

№	Поток	N	D(°)	I(°)	K	α95 (°)
1	FL_0	5	354.7	-13.5	33.7	13.4
2	FL_1	5	14.3	-35.9	41.4	12
3	FL_2	6	7.8	-38.8	54.2	9.2
4	FL_3	2	21	-40.7	94.0	26.1
5	FL_4	4	328.7	-37.9	31.8	16.5
6	FL_5	8	359.5	-36.1	57.0	7.4
7	FL_6	7	358.4	-34	72.8	7.1
8	FL_7	7	1	-19.4	20.6	13.6
9	FL8_9	6	353.2	-35	89.0	7.1
10	FL_10	6	359.3	-29.5	85.8	7.3
11	FL_12	3	354	-28.2	26.1	28.9
12	FL_15	3	268.6	71.8	11.8	37.7
13	Fl_19	5	184.5	31.4	33.3	13.4
14	Fl_19-2	5	177.1	34.3	70.7	9.2
15	FL_20	6	191	28.1	64.4	8.4
СРЕДНЕЕ (Без FL_15)		14	180.3	32.2	41.9	6.2
Обратная полярность		11	359.7	-32.1	31.7	8.7
Прямая полярность		3	184.4	31.4	146.6	10.2
ТЕСТ ОБРАЩЕНИЯ: γ/γ cr = 4.1/16.4						
Plat= -18.3; Plong = 91.1; dp/dm=3.9/7.0						

Выводы

Таким образом, выполненные исследования позволили провести два полевых теста надежности результатов, полученных ранее для девонских вулканитов быскарской серии. Положительный результат теста обращения и теста обжига указывает на первичность характеристической намагниченности, выделенной в этих потоках, и существенно укрепляет надежность вывода об аномальном характере геомагнитного поля девона.

Благодарности

Работы выполнены в рамках Госзадания ИФЗ РАН и ГО “Борок” ИФЗ РАН, а также при поддержке гранта РФФИ №16-05-00446.

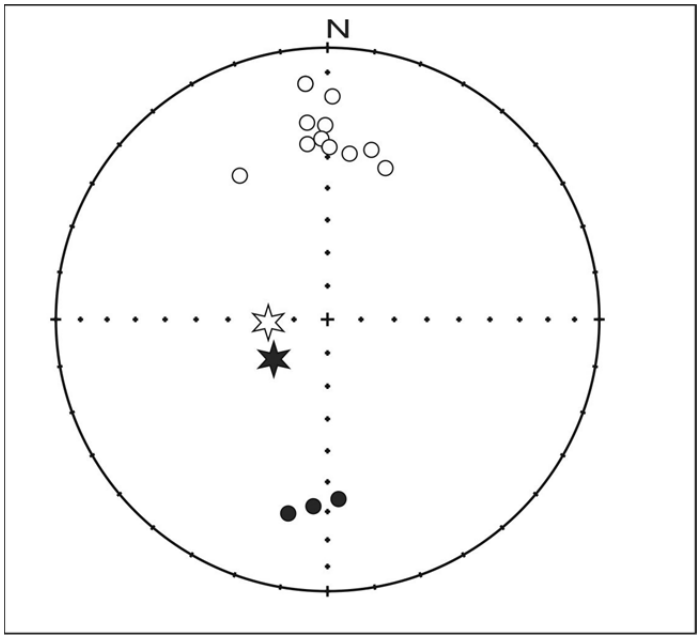


Рис. 1

Распределение векторов характеристической компоненты намагниченности в потоках и обожженных породах разреза Кокса. Кружки черные (белые) – потоки – потоки с характекристической намгниченностью прямой (обратной) полярности. Звездочки: черная – обожженная порода, белая – обжигающий поток (переходное направление).

Список литературы

1. Шацилло А.В., Павлов В.Э. Систематика палеомагнитных направлений раннего-среднего девона Минусинских впадин: новые данные и старые проблемы. Физика Земли. 2019. В печати.
2. McFadden, P.L., and M. McElhinny, Classification of reversal test in paleomagnetism, Geophys. J. Int., 103, 725-729, 1990.

Методические рекомендации по выполнению маловысотной аэромагнитной съемки с применением БПЛА

А.В.Паршин[(1)], В.С.Цирель[(2)], А.К.Ржевская[(3)]

[(1)] «ООО «Геоинформационные технологии - Сибирь», 664074, Россия, г. Иркутск, ул. Лермонтова, д.83, Телефон:89027666990, e-mail: sarhin@geo.istu.edu
[(2)]АО «Геологоразведка», 192019, Россия, Санкт-Петербург, ул. Фаянсовая, д.20, корп.2, лит. А, Телефон: 89213201390, e-mail: info@geolraz.com;
[(3)]ФГБУ «Всероссийский научно-исследовательский институт минерального сырья им. Н.М.Федоровского» (ФГБУ «ВИМС»), 119017, Россия, Москва, Старомонетный пер., д. 31, Телефон: 89162358699, e-mail: rzhevskaya@vims-geo.ru

Аннотация.

Развитие беспилотной аэрогеофизики базируется на достижениях новых технологий XXI века в области беспилотных носителей, геофизической аппаратуры, методики проведения съемки. Рассматриваются достоинства и недостатки нового метода аэромагниторазведки, общее состояние аппаратурной базы, роль и место аэромагнитометрии в системе геологического картирования. Оцениваются параметры площадных съемок, в том числе их точностные характеристики. Делается прогноз дальнейшего развития маловысотной аэромагнитометрии, в частности для изучения техногенных объектов и массивов.

Ключевые слова: Беспилотный летательный аппарат (БПЛА), беспилотная аэрогеофизика, беспилотные технологии, аэромагниторазведка, методика съемки, наземная магниторазведка, техногенная магнитометрия

Основная часть

На конференции «Геокосмос 2014» был сделан доклад [1], в котором отмечалось начало применения – для целей аэрогеофизики – беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) за рубежом и констатировалось преддверие подобного этапа в России. Более подробно состояние беспилотной аэрогеофизики за рубежом представлено в работе [2], а предпосылки развития этого направления в России описаны в работе [3].

При этом, наряду с основным достоинством беспилотной аэрогеофизики – отсутствием риска гибели экипажа, указывались и другие положительные моменты, связанные с переходом к новому этапу:

- расширение круга решаемых аэрогеофизикой геологических задач;
- повышение информативности и достоверности получаемых результатов;
- снижение затрат на проведение съемок;
- упрощение системы организации работ.

Конечно, не следует полагать, что при очевидных достоинствах беспилотная аэрогеофизика не имеет недостатков; среди таковых необходимо указать более высокие, чем для пилотируемой авиации требования к погодным условиям, в частности к пределу силы ветра, который может сносить легкое воздушное судно с заданного маршрута. Серьезным недостатком является относительно малая длительность отдельного вылета беспилотных носителей: типа коптера – до одного часа и вертолета – до двух – трех часов. Использование беспилотного самолета, продолжительность вылета которого

может составлять десять – двенадцать часов, затруднено решением проблемы компенсации магнитных помех этого носителя [4]. Имеются также организационные ограничения, связанные с получением разрешения на полеты.

В настоящее время в России имеется, по крайней мере, три организации, способные успешно выполнять беспилотные аэромагнитные съемки: ООО «Геоинформационные технологии» (Иркутск); носитель – шести- или восьмироторный коптер (рис.1а); Группа компаний «Геоскан» (Санкт-Петербург) – квадрокоптер GEOSCAN-401 с магнитометром на трос-кабеле (рис.1б); АО «НПП Радар ММС» (Санкт-Петербург) – вертолетный аэромагнитный комплекс (рис.2).



а б

Рис.1. – а - шестироторный коптер, б - квадрокоптер GEOSCAN-401 с магнитометром на трос-кабеле.



Рис.2. – Вертолетный аэромагнитный комплекс (на стенде).

Общее представление об используемых комплексах дает таблица 1.

Вопросами методики проведения нового вида геомагнитных съемок, имеющих принципиальные отличия от ранее описанных в официально отмененной, но фактически действующей Инструкции по магниторазведке [5], занимались с 2013 г. (в рамках плановой тематики) ФГБУ «ВИМС им. Н.М.Федоровского» и ФГУНПП «Геологоразведка» [6]. К концу 2017 г. был создан проект отдельного документа «Методические рекомендации по выполнению маловысотной аэромагнитной съемки», который по инициативе Федерального агентства по недропользованию (Роснедра) был направлен на апробацию в четыре организации: МГРИ - РГГРУ (Московский геологоразведочный институт – Российский государственный геологоразведочный университет), ОАО «Росгеология», АО «Геологоразведка» и ООО «НПП ВИРГ-Рудгеофизика». Учет сделанных замечаний позволил доработать «Методические рекомендации» и направить их на рассмотрение в Роснедра. На совещании в Роснедра 21 февраля 2018 г. документ был согласован, а в заключительной части Протокола рассмотрения указано: «Одобрить «Методические рекомендации по выполнению маловысотной аэромагнитной съемки» с применением БПЛА, как наиболее рациональный метод магниторазведки при геологическом изучении недр».

«Методические рекомендации» представляют собой «рамочный документ», определяющий основные требования к проведению и к контролю качества магнитометрических съемок с использованием БПЛА. Проблемой разработки нормативных документов на современном этапе развития отечественной геологии является то, что в связи с разнообразием существующих на рынке роботизированных комплексов практически невозможно дать четкие указания по последовательности действий при выполнении съемки с использованием конкретных моделей. В связи с этим авторы «Методических рекомендаций» старались выделить универсальные, применимые для любых возможных вариантов конструкции беспилотных магнитометрических комплексов, методические позиции, задающие рамки, соблюдение которых обеспечит получение достоверных данных высокого качества.

Общее представление о роли и месте беспилотной аэромагнитной съемки дает таблица 2.

Характеристики маловысотных аэромагнитных съемок представлены в таблице 3. В этой таблице указаны съемки от масштаба 1:10 000 до масштаба 1:1 000. На практике беспилотные роботизированные системы обеспечивают и бóльшую плотность данных, т.е. могут выполняться съемки еще более крупного масштаба.

Классификация съемок по точности проводимых измерений представлена в таблице 4. Здесь необходимо отметить введение нового класса съемок – прецизионных, погрешность которых находится на уровне 1 нТл. Вместе с тем, следует полагать, что проведение площадных съемок с погрешностью менее 0,5 нТл вряд ли осуществимо. Беспилотные съемки создают широкие возможности для проведения разновысотных измерений характеристик геомагнитного поля.

Наибольший интерес в таком случае представляет измерение вертикальной составляющей градиента (упрощенно называемой вертикальным градиентом). Градиентометрия может осуществляться двумя способами: с помощью нескольких датчиков на одном БПЛА или путем выполнения параллельных или повторных съемок на разных высотах. При проведении градиентометрии с несколькими датчиками необходимо убедиться, что конструкция их подвеса обеспечивает постоянство взаимоположения датчиков по отношению к земле. При использовании градиентометрии в варианте разновысотных съемок следует удостовериться, что величина погрешности позиционирования датчика по высоте незначительна и обеспечивает необходимую точность измерения градиента.

Таким образом, научно-технический прогресс в области беспилотных летательных аппаратов и роботизированных систем позволил создать новый вариант магниторазведки – беспилотную съемку, не требующую затрат на летные часы «большой» авиации, а также обеспечивающую повышение детальности измерений за счет полета на предельно низких высотах. При этом стало возможным получение данных, по информативности не уступающих пешеходной съемке, но существенно превосходящих ее по экономической эффективности. Очевидно, что маловысотный (приземный) вариант аэромагнитных съемок может в значительной степени заменить традиционные наземные съемки. Более того, с определенной долей оптимизма представляется, что беспилотная аэрогеофизика в недалеком будущем сможет сильно сократить объем наземных геофизических работ (наиболее времяемких и дорогостоящих), а в дальнейшем вообще отказаться от наземной геофизики.

Наконец, намечается совершенно новое направление маловысотных аэромагнитных исследований, которое может быть названо магнитометрией техногенных объектов и массивов, имея в виду: уже проведенные успешные опыты поисков в отвалах горных предприятий отходов ранее переработанной руды, которая удовлетворяет современным требованиям; а также планируемые исследования состояния (целостности) трубопроводов. К этому же направлению можно отнести съемки с археологическими целями, равно как и решение ряда задач агрогеофизики.

Таблица 1. Характеристики аэромагнитных беспилотных комплексов

Характеристики	Комплексы		
	GEOSCAN	SibGIS UAS	Radar MMS
Тип БПЛА	Квадрокоптер	Мультикоптер	Вертолет
Взлетная масса, кг	До 8	20	До 35
Масса полезной нагрузки, кг	До 2	До 5	До 8
Радиус действия по радиоканалу, км	До 70	10	60
Высота полета, м	До 5000	До 3400	До 1 000
Диапазон скоростей, км/ч	0 - 45	0 – 50	0 – 70
Крейсерская скорость, км/ч	36	35	60
Продолжительность полета, мин	До 60	До 35	До 120
Навигация	GPS/ГЛОНАСС	GPS/ГЛОНАСС Beidou	GPS/ГЛОНАСС
Чувствительность магнитометра, нТл	0,01	0,01	0,01
Ориентационная погрешность, нТл	± 0,3	0,5	Менее 0,5
Диапазоны измерений, 10^3 нТл	20 - 100	20 – 100	20 – 100
Частота измерений, Гц	Максимальная 1 000	Рабочая 8	Максимальная 1 000
Масса магнитометра, кг	1,4	2	1,6

Таблица 2. Задачи, решаемые различными вариантами геофизических методов

Наименование		Высота, м	Носитель	Область применения	
Аэро (пилотируемые)		Десятки-сотни	Самолет, вертолет	Геологическое картирование	
Беспилотные	Низкополетные	От 25	БПЛА (самолет, конвертоплан, вертолет)	Детальное геологическое картирование, поиски и разведка месторождений	В условиях сложной проходимости на больших площадях
	Маловысотные «квазиназемные»	От 5	БПЛА (мультикоптер)		В условиях сложно рельефа на отдельных лицензионных участках
Наземные		0-2	Судно, автомобиль, оператор	Поиски и разведка месторождений	

Таблица 3.Характеристики маловысотных аэромагнитных съемок различного масштаба

Масштаб съемки	Расстояние между профилями, м	Максимальное расстояние между точками измерений, м
1:10 000	100	10
1:5 000	50	5
1:2 000	20	2
1:1 000	10	1

Таблица 4. Классификация низкополетных аэромагнитных съемок по точности

Точность съемки	Предел основной систематической погрешности приборов, нТл	Предельная средняя квадратическая погрешность (СКП) измерений по результатам прямых и повторных наблюдений, нТл	Предельная погрешность позиционирования измерительной системы относительно модельного профиля	Требования к учету вариаций, интервал между измерениями
Рядовая	3	10	10% шага между профилями и 15% высоты	1 минута
Высокая	2	5	10% шага между профилями и 10% высоты	10 секунд
Прецизионная	1	1	5% шага между профилями и высоты, но не более 1 м	1 секунда

Список литературы

1. Цирель В.С., Кузнецова А.В., Коротков В.В. Отечественная аэромагниторазведка и комплексная аэрогеофизика в преддверии нового этапа – беспилотные носители //*Палеомагнетизм и магнетизм горных пород*. – 2014. – С. 193 – 198.
2. Семенова М.П., Цирель В.С. Перспективы развития беспилотной аэрогеофизики //*Разведка и охрана недр*. – 2016. №8. – С. 34 – 39.
3. Коротков В.В., Глинский Н.А., Кирсанов В.Н., Клепер Н.Б., Кузнецова А.В., Цирель В.С. Съемки с использованием беспилотных летательных аппаратов – новый этап развития отечественной аэрогеофизики //*Российский геофизический журнал.* – 2014. №53-54. – С. 122 – 126.
4. Цирель В.С., Паршин А.В., Анцев В.Г., Капштан Д.Я. Прогресс в технологии геомагнитных измерений. Беспилотная аэромагнитометрия, 1995 – 2017 гг. //*Материалы IV Школы-семинара «Гординские чтения».* М. – 2017. – С.191 – 198
5. Инструкция по магниторазведке. Л.: Недра, 1981. – 263 с.
6. Коротков В.В., Овсянникова Т.Н., Ржевская А.К., Стародубов А.В., Цирель В.С., Давыденко Ю.А., Паршин А.В. Инновационные технологии прогнозирования, поисков и оценки месторождений твердых полезных ископаемых //*Минеральное сырье.* – 2016. №17. – 54 с.

Идентификация магнитных хронов по компонентам морских полосовых аномалий

А.А. Петрова, Ю.А Копытенко, М.С. Петрищев

Санкт-Петербургский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук («СПбФ ИЗМИРАН»), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 5, лит. Б, Телефон: 78123237845,
e-mail: aa_petrova@inbox.ru

Аннотация.

В работе представлены модели горизонтальной и вертикальной компонент магнитных аномалий для акваторий Северной Атлантики и Северо-запада Тихого океана. Модели компонент вектора магнитного поля Земли получены в СПбФ ИЗМИРАН на базе измеренных и расчетных данных. Идентификация магнитных хронов по компонентам морских полосовых аномалий представляет большой интерес для изучения глубинного строения земной коры океанов, уточнения пространственно-временного перемещения тектонических плит и исследования характера изменений компонент вектора индукции магнитного поля Земли в периоды инверсий за все время формирования морского дна Мирового океана (около 200 млн. лет).

Ключевые слова: Магнитные хроны, компоненты морских полосовых магнитных аномалий

Введение

Причиной происхождения морских полосовых знакопеременных магнитных аномалий является процесс рождения океанической коры в зонах спрединга срединно-океанических хребтов. Излившиеся базальты при остывании до температур ниже точки Кюри в магнитном поле Земли приобретают остаточную намагниченность. При этом направление остаточной намагниченности совпадает с направлением магнитного поля Земли (МПЗ) в момент остывания. Вследствие периодических инверсий магнитного поля излившиеся базальты образуют чередующиеся знакопеременные полосы с прямым и обратным направлением намагниченности.

В работе рассматриваются преимущества идентификации морских магнитных линейных аномалий с учетом особенностей их облика в компонентах. Аномалии горизонтальной H и вертикальной Z компонент вычислены по компонентной модели магнитного поля Земли (МПЗ) СПбФ ИЗМИРАН [1-4]. Аномалии компонент представляют интерес для идентификации морских полосовых знакопеременных аномалий компонент с целью уточнения реконструкций тектонических плит, исследования характера изменений компонент вектора МПЗ в периоды инверсий за время формирования морского дна и изучения строения земной коры океанов. Компонентная модель МПЗ построена по материалам векторных съемок и расчетных значений компонент, вычисленных по измерениям модуля полного вектора индукции магнитного поля вблизи поверхности Земли. Для акваторий Северной Атлантики и Северо-запада Тихого океана построены модели морских линейных аномалий горизонтальной H и вертикальной Z компоненты, привносящие дополнительную информацию для реконструкций процесса формирования океанической земной коры и пространственно-временных перемещений тектонических плит. Анализ аномалий вертикальной Z и

горизонтальной H компонент МПЗ Мирового океана подчеркнули инверсионно–спрединговую природу морских магнитных аномалий срединно-океанических хребтов. Результаты показали, что в зонах спрединга аномалии компонент имеют знакопеременный и полосчатый облик, отвечающий значениям вектора индукции МПЗ в моменты инверсий поля и в периодах между ними, прошедших за время разрастания срединных хребтов акваторий Мирового океана практически за 200 млн. лет.

Линейные магнитные аномалии компонент Срединно-Атлантического хребта

Больший интерес компоненты морских линейных магнитных аномалий представляют для уточнения пространственно-временного перемещения тектонических плит Срединно-Атлантического хребта (рис. 1). Он приурочен к дивергентной границе, на которой происходит горизонтальное растяжение литосферы и раздвижение плит со скоростью 4 см в год. Картина аномалий модуля вектора МПЗ в Атлантике позволила выделить ряд типичных признаков, присущих магнитным аномалиям мировой системы океанических хребтов. Она симметрична относительно оси хребта и представлена знакопеременными линейно-ориентированными магнитными аномалиями структурных элементов магнитоактивного слоя океанической коры (рис.1 а, б).

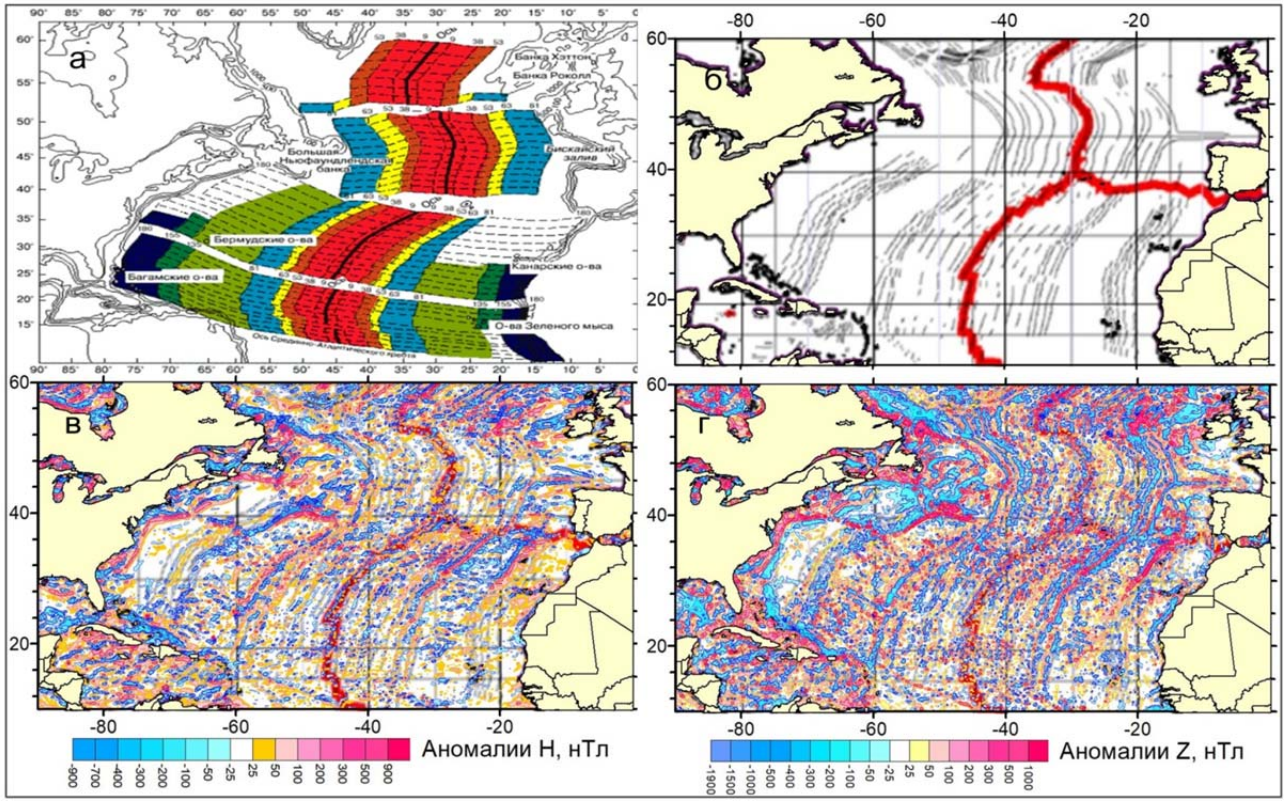


Рис. 1. – Атлантический океан. Карты возраста пород дна (а) [5], хроны магнитных аномалий модуля (б) [6], аномалии горизонтальной H (в) и вертикальной Z (г) компонент МПЗ [2-3].

Характер знакопеременных магнитных аномалий срединно-океанических хребтов соответствует палеомагнитным данным. Последовательность полос прямой и обратной намагниченности пород хорошо коррелирует с геомагнитной шкалой инверсий, установленной для последних 4 млн. лет по базальтовым лавам на суше и по океаническим осадкам. Сопоставление на

профилях, секущих срединный хребет, хронов идентифицированных аномалий со шкалой инверсий подтвердило гипотезу Вайна и Мэтьюза [5], что позволило им вычислить скорость расширения дна и возраст ложа океана. Предполагая, что скорость была постоянной, по полосовым аномалиям дна океана экстраполирована шкала для более ранних эпох - на десятки и сотни миллионов лет. Наиболее устойчивые положительные аномалии идентифицированы, начиная с осевой аномалии хребта. В результате по магнитным аномалиям модуля МПЗ была построена схематизированная карта возраста пород океанического дна в Северной Атлантике (рис.1 а) [5], подтвержденная позднее данными бурения.

Компоненты H и Z магнитных аномалий имеют знакопеременный и полосчатый облик и отвечают значениям вектора индукции МПЗ в моменты инверсий поля и в периодах между ними.

В процессе глобальных изменений смена знака и значений компонент H и Z вектора МПЗ происходит по разным законам под влиянием независимых факторов. Модели H и Z компонент магнитных аномалий привносят важную дополнительную информацию о характере намагниченности пород дна океана и скорости изменений МПЗ в периоды разных инверсий, прошедших за время разрастания Срединно-Атлантического хребта за 160 млн. лет.

В моменты инверсий положение и размер области максимальных значений компонент Z и H, в поле которых происходит остывание излившихся пород океанических базальтов вплоть до температуры Кюри, изменяются по разному. В результате этого термоостаточная намагниченность вертикальной и горизонтальной компоненты в разных частях акватории Мирового океана будет сохранять соответствующие значения и направление (знак). Это позволяет восстановить динамику перемещений магнитных полюсов на земном шаре и размер областей максимальных значений компонент вектора индукции МПЗ за все время разрастания океанического дна.

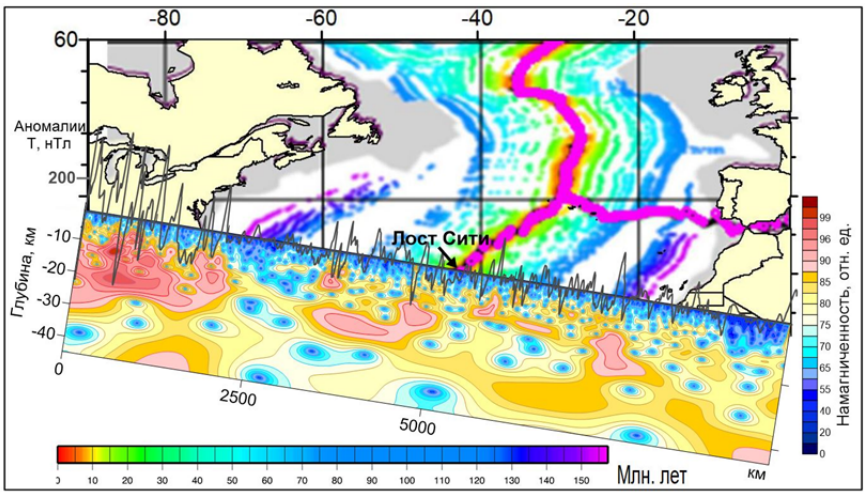


Рис. 2. – Глубинный разрез, пересекающий магнитные аномалии Атлантического хребта (возраст от 0 до 160 млн. лет) [9-10].

Представление о строении земной коры океана, расположении гидротермальных зон и характере распределения намагниченности в разных слоях пород дна дает геомагнитный разрез [1-2; 7-8], пересекающий срединный хребет в районе термального поля Лост Сити. На разрезе в районе

хребта видны линзы магматических камер на глубинах 15-30 км и дивергентная граница, приуроченная к вертикальному разлому. Траектория вертикального гидротермального флюидного потока прослеживается с глубины около 40 км.

Магнитные аномалии компонент в северо-западной части Тихого океана

В Северо-Восточной котловине Тихого океана по аномалиям модуля МПЗ установлено, что распределение знакопеременных линейных аномалий асимметрично, поскольку присутствует лишь западный склон хребта. Заметное смещение оси «спрединга» - раздвижения океанического дна - произошло около 10 млн. лет назад [5-6], что проявилось в изменении направления аномалий.

В северо-западной части океана обнаружено несколько систем древних полосовых аномалий, не связанных с современным срединным поднятием. Системы аномалий к востоку от Японских о-вов – Гавайская и Японская – разделены возвышенностью Шатского. Японская система на западе срезается глубоководным Японским желобом, а на северо-востоке ограничена Императорским хребтом. Взаимодействия этих трех систем в настоящее время пока не ясны, так как не все аномалии модуля МПЗ идентифицированы. Время образования древних аномалий оценивается в 150-180 млн. лет (рис.3). На северо-западной периферии ложа океана, примыкающей к Курило-Камчатской дуге, расположена зона спокойного магнитного поля, образованная 150 млн. лет назад, ранее аномалии М22. В этот период не было установлено инверсий [6; 9-11]. Аномалии компонент H и Z имеют отрицательные значения до 100 нТл (рис.3).

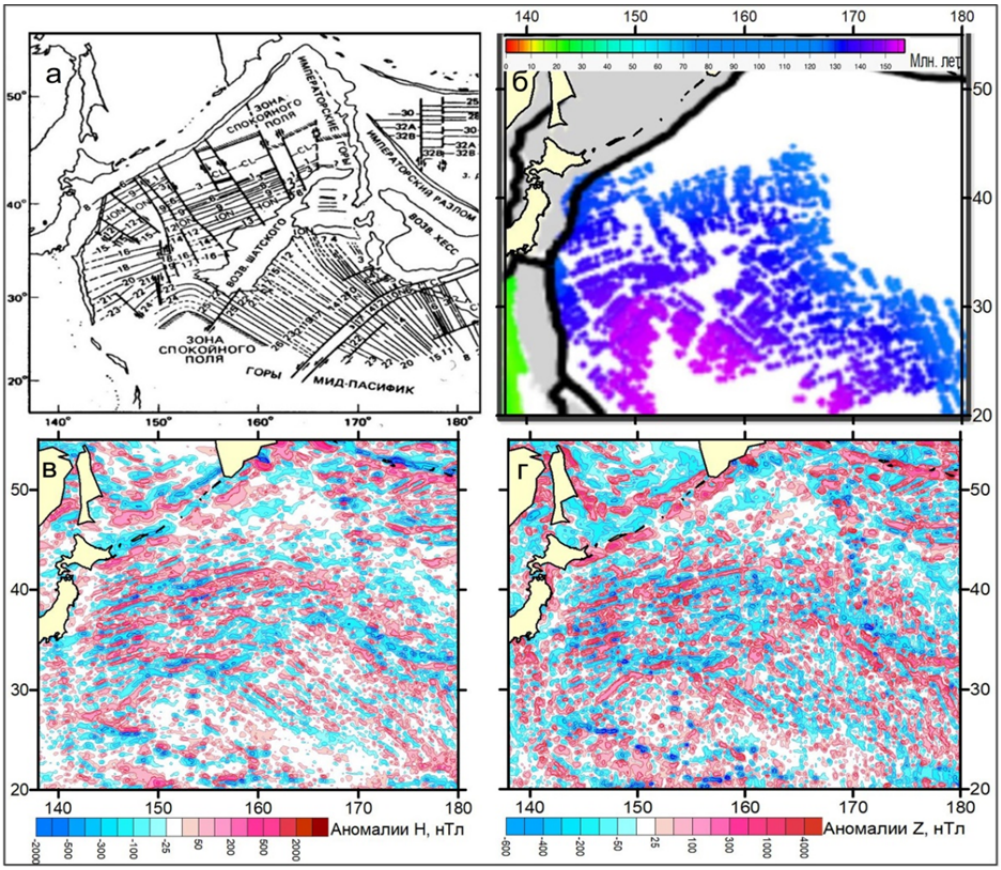


Рис. 3. – Северо-запад Тихого океана. Идентифицированные аномалии МПЗ (а), карта возраста пород дна [10] (б), аномалии горизонтальной H (в) и вертикальной Z (г) компонент [2-3].

Однако по знакопеременным аномалиям горизонтальной H-компоненты линейные аномалии с возрастом 110-160 млн. лет отслеживаются и трассируются более уверенно. В частности, это относится как к субширотным хронам, идущим от Императорских гор к Японскому желобу (рис.3а, в), так и к хронам, прослеживающимся с юга (от широты разлома Мендосино) на северо-запад. Например, знакопеременные аномалии H-компоненты от №12 до №25 четко отслеживают хроны, направленные с юга от широты разлома Мендосино с поворотом на северо-запад. По ним видно, что они пересекают возвышенность Шатского и разворачиваются на запад к Японскому желобу. По аномалиям Z-компоненты эти хроны идентифицируются менее четко, а по аномалиям модуля они не идентифицированы.

Разломные зоны четко трассируются цепочками отрицательных аномалий H-компоненты, секущими линейные хроны вкрест простирания. Аномалии Z-компоненты на разломах имеют неустойчивый облик в виде цепочек положительных и отрицательных значений.

Обсуждение и выводы

1) Идентификация магнитных аномалий является основой для тектонических пространственно-временных реконструкций движений океанических плит. Она формирует набор первичных данных, из которых рассчитывается возраст литосферы и режим формирования дна в бассейнах Мирового океана. Идентификация магнитных аномалий модуля сыграла важную роль в развитии теории тектоники плит [5-6].

2) Морские линейные магнитные аномалии являются основными непосредственными свидетелями образования магнитоактивного слоя океанической земной коры. Идентификация компонент полосовых аномалий дает исключительно важную дополнительную информацию о характере намагниченности пород дна в разные периоды инверсий МПЗ. Компоненты морских магнитных аномалий, по сравнению с аномалиями модуля, создают более четкое представление о характере изменений вектора МПЗ в периоды инверсий, произошедших за время формирования морского дна Мирового океана – 180–200 млн. лет. Это придает новый импульс исследованиям пространственно-временного представления о реконструкциях тектонических плит Мирового океана.

3) Информация о компонентах линейных магнитных аномалий срединно-океанических хребтов в настоящее время становится особенно актуальной в связи с глобальным проектом по созданию цифровой модели морского дна Мирового океана, осуществляемой на основе идентифицированных линейных магнитных аномалий с учетом данных измерений градиента альтиметрии, позволяющим обеспечить отслеживание зон разломов [12-14].

Список литературы

1. Петрова А.А. Цифровые карты компонент вектора индукции магнитного поля // *Сб. трудов ИЗМИРАН*, М.: – 2015. – С. 412–423.
2. Копытенко Ю.А., Петрова А.А. Результаты разработки и применения компонентной модели магнитного поля Земли в интересах магнитной картографии и геофизики // *Фундаментальная и прикладная геофизика*, 2016, т. 9, № 2, С. 88-106.
3. Копытенко Ю.А., Петрова А.А. Компоненты морских линейных магнитных аномалий // *Сб. «Проблемы прикладной гидрофизики»*, СПбНЦ РАН, 2018. С. 213-216.
4. Копытенко Ю.А., Петрова А.А., Августов Л.И. Анализ информативности магнитного поля Земли для автономной корреляционно-экстремальной навигации // *Фундаментальная и прикладная геофизика,* 2017, т. 10, № 1, С. 1-7.
5. Vine F.J., Matthews D.H. Magnetic anomalies over ocean ridges // Nature, 1963, Vol. 199, P. 947-949.
6. Pitman W.C., Talwani M. Sea-floor spreading in the North Atlantic // Geol. Soc. Amer. Bull. 1972. Vol. 83. P. 619-649.
7. Петрова А.А. Методика спектрально-корреляционного анализа аномального геомагнитного поля // Автореф. дис. канд. ф.-м. наук. М.: ИЗМИРАН, 1976. 25 с.
8. Петрова А.А. Методика спектрально-пространственного анализа геомагнитного поля // Геофизический сборник АН УССР. Вып. 76, 1977. С. 55-66.
9. Gee J. S., Kent D.V. Source of oceanic magnetic anomalies and the geomagnetic polarity time scale // in: Treatise on Geophysics, 2007, vol. 5, pp. 455–507, Elsevier, Amsterdam.
10. Seton M. et al. Global continental and ocean basin reconstructions since 200 Ma // Earth-Science Reviews, 2012, Vol. 113, P. 212-270.
11. Seton, M., et al. Community infrastructure and repository for marine magnetic identifications () // Geochem. Geophys. Geosyst., 2014, V.15. P.1629-1641.
12. Wessel P., Matthews K. J., Müller R. D., Mazzoni A., Whittaker J. M., Myhill R., and Chandler M. T. Semiautomatic fracture zone tracking // Geochem. Geophys. Geosyst. 2015, Vol. 16, P. 2462-2472.
13. Wessel P., Müller R. D. The Global Seafloor Fabric and Magnetic Lineation Data Base. Project 2016, [Updated August 1, 2016]
14. Müller R. D. et al. The GPlates Portal: Cloud-Based Interactive 3D Visualization of Global Geophysical and Geological Data in a Web Browser // PLoS One, 2016, Vol. 11, doi: 10.1371/journal.pone.0150883

Частицы железа в лунных базальтах

Д.М. Печерский, Г.П. Марков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук (ИФЗ РАН),
г. Москва, Россия, ул. Б. Грузинская, 10, с. 1, 123242.
gpmarkov@yandex.ru, моб. +7 (905) 531-86-99

Аннотация.

По микрофотографиям шлифов образцов лунных базальтов, доставленных на Землю американскими космическими кораблями "Аполлон - 11-17", были измерены размеры частиц железа в лунных базальтах и вычислены средние размеры таких частиц для образцов базальтов разного возраста. В результате обнаружена явная зависимость среднего размера частиц железа от возраста базальтов, а именно, в интервале возрастов от 3,9 до 3,6 миллиардов лет средний размер частиц железа увеличился примерно в 1,5 раза, что может свидетельствовать, в частности, о значительном уменьшении ускорения свободного падения на Луне за этот же интервал времени. Поскольку зависимость среднего размера частиц от возраста базальтов имеет, по крайней мере, для Луны, глобальный характер, то уменьшение лунного ускорения свободного падения, очевидно, может быть связано или с ростом размера Луны, и/или с уменьшением ее массы.

Ключевые слова: земные, лунные базальты, средний размер частиц железа, ускорение свободного падения

Ранее, изучая частицы металлического железа в земных породах с помощью микрозондового анализа (МЗА), было обнаружено постоянство среднего размера (D) частиц железа (табл. 1, рис. 1) и основной моды их размера (рис. 2) в разных горных породах разных регионов Земли, разных возрастов и независимо от их происхождения и источника частиц железа (земного или внеземного) [1-3].

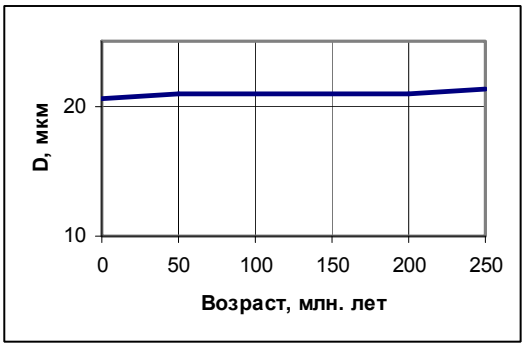


Рис. 1. – Обобщенная зависимость среднего размера частиц железа от возраста различных земных пород (по данным табл. 1)

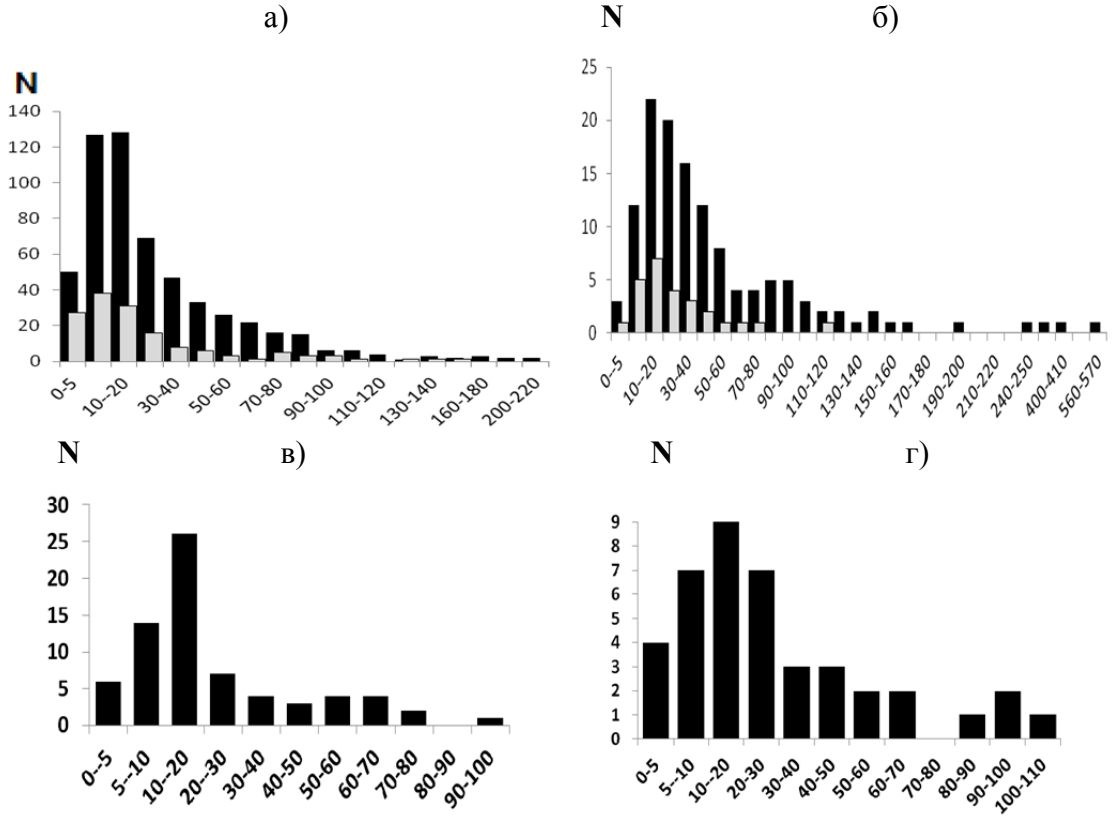


Рис. 2. - Распределение числа частиц (N) самородного железа по размеру (в мкм) в осадках (а), гипербазитах (б), траппах (в) и в океанских базальтах (г). (Черные столбики – чистое железо, серые столбики – железо с примесью никеля [2, 3].

Полученные результаты показывают, что на Земле средний размер частиц железа (теллурического и космического) не зависит от возраста пород, по крайней мере, от современных до юрских (~250 млн. лет). Такое постоянство среднего размера частиц металлического железа и сходство гистограмм распределения числа частиц по размеру должно быть связано с определяющими действием какого-то глобального постоянного фактора при осаждении частиц железа в воде (для осадков) и жидкой лаве (для базальтов и траппов). Очевидно, что таким фактором может быть гравитация.

Следовательно, по среднему размеру и распределению по размерам частиц железа в принципе можно оценить величину силы тяжести, точнее – ускорения свободного падения **g**, а значит и массу планеты – источника частиц железа, как в базальтовой лаве, так и в осадках. При этом средний размер частиц определяется в шлифе, значит информация о размере частиц железа в большой степени не зависит от их изменений, например, химических, в отличие от существенно зависимых от сохранности материала точек Кюри и концентрации частиц металлического железа. Поэтому можно предположить, что существует принципиальная возможность по среднему размеру частиц железа в

разновозрастных горных породах проследить изменения во времени ускорения свободного падения на Земле.

Таким образом, при определяющем влиянии гравитационного поля на осаждение частиц и наблюдаемом постоянстве средних размеров частиц железа можно предположить, что ускорение свободного падения на поверхности Земли ($\mathbf{g_з}$) было постоянным, по крайней мере, в мезозое и кайнозое.

Следовательно, на космических объектах с заметно отличающимся от земного ускорением свободного падения могут наблюдаться иные значения средних размеров (и моды распределения по размеру) частиц железа. В соответствии с законом Стокса для осаждения частиц в жидкости наиболее вероятно ожидать следующую картину.

При прочих равных условиях осаждения частиц при большой величине **g** разница между скоростями осаждения крупных и мелких частиц будет, условно говоря, большой, при уменьшении **g** эта разница будет уменьшаться. Следовательно, статистически применительно к лаве на некотором промежуточном уровне лавового потока следует ожидать обратную зависимость: чем больше **g**, тем меньше D**,** и наоборот - чем меньше **g**, тем больше D.

В настоящее время наиболее подходящими и пока единственными объектами для проверки эффекта связи среднего размера частиц железа с ускорением свободного падения являются лунные базальты. Во-первых, ускорение свободного падения на Луне $\mathbf{g_л}$ примерно в 6 раз меньше земного (на Земле $\mathbf{g_з}$=9,807 м/с^2, на Луне $\mathbf{g_л}$=1,62 м/с^2), во-вторых, доступны опубликованные результаты изучения лунных базальтов, доставленных на Землю «Аполлонами -11-17» [4]. В этой уникальной работе дается краткое описание каждого образца базальта, приведены микрофотографии шлифов в двух вариантах: в отраженном и проходящем свете.

По данным [4] был проведен отбор пригодных фотографий шлифов (образцов). Выбирались те образцы, для которых имелись результаты определения радиологического возраста, фотографии шлифов в отраженном (предпочтительно) и проходящем свете, исключались образцы с краев лавовых потоков (наличие зоны обжига, большая роль стекла). Далее по отобранным фотографиям проводилось измерение размеров частиц рудных минералов, при этом предпочтение отдавалось близким к изометричным и не очень остроугольным частицам с размерами от 4-5 мкм до 100-120 мкм. Затем вычислялся средний размер частиц.

Естественно, при таком отборе частиц в набор измеренных частиц могут попасть не только железо, но и ильменит, хромит и другие рудные минералы. Но для решения нашей задачи это не очень важно, т.к. все измеряемые рудные минералы заметно тяжелее базальтовой лавы (плотности железа 7,9 г/см^3, хромита 4,5-5 г/см^3, ильменита 4,7 г/см^3). Некоторые химические и структурные изменения частиц для нашей задачи также не имеют значения – лишь бы можно было уверенно

видеть контуры частицы. В дальнейшем измеряемый набор всех рудных частиц будем называть одним словом: «железо», но в кавычках, чтобы подчеркнуть главенствующую роль железа в этом наборе частиц. Предпочтение отдается железу по следующим причинам: во-первых, частицы железа - наиболее тяжелые из присутствующих в базальтах рудных минералов, во-вторых, возможен независимый термомагнитный контроль наличия в образце металлического железа и его концентрации, в-третьих, по данным МЗА частицы металлического железа из лунного материала (вулканического стекла, базальтов и брекчий), доставленного «Аполлоном» 11, 12 [5, 6] состоят из практически чистого железа, точки Кюри их близки к 770^{o}C, и, наконец, в-четвертых, данное исследование является продолжением предыдущих исследований распространения, концентрации, состава и других особенностей металлического железа земного и внеземного происхождения в земных породах [2, 3].

Результаты измерений размеров отобранных частиц «железа» в лунных базальтах разного возраста и вычисленные средние значения их размеров (D) приведены в табл. 2. Следует отметить, что было просмотрено гораздо больше фотографий (образцов) и измерено частиц «железа», чем приведено в табл. 2, т.к. в эту таблицу вошли только те образцы, для которых в сводке [4] был приведен радиологический возраст.

Более наглядно эти же результаты выглядят на рис.3, который, несмотря на заметный разброс, демонстрирует явную, близкую к линейной ***зависимость среднего размера частиц «железа» от возраста лунных базальтов*!** Отклоняются от этой зависимости только два образца с номерами 10003 и 78585. Вспомним, что ничего подобного не было обнаружено для земных пород (см. рис. 1).



Рис. 3. - Зависимость среднего размера зерен «железа» D в лунных базальтах от возраста базальтов. Ва – возраст, миллиардов лет тому назад. Полые значки - фото шлифа в проходящем свете; залитые значки - фото шлифа в отраженном свете.

Из рис. 3 явно видно, что за интервал времени от 3,9 до 3,2 Ва средний размер частиц "железа" D увеличился примерно в 1,5 раза. Такое увеличение D может свидетельствовать о существенном уменьшении ускорения свободного падения на Луне $\mathbf{g_л}$ за этот же интервал времени,

что, в свою очередь, может быть обусловлено или увеличением размера Луны, и/или уменьшением ее массы.

Следует отметить, что среди близких по возрасту базальтов, во-первых, есть образцы со сходными D и близким возрастом из разных рейсов «Аполлона», т.е. из разных регионов Луны, например, (см. табл. 3) образцы 12022 (А-12), 15603 (А-15) или 14073 (А-14) и 75055 (А-17), во-вторых, разнообразие петрографических типов лунных базальтов не сказывается на закономерной зависимости D от возраста базальтов. Например, преобладание среди измеренных рудных частиц более легкого, чем железо, ильменита должно было бы привести к укрупнению D, однако среди ильменитовых базальтов есть образцы и с высокими (D~40 мкм, образцы 10003, 10017) и низкими (D=30 мкм образец 75055) средними размерами частиц «железа». Подобная ситуация наблюдается и для «безильменитовых» образцов. Все это свидетельствует о глобальном (в масштабе Луны) характере обнаруженной зависимости среднего размера частиц «железа» от возраста лунных базальтов (см. рис. 3), а, следовательно, и о возможном изменении во времени ускорения свободного падения на Луне.

Итак, при анализе фотографий шлифов образцов лунных базальтов получен совершенно неожиданный результат: за интервал времени от 3,9 до 3,2 Ва средний размер зерен «железа» вырос примерно в 1,5 раза. Учитывая связь среднего размера частиц с ускорением свободного падения на Луне ($\mathbf{g_л}$), можно предположить существенное уменьшение $\mathbf{g_л}$ за этот же интервал времени, что может быть обусловлено увеличением размера Луны и/или уменьшением ее массы.

Для обоснования последних, на первый взгляд, чисто гипотетических утверждений следует убедиться в глобальном характере зависимости среднего размера зерен «железа» от возраста лунных базальтов. Во-первых, среди близких по возрасту базальтов есть образцы со сходными D и близким возрастом из разных рейсов «Аполлона», т.е. из разных регионов Луны. Так, например, образцы 10003 (А-11), 12022 (А-12), 15603 (А-15) имеют возраст 3-3,27 Ва и D= 40,1-41,1 мкм или образцы 14073 (А-14), 14078(А-14), 75055(А-17) имеют возраст около 3,9 Ва и D = 27-30 мкм (см. таблицу). Во-вторых, разнообразие петрографических типов лунных базальтов (см. табл. 2) не сказывается на закономерной зависимости среднего размера зерен «железа» от возраста базальтов (рис. 3). Например, преобладание среди измеренных рудных зерен более легкого, чем железо, ильменита должно вести к укрупнению среднего размера зерен, однако среди ильменитовых базальтов есть образцы и с высокими (D~40 мкм, образцы 10003, 10017) и низкими (D=30 мкм, образец 75055) средними размерами зерен «железа». Подобная ситуация наблюдается и для «безильменитовых» образцов: высокие средние размеры (D~40 мкм) у образцов 12038, 15603, низкие средние размеры (D~27 мкм) у образцов 14073, 14078.

Итак, обнаруженное ранее постоянство в пространстве и времени среднего размера D (и моды распределения по размеру) частиц железа в земных базальтах и осадках предположительно

обусловлено постоянным действием гравитации во время осаждения частиц железа в базальтовой лаве и воде, т.е., с постоянным ускорением свободного падения на поверхности Земли $\mathbf{g}_З$. Для подтверждения этого предположения, т.е., для решения задачи о зависимости D (или моды распределения по размеру) частиц железа от ускорения свободного падения, необходимо смоделировать распределения по размеру частиц железа, осаждаемых в совершенно одинаковых жидких средах, но с разными ускорениями свободного падения, т.е. разными размерами и массами планет – источников частиц железа и построить такие гистограммы по доступным для измерений образцам, например, с Луны ($\mathbf{g}_Л$=1,62 м/сек^2), Марса ($\mathbf{g}_М$=3,71 м/сек^2), Земли ($\mathbf{g}_З$=9,807 м/сек^2), из пояса астероидов (каменные метеориты).

Таблица 1. Средний размер частиц железа для земных пород разного возраста

Породы	Возраст, млн. лет	D, мкм
Океанские поздне-кайнозойские базальты	1-2	20,6
Сибирские пермо-триасовые траппы	~250	21,3
Осадки Крыма и Кавказа	145-200	21,0

Таблица 2. Средний размер частиц «железа» и возраст лунных базальтов

Образец	**Аполлон**	**Петрографический тип**	**Режим**	**N**	**D**	**Возраст**
10003	A-11	ил. пир. базальт	свет	136	40,6	3,91
10017	A-11	ил. пир пуз. базальт	отр.	26	39,6	3,58
10045	A-11	ил. ол.-пир. пуз. базальт	отр.	13	36,3	3,75
12022	A-12	ил.пир. базальт	отр.	13	40,1	3,18
12038+12039	A-12	офит. полшпат. базальт	отр.	19	40,3	3,24
14073+14076	A-14	KREEP базальт (пирокс.)	свет.	229	27,8	3,88
14078	A-14	KREEP субофит. базальт	отр	27	26,3	3,89
15016	A-15	пуз. ол. базальт	свет	56	37,8	3,33
15603	A-15	ол. базальт	свет	84	41,1	3,27
15674	A-15	ол. базальт	свет	48	37,5	3,37
70215	A-17	морской базальт	отр	22	36,5	3,7
75055	A-17	ил. базальт	отр	5	30,0	3,83
78585	A-17	витрофировый базальт	отр	98	26,8	3,72

Примечание: **Образец** – номер образца лунного базальта; **Аполлон** – номер рейса Аполлона; ил. – ильменит, пир.- пироксен, ол. - оливин, пуз. – пузыристый, офит. – офитовый, пол.шпат – полевошпатовый, KREEP – калий, редкоземельные элементы, фосфор; **Режим:** отр. – фото шлифа в отраженном свете, свет – фото шлифа в проходящем свете; **N** – число измеренных частиц «железа»; **D** – средний размер измеренных частиц «железа» в мкм; **Возраст** – радиологический возраст образца базальта (миллиардов лет тому назад).

Обнаруженная зависимость среднего размера частиц «железа» от возраста лунных базальтов для Луны имеет глобальный характер. Учитывая связь D с ускорением свободного падения **g**, можно сделать достаточно смелое предположение о зависимости $\mathbf{g}_{Л}$ от возраста базальтов, т.е., от времени.

В дальнейшем необходимо выяснить следующее: изменение силы тяжести со временем есть специфика Луны или распространяется и на Землю, т.е. на всю Солнечную систему. Для выяснения этого нужно только получить информацию о среднем размере частиц железа в земных докембрийских базальтах разного возраста, вплоть до 3-4 Ва.. В случае обнаружения подобия зависимостей D от возраста синхронных лунных и земных базальтов можно будет делать фантастическое пока предположение об изменении во времени гравитационной постоянной.

Благодарности

Авторы выражают огромную благодарность Н. А. Криволуцкой за помощь в поисках доступной информации о лунных базальтах, а также М. Матвееву за помощь при анализе микрофотографий шлифов лунных базальтов.

Список литературы

1. Печерский Д.М. Самородное железо и другие магнитные минералы в осадках: термомагнитные признаки космического происхождения. 2012. Saarbrücken: Palmarium Academic Publishing. 107 с.
2. Печерский Д.М. Распределение частиц самородного железа и Fe-Ni сплавов на планетах. 2015. Saarbrücken: Palmarium Academic Publishing. 56 с.
3. Печерский Д.М., Кузина Д.М. Частицы безникелевого железа в осадках. 2015. Физика Земли. № 6. С. 103–115.
4. Kramer F.E., Twedell D.B. and Walton W.J.A. 1977. Apollo 11 Lunar Sample Information Catalogue (revised). Curator's Office, JSC 12522.
5. Nagata T., Ishikawa Y., Kinoshita H. Magnetic properties of Lunar samples. Science. 1970. V. 167. P. 703-706.
6. Nagata N., Sugiura N., Fisher R.M., Schwerer F.C., Fuller M.D., Dunn J.R. Magnetic properties of Apollo 11-17 lunar materials with special reference to effects of meteorite impact. Proceedings of the Fifth Lunar conference. 1974. Vol. 3, pp. 2827-2839**.**

Напряженность геомагнитного поля в районе г. Вологда в V-III тыс. до н.э.

О.В. Пилипенко [(1)], И.Е. Начасова [(1)], Г.П. Марков [(1)], Н.Г. Недомолкина [(2)]

[(1)]- Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), 123242, г. Москва, Б.Грузинская ул., д. 10, стр. 1, Телефон: 1-го автора 007-985-0475727, e-mail: 1-го автора pilipenko@ifz.ru; Телефон: 2-го автора 007-909-1626297, e-mail: 2-го автора inachasova@mail.ru; Телефон: 3-го автора 007-905-5318699, e-mail: 3-го автора gpmarkov@yandex.ru

[(2)]- Вологодский государственный историко-культурный и художественный музей-заповедник, 160000, Вологодская область, г.Вологда, ул. С. Орлова, 15, Телефон: 007-962-6723969, e-mail: nedomolkiny_ljv@mail.ru

Аннотация.

Получены данные об изменении напряженности геомагнитного поля в V-III тыс. до н.э. в районе г. Вологда в результате археомагнитных исследований керамического материала археологического памятника Вёкса-III (φ=59^{o}17′N, λ=40^{o}10′E). Средние значения напряженности геомагнитного поля, полученные по одновозрастным материалам, изменяются в основном в пределах 30 - 50 мкТл. Полученные по материалам памятника Вёкса-III данные о величине геомагнитного поля хорошо сходятся с данными, полученными в результате исследований, проведенных по материалам археологического памятника Сахтыш I, расположенном в близком районе (φ=56^{o}48′N, λ=40^{o}33′E). Данные о напряженности геомагнитного поля, полученные для двух районов, расположенных на близкой широте и долготе свидетельствуют о наличии плавного изменения напряженности поля в интервале V-III тыс. до н.э., на которое накладывается вариация, продолжительностью примерно 1000 лет. Вариации такой продолжительности отмечаются в изменении напряженности поля на протяжении последних восьми тысячелетий во всех районах Евразии.

Ключевые слова: геомагнитное поле, напряженность, вариации

Введение

Целью археомагнитных исследований является получение данных о древнем геомагнитном поле в последние тысячелетия. Объект исследований – термоостаточная намагниченность обожженного материала археологических памятников. Отличительной чертой этих исследований является то, что изучение термоостаточной намагниченности обожженного материала археологических памятников позволяет получить количественную информацию о напряженности древнего геомагнитного поля, которую нельзя получить при исследовании других видов намагниченности. Получение новых данных о магнитном поле Земли дает возможность продвигаться в изучении геомагнитных вариаций, уточнять закономерности их протекания, определять ключевые моменты процесса генерации геомагнитного поля.

Данная работа является частью исследований, цель которых - получение информации о напряженности главного геомагнитного поля в европейской части России, на временном интервале от неолита до рубежа эр. Особый интерес представляет получение данных о напряженности геомагнитного поля для временных интервалов V - II тыс. до н.э., для которых данных по Восточной Европе мало по сравнению с другими временными интервалами [1, 2]. Настоящая работа посвящена получению данных о напряженности геомагнитного поля в V - IIIтыс. до н.э. в районе Русской равнины. Объект исследования – керамический материал археологического памятника Вёкса-III.

Объект исследования

Комплекс многослойных неолитических поселений Вёкса расположен в бассейне реки Верхняя Сухона [3]. Археологические памятники расположены вдоль левого берега р. Вологды при впадении в него небольшого притока реки Вёкса. Неолитическое поселение Вёкса III располагается в нижней части комплекса к востоку от устья р. Вёкса (φ=59°17′N, λ=40°10′E). Важность поселения Вёкса III связана с хорошо стратифицированной последовательностью археологических слоёв, мощность которых достигает трех метров и которые охватывают все периоды от раннего неолита до средневековья [4, 5]. На поселении Вёкса III выделено девять стратиграфических культурных слоёв, среди которых пять соотносятся с неолитическим и энеолитическим периодом.

Фрагменты керамики представляют собой черепки посуды хорошего обжига, которые снаружи имеют кирпичный или желтоватый оттенок, а внутри темно-коричневый или темно-серый. Возраст керамики определен методом ^{14}C по нагару на керамическом материале и по почве с углями. В целом керамический комплекс и кремневый инвентарь выглядят достаточно едиными в хронологическом и культурном отношении.

Методы петромагнитных и археомагнитных исследований

В ходе петромагнитных и археомагнитных исследований было изучено 58 фрагментов обожженной керамики, из которых были выпилены кубические образцы объемом ~ 1см^3. В зависимости от количества керамического материала выпиливался один или два кубика. Всего было исследовано 88 образцов. Весь эксперимент выполнялся в лаборатории «Главного геомагнитного поля и петромагнетизма» Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

На демонстрационной коллекции образцов, состоящей из 31 фрагмента керамики, был проведен термомагнитный анализ (ТМА) в атмосфере воздуха по температурной зависимости магнитного момента насыщения Ms(T) в постоянном магнитном поле ~ 0.4 Тл на магнитных весах Кюри (ОРИОН, Россия). Термомагнитный анализ представлял собою серию циклов пошаговых нагревов с шагом 100°C и охлаждения в магнитном поле образцов с целью выявления тех фрагментов керамики, у которых в результате нагрева происходит изменение состава ферромагнитной фракции. По кривой Ms(T) определялась температура Кюри.

Измерения намагниченности образцов проводились на магнитометре JR-6 (AGICO, Чехия), в трёх ортогональных положениях вращения образца, чувствительность прибора ~2.4*10^{-6} А/м. Перед началом цикла нагревов были выполнены измерения естественной остаточной намагниченности (NRM). Весь эксперимент проводился по модифицированному методу Телье [6; 7]. Образцы нагревались в немагнитной печи MMTD80 (Magnetic Measurements, Великобритания), остаточное магнитное поле в которой не более 10 нТл. В печи создавалось постоянное магнитного поле ($B_{лаб}$ =50 мкТл). Циклы нагрев – охлаждение без поля и нагрев – охлаждение в поле проводились от 150 до 550°C с шагом 50°C на всех образцах керамики. Для уменьшения влияния магнитной анизотропии образцы в печи выкладывались максимальной осью параллельно направлению магнитного поля в

печи. Для исключения влияния скорости охлаждения на приобретение термоостаточной намагниченности (TRM*)* образцы в печи остывали с естественной скоростью без включенного фена. По результатам измерений для каждого образца строилась диаграмма Араи-Нагаты [8], рис. 1.

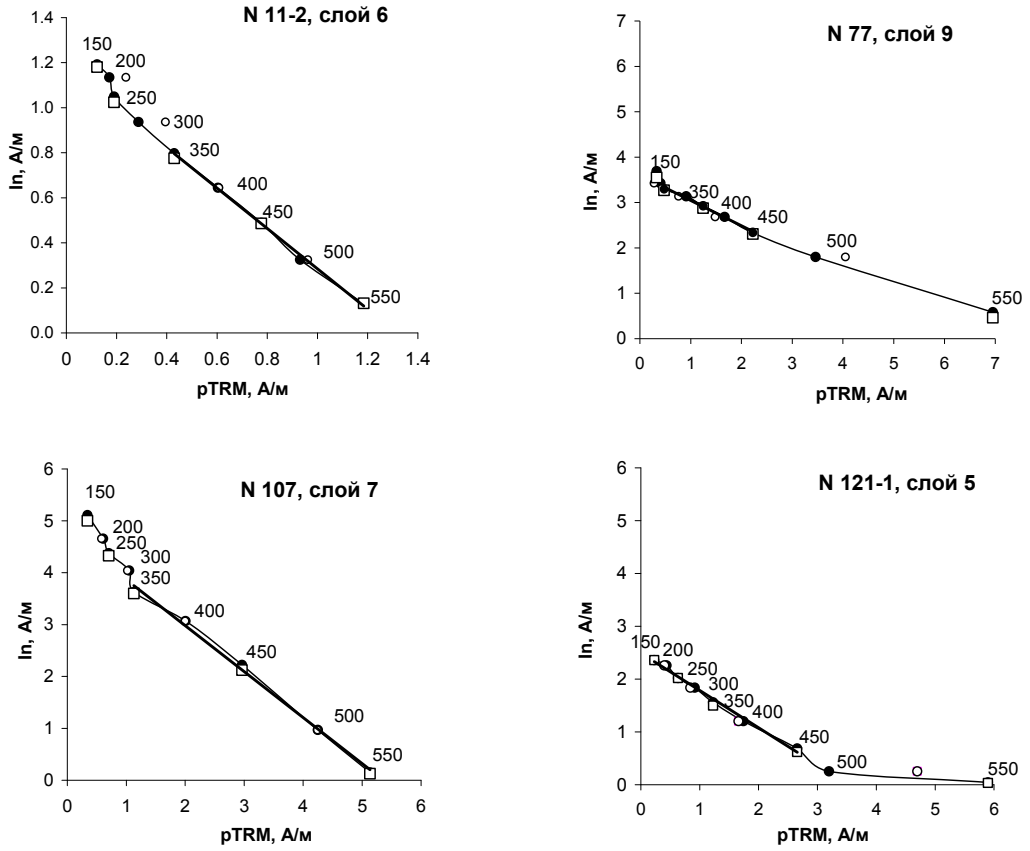


Рис. 1. Диаграммы Араи-Нагаты. Символами черный кружок обозначены результаты исследований по модифицированному методу Телье. Белый кружок – pTRM check-point, белый квадрат- pTRM tail-check. Цифры около символов обозначают температуры нагрева.

Для того чтобы контролировать возможные изменения в способности образца приобретать TRM при температурах блокирования ниже температуры проверки на всех образцах повторно создавались и измерялись, так называемые, pTRM check-point при температурах 200, 300, 400 и 500°C [9; 10]. Также на образцах коллекции были проведены повторные нагревы без поля, так называемые, pTRM tail-check, на температурах 150, 250, 350, 450 и 550°C для исключения возможных изменений в составе носителей намагниченности при температурах ниже температуры блокирования [11, 12; 13]. Те образцы, у которых отклонения значений pTRM check-point и pTRM tail-check превышали 10% от величины парциальной термоостаточной намагниченности pTRM и NRM на данном температурном шаге, исключались из исследования.

Результаты петромагнитных и археомагнитных исследований

Все кривые Ms(T) имеют выпуклый вид. На кривой последнего нагрева образцов присутствует единственная точка Кюри Tc~560-580^{o}C, отвечающая магнетиту. Точки Кюри исследуемых образцов после нагрева и охлаждения не смещаются, что говорит о стабильности образцов к нагревам.

В результате проведенных исследований получены данные о напряженности геомагнитного поля, записанного в 88 образцах керамики археологического памятника Вёкса III. После применения критериев «pTRM check-point» и «pTRM tail-check» и исключения образцов, не удовлетворяющих критериям, к рассмотрению было принято 61 определение напряженности древнего геомагнитного поля. Полученные определения напряженности геомагнитного поля располагаются в пределах ~30-50 мкТл. Среднее значение напряженности геомагнитного поля ~ 40 мкТл.

Обсуждение результатов

В результате проведенных исследований получены данные о напряженности геомагнитного поля, записанного в фрагментах неолитической керамики, найденной в археологическом памятнике Вёкса-III, которая датируется V –III тыс. до нашей эры (рис. 2). Средние значения напряженности геомагнитного поля, полученные по одновозрастным материалам, изменяются в основном в пределах 30 - 50 мкТл, единичные определения имеют разброс от ~16 до 58 мкТл. Разброс единичных определений резко увеличивается в четвертой четверти V тыс. до н.э., свидетельствуя о быстром изменении напряженности геомагнитного поля в этом временном интервале, появляются высокие значения напряженности поля. В четвертой четверти IV тыс. до н.э. происходит уменьшение напряженности поля. По материалу, датированному серединой IV – началом III тыс. до н.э., получено среднее значение напряженности поля, существенно меньшее, чем напряженность поля, определенная по материалу с датировкой 3300±100 гг. до н.э. Оно ближе к значению, полученному по материалу, датированному 3000 г. до н.э. Это дает возможность уточнить датировку исследованного материала, отнеся время его обжига к интервалу: четвертая четверть IV –первая четверть III тыс. до н.э. Скорее всего временной интервал изготовления этого материала еще меньше, о чем свидетельствует небольшой разброс единичных определений. Значения напряженности поля, полученные для временного интервала второй половины IV тыс. до н.э. – начала III тыс. до н.э. демонстрируют уменьшение напряженности поля. Значение, полученное для второй половины III тыс. до н.э. также невелико. По материалу, отнесенному ко 2000 г. до н.э. получено более высокое значение. Вся картина изменения напряженности геомагнитного поля свидетельствует о том, что средний уровень напряженности поля изменяется незначительно, имеют место вариации продолжительностью в несколько столетий.

Полученные по материалам памятника Вёкса-III данные о напряженности геомагнитного поля хорошо сходятся с данными, полученными в результате исследований, проведенным по материалам

археологического памятника Сахтыш I (рис. 2), расположенном в близком районе (φ=56°48′N, λ=40°33′E), [14]. Обобщенная картина изменения величины геомагнитного поля свидетельствует о росте напряженности поля в течение V тыс. до н.э., которое сменяется уменьшением напряженности поля в первой половине IV тыс. до н.э. и затем повышением напряженности во второй половине IV тыс. до н.э. В III тыс. до н.э. напряженность поля несколько ниже, чем в предыдущий временной интервал.

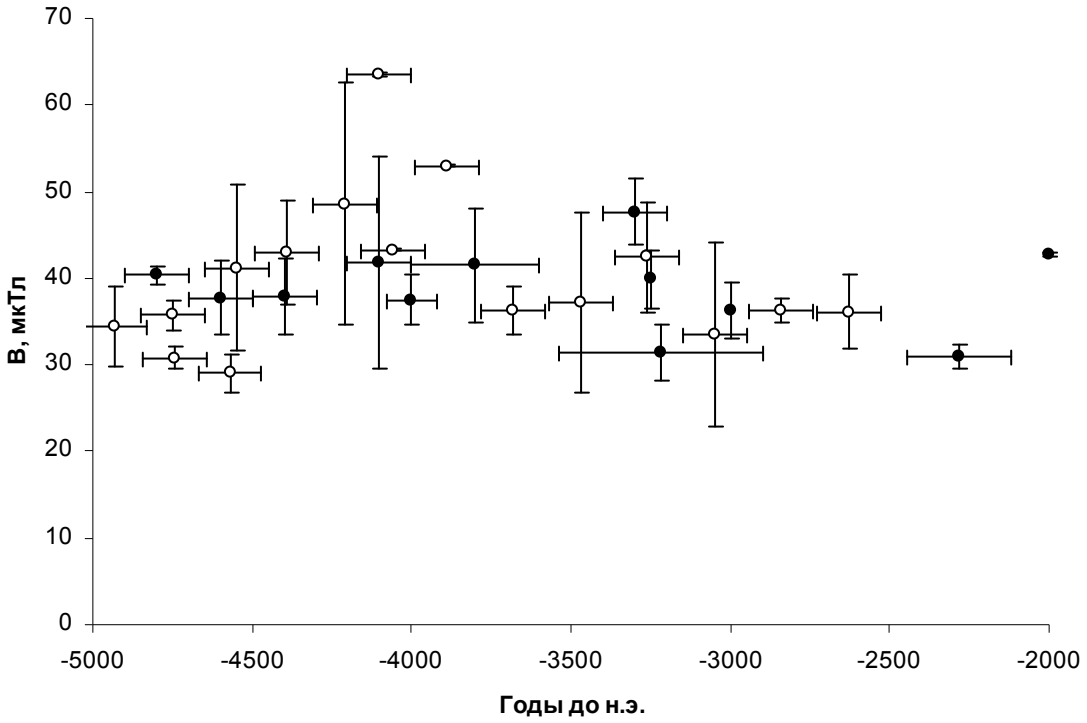


Рис. 2. Значения напряженности геомагнитного поля с ошибкой определения возраста по ^{14}C и среднеквадратичной ошибкой. Залитый кружок – Вёкса III, незалитый кружок – Сахтыш I.

Данные о напряженности геомагнитного поля, полученные для двух районов, имеющих близкие координаты свидетельствуют о наличии плавного изменения напряженности поля в интервале V-III тыс. до н.э., на которое накладывается вариация, продолжительностью примерно 1000 лет. Вариации такой продолжительности отмечаются в изменении напряженности поля на протяжении последних восьми тысячелетий во всех районах Евразии.

Выводы

В результате проведенных исследований получены данные об изменении напряженности геомагнитного поля в районе г. Вологда во временном интервале V-III тыс. до н.э. Средние значения напряженности геомагнитного поля, полученные по одновозрастным материалам, изменяются в основном в пределах 30 - 50 мкТл, единичные определения имеют разброс от ~16 до 64 мкТл. Разброс единичных определений резко увеличивается в четвертой четверти V тыс. до н.э., в середине и конце

IV тыс. и во второй половине III тыс. до н.э., свидетельствуя о быстром изменении напряженности геомагнитного поля в этих временных интервалах. На плавное изменение напряженности геомагнитного поля накладывается вариация, продолжительность которой примерно 1000 лет.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 16-05-00378 и государственного задания ИФЗ РАН.

Список литературы

1. Tema E., Kondopoulou D. Secular variation of the Earths magnetic field in the Balkan region during the last 8 millennia based on archaeomagnetic data //Geophys. J. Int. 2011. V. 186. P. 603-614. doi:10.1111/j.1365-246X.2011.05088x.
2. Tema, E., Gomez-Paccard, M., Kondopoulou. D., Almar,Y. // Intensity of the Earth's magnetic field in Creece during the last five millennia: New data from Greek pottery // Phys. Earth and Plan. Int. 2012. V. 202-203. P. 14-26.
3. Радиоуглеродная хронология эпохи неолита Восточной Европы VII–III тыся- челетия до н. э. : кол. моногр. / сост. Г.И. Зайцева, О.В. Лозовская, А.А. Выбор- нов, А.Н. Мазуркевич. Смоленск: Свиток. 2016. 456 с.
4. Недомолкина Н.Г. Поселение Вёкса III (Устье-Вологодское III) // Традиции в контексте русской культуры. 2000а. Вып.IV. Череповец: ЧГПИ. С. 3–5.
5. Недомолкина Н.Г. Многослойное поселение Вёкса // Тверской археологический сборник. 2000 б. Вып.4.Т.1. Тверь: Тверской объединенный гос. музей. С. 277–283.
6. Thellier E., Thellier O. Sur l'intensité du champ magnéttique terrestre dans le passé historique et géologique // Ann. Geophys. 1959. V. 15. P. 285-378.
7. Coe R.S. Geomagnetic paleointensity from radiocarbonated flows on Hawaii and the question of the Pacific nondipole low // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. P. 1740-1756.
8. Nagata T., Arai Y., Momose K. Secular variation of the geomagnetic total force during the last 5000 years // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. № 18. P. 5277-5281.
9. Coe R.S. Paleointensities of the Earth's magnetic field determined from tertiary and quaternary rocks //J. Geophys. Res. 1967.V. 72. P. 3247–3262.
10. Paterson G.A., Tauxe L., Biggin A.J., Shaar R.,Jonestrask L.C. Standard Paleointensity Definitions. 2014.v1.0. 43 p.
11. Большаков А.С., Щербакова В.В. Термомагнитный критерий определения доменной структуры ферромагнетиков // Известия АН СССР. Физика Земли. 1979. № 2. С. 38-47.
12. Riisager P. Riisager J. Detecting multidomain magnetic grains in Thellier palaeointensity experiments // Phys. Earth Plan. Int. 2001. V. 125 . P. 111–117.
13. Щербаков В.П., Щербакова В.В. О зависимости ошибок определения палеонаправлений от доменной структуры ферримагнитных зерен горных пород // Физика Земли. 2002. № 5. С.57-64.
14. Начасова И.Е., Пилипенко О.В., Марков Г.П., Грибов С.К., Цетлин Ю.Б. Напряженность геомагнитного поля в неолите в центре Русской равнины // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 3. С.1-10.

Сравнение сигналов относительной палеонапряженности и космогенного изотопа бериллий-10 во время последней геомагнитной инверсии

Савранская Т.П.[1], Вале Ж.П.[1], Мейнадье Л.[1], Бассино Ф.[2], Симон К.[3], Бурль Д.[3], Тувени Н.[3]

1-Institut de Physique du Globe de Paris, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris-Cité, UMR 7154 CNRS, 1 rue Jussieu, 75238 Paris Cedex 05, France; *Savranskaia@ipgp.fr

2-Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (CEA-CNRS-UVSQ), Domaine du CNRS, Avenue de la Terrasse, 91198 Gif-sur-Yvette, France

3- Aix-Marseille Université, CNRS, IRD, Coll France, CEREGE UM34, Technopôle de l'Environnement Arbois-Méditerranée, BP80, 13545 Aix en Provence, France.

Аннотация.

Относительная палеонапряженность и концентрация космогенного изотопа бериллий-10 в колонках морских осадков прежде всего контролируются величиной напряженности магнитного поля и, следовательно, оба сигнала должны отражать идентичные вариации во времени. Однако оба сигнала подвержены влиянию комплексных процессов, которые связанны с осаждением осадков и диагенезом. Задача данного исследования заключалась в выявлении факторов, влияющих на качество записи двух сигналов и оценке надежности записи поля. В данной работе были проанализированы вариации концентраций бериллия-10 в колонках морских осадков Индийского, Тихого и Атлантического океанов во время последней геомагнитной инверсии Матуяма-Брюнес. Выполненный анализ показал, что количества бериллия-10 (10Be/9Be), отложенного в морских осадках в период инверсии, различны на рассмотренных сайтах. Авторами было оценено влияние карбонатной фракции и величины столба воды на эффективность сорбции бериллия-10 морскими осадками. Результаты свидетельствуют о наличии сильной корреляционной связи между концентрацией бериллия и $CaCO_3$, а также связи между толщиной столба воды на сайте и количеством отложенного космогенного бериллия-10 в период инверсии Матуяма-Брюнес. В заключение мы сравнили сигналы относительной напряженности и бериллия-10 в период стабильного поля и инверсии. Наиболее схожие сигналы отмечены в колонках осадков Тихого океана, но со значительным расхождением во время инверсии. Мы предполагаем, что влияние подсидементационных процессов привело к сглаживанию сигналов и выразилось в уменьшении амплитуды краткосрочных колебаний.

Введение

Детальные сигналы относительной палеонапряженности поля, полученные по результатам замеров намагниченности морских осадков, описывают историю изменения магнитного поля в течении последних миллионов лет [19]. Альтернативным подходом для наблюдения изменений напряженности поля во времени является вариация концентрации космогенного изотопа бериллий-10 (^{10}Be) в морских осадках. Как и относительная палеонапряженность поля, ^{10}Be, прежде всего, контролируется вариациями дипольного момента, и, следовательно, одинаковые флуктуации должны быть зарегистрированы двумя сигналами.

Космогенный изотоп бериллий-10 образуется в атмосфере в результате спаллации частиц космического излучения с ядрами атомов кислорода и азота [2]. Главный интерес использования атмосферного ^{10}Be при анализе древнего магнитного поля состоит в относительно долгом периоде полураспада изотопа - 1.38 млн.лет [5,9] и коротком периоде пребывания в атмосфере, который

составляет примерно 1 год, а в тропосфере несколько недель [12]. Примерно 70% космогенных радионуклидов образуется в верхних слоях атмосферы и лишь около 30% — в тропосфере [3]. Образование ^{10}Be в атмосфере контролируется как величиной дипольного момента, так и солнечной активностью, и интенсивностью галактических космических лучей (ГКЛ) [8,2,11]. Во время периодов низких значений дипольного момента, увеличение потока ГКЛ в атмосфере инициирует дополнительные спаллационные реакции, что приводит к увеличению образования космогенных изотопов в атмосфере [12,14].

На поверхность Земли ^{10}Be поступает с осадками (главным образом с дождем и снегом), а также с твердыми частицами аэрозолей. Поступая в океан, изотопы бериллия главным образом сорбируются тонкодисперсными фракциями, и его концентрация значительно зависит от физико-географических характеристик океана, литологического состава осадков, концентрации частиц в столбе воды и процессов сорбции [1, 4, 10, 16, 17]. Изотоп ^{9}Be является стабильным изотопом бериллия и содержится в континентальной коре, попадая в океан в результате физического и химического выветривания [13]. В растворенной форме, оба изотопа ^{9}Be и ^{10}Be имеют одинаковые химические свойства и, вероятно, переносятся одним и тем же носителем [15]. Таким образом, ^{9}Be является эффективным нормирующим параметром и используется для вычисления соотношения ^{10}Be/^{9}Be, которое отражает вариации магнитного поля.

В данной работе мы сравнили шесть сигналов ^{10}Be/^{9}Be и относительной палеонапряженности, замеренных на одинаковых уровнях в колонках Тихого, Индийского и Атлантического океанов. Данный подход позволил нам оценить количества отложенного космогенного бериллия (^{10}Be/^{9}Be) в морских осадках на разных локациях, а также сравнить сигналы ^{10}Be/^{9}Be и относительной палеонапряженности во время последней геомагнитной инверсии.

Объекты и методы исследований

Замеры ^{10}Be/^{9}Be и палеомагнитные исследования были выполнены в колонках, отобранных в Атлантическом, Индийском и Тихом океанах (рис.1) [7,17,20,21]. Колонки MD90-0949 (2°06.90’с. ш; 76°06.50’ в. д.) и MD90-0961 (5°03.71’с. ш; 73°52.57’ в. д.) были отобраны во время экспедиции Сеймама в 1990 г. Осадки в MD90-0949 и MD90-0961 в основном представлены известковыми илами от серого до зеленого цвета с обильным включением фораминифер.

Осадки колонки MD98-2183 (2°00.82’с. ш.; 135°01.26’ в. д.) представлены гемипелагическими глинистыми илами с включением известковых и кремнистых микроскопических органических остатков [22]. Позднечетвертичные осадки колонки MD97-2143 (15°52.26’ с. ш; 124°38.96’ в. д) представлены известковыми илами с включением микроскопических органических остатков и обломков вулканических пород. Колонка MD95-2016 отобрана в Атлантическом океане (57°42.46’ с. ш.; 29°25.44’ в. д.) во время экспедиции IMAGES I leg IV. Осадки представлены смесью илистых глин и зоогенным илом.

Палеомагнитные исследования были выполнены на дискретных палеомагнитных образцах в палеомагнитной лаборатории Института Физики Земли Парижа (IPGP) (за исключением MD97-2143 [6,7], [20,21]. Образцы были подвергнуты чистке альтернативным полем в интервале 5-90 mT, с шагом 5 mT. Характеристическая компонента была изолирована в интервале 20-50 mT. Для определения относительной палеонапряженности поля были сравнены спектры естественной остаточной намагниченности идеальной (безгистерезисной) остаточной намагниченности [20].

Замеры концентрации бериллия были произведены в лаборатории университета Экс-Марсель (CEREGE). Метод, используемый для подготовки образцов бериллия для замеров концентрации подробно описан в [4]. который позволяет извлечь ^{10}Be и ^{9}Be в фазе, соответствующей аутигенной фракции в растворенной форме. Замеры ^{9}Be выполнены на атомно-абсорбционном спектрометре с двухлучевой коррекцией, в то время как замеры ^{10}Be выполнены на масс-спектрометре с ускорителем (оборудование ASTER).

Определение концентрации $CaCO_3$ было рассчитано посредством замера давления CO_2, выделяемом при вскипании 1 мг сухих осадков с соляной кислотой.

Результаты геохимических и палеомагнитных исследований.

Сравнение концентрации $CaCO_3$ и бериллия

Для определения эффективности нормализации космогенного ^{10}Be стабильным ^{9}Be, было проанализировано влияние литологии на концентрацию бериллия в колонках осадков. На рис.2 показана сильная корреляционная связь между концентрацией ^{9}Be и вариаций $CaCO_3$ в осадках, что свидетельствует об эффективной сорбции изотопов бериллия тонкодисперсной фракцией.

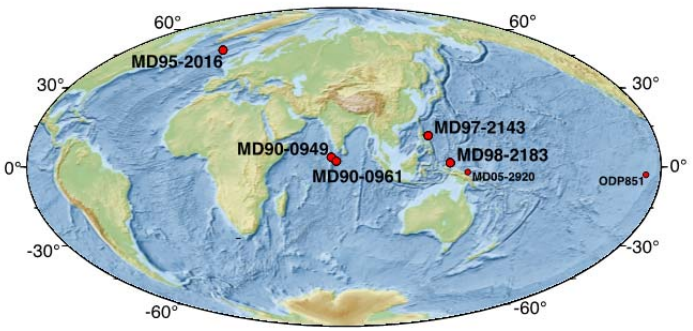


Рис. 1. – Географическое расположение изучаемых сайтов.

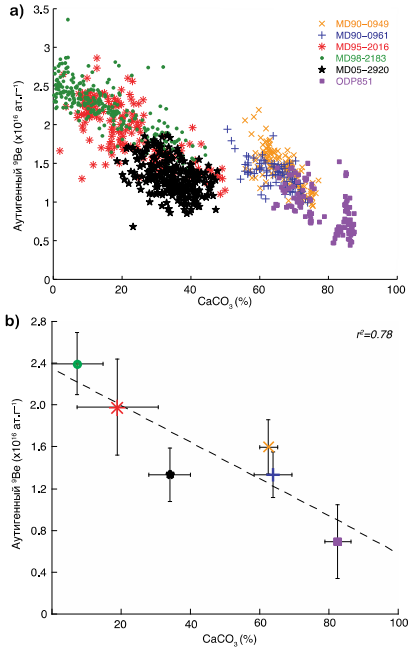


Рис. 2. – Эффективность сорбции бериллия некарбонатной фракцией. a) Изменение концентрации 9Be в зависимости от содержания $CaCO_3$ в образцах, полученных из шести колонок. b) Среднее содержание ^{9}Be и $CaCO_3$ в каждой колонке. Планки погрешностей соответствуют среднеквадратичным отклонениям параметров.

Сравнение сигналов бериллия

Для сравнения вариаций палеонапряженности поля по концентрации бериллия, сигналы отношения изотопов $^{10}Be/^{9}Be$, полученные из 5 колонок были скоррелированы с эталонным сигналом колонки MD90-0961Колоколообразная форма сигналов $^{10}Be/^{9}Be$ идентична на всех пяти кривых (рис.3), что свидетельствует о значительном увеличении концентрации бериллия на всех сайтах во время инверсии.

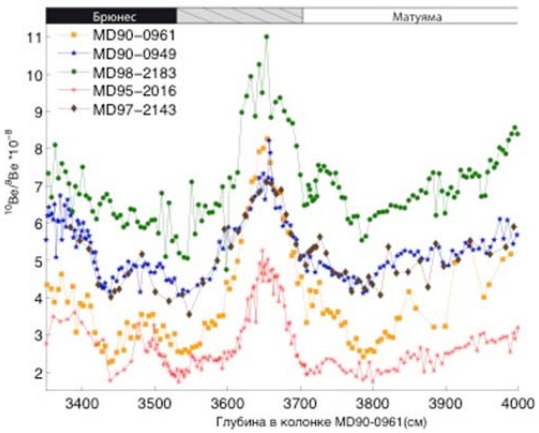


Рис. 3. – Кривые $^{10}Be/^{9}Be$, скоррелированные с сигналом колонки MD90-0961в период инверсии Матуяма- Брюнес.

Основываясь на предположении, что образование космогенного бериллия ($^{10}Be/^{9}Be$), главным образом, контролируется дипольной компонентой и вышеописанная нормализация является достаточной для учета процессов транспорта и эрозии, а также климатической составляющей, можно предположить, что одинаковое количество $^{10}Be/^{9}Be$ должно быть отложено повсеместно. Для

проверки достоверности данной гипотезы, количество отложенного бериллия во время инверсии Матуяма-Брюнес (ок.743-808 тыс.лет) было оценено посредством численного интегрирования методом трапеций, который состоит в разбиении отрезка интегрирования на несколько промежуточных отрезков. Отложения бериллия были оценены посредством расчета его интеграла и амплитуды сигнала двумя методами. Для первого метода границы интегрирования были определены как максимальное значение отношения изотопов бериллия во время инверсии и среднее значение отношения изотопов бериллия во время периода стабильной полярности; для второго - границы интегрирования были определены как максимальное значение отношения изотопов бериллия во время инверсии и его минимальное значение во время инверсии. По результатам двух методов, количество космогенного бериллия значительно отличается на рассмотренных сайтах (рис.4). Корреляции со скоростью осадконакопления по обоим методам не выявлено.

Сравнение отношений изотопов бериллия и толщи слоя воды на каждой локации.

Возможными причинами различий в количествах $^{10}Be/^{9}Be$, отложенных в осадках во время последней инверсии являются процессы сорбции, влияние литологии и глубоководных океанических течений. Сравнивая количество бериллия, отложенного в осадках за время инверсии Матуяма-Брюнес, отмечается сильная корреляция между интегралом бериллия и толщиной столба воды (рис. 5). Наибольшее количество $^{10}Be/^{9}Be$ было отложено на более глубоководных сайтах.

Сравнение сигналов относительной палеонапряженности и $^{10}Be/^{9}Be$

Сигналы $^{10}Be/^{9}Be$ и относительной палеонапряженности в колонках MD98-2183 MD97-2143 рассмотрены в пределах хронов Брюнес и Харамийо на рис.6. Несмотря на расхождение сигналов относительной палеонапряженности и $^{10}Be/^{9}Be$ во время инверсии Матуяма-Брюнес, сигналы в этих колонках показывают достаточно высокую корреляцию во время стабильного поля.

В колонке MD98-2183 диаграммы размагничивания показали прогрессивную смену полярности [21], что, как и более поздняя запись смены полярности (относительно сигнала бериллия), вероятно, свидетельствует об постседиментационной остаточной намагниченности. Масштабный фактор, используемый для сопоставления двух сигналов различен во время периода инверсии и стабильной полярности. Данное наблюдение может свидетельствовать о разных режимах регистрации поля во время инверсии и стабильного поля двумя методами.

Заключение

Количественный анализ концентрации космогенного бериллия в колонках морских осадков во время последней геомагнитной инверсии на пяти сайтах выявил значительные различия. Интегралы $^{10}Be/^{9}Be$ позитивно коррелируют с толщиной водного столба, что свидетельствует о наличии в сигнале остаточной компоненты, которая была не полностью учтена нормализацией ^{9}Be. Разные масштабные факторы, используемые для корреляций сигналов $^{10}Be/^{9}Be$ и паленапряженности, вероятно, свидетельствуют о разных механизмах регистрации напряженности поля во время инверсий и во время стабильного поля.

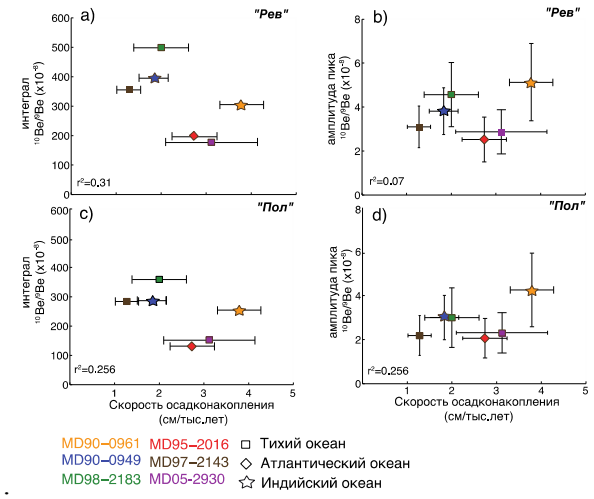


Рис. 4. – Сравнение интегралов (b,d) и амплитуд (a,c) $^{10}Be/^{9}Be$, полученных по результатам методов « Пол » и « Рев » во время последней геомагнитной инверсии.

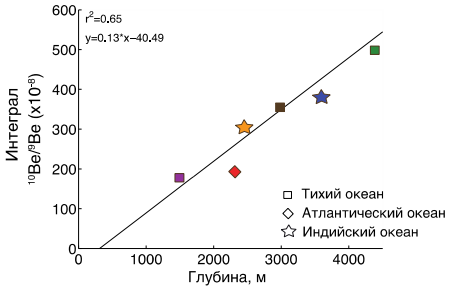


Рис.5. – Интеграл $^{10}Be/^{9}Be$ как функция толщины водного столба на сайте

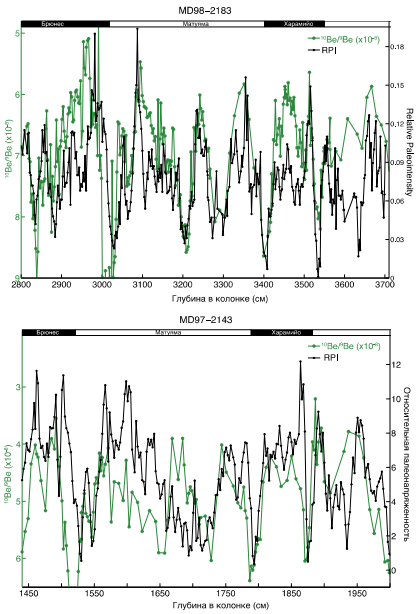


Рис.6. – Сигналы относительной палеонапряженности и $^{10}Be/^{9}Be$ в колонках из Тихого океана MD98-2183 MD97-2143.

Благодарности

Исследования выполнены при поддержке гранта Жан-Пьера Вале “GA 339899-EDIFICE” under the ERC’s 7th Framework Program (FR7-IDEAS-ERC). Авторы благодарны Сандрин Чой (CEREGE), Адриану Дювивье (CEREGE), Анук Вильдье and Аножу Теварасан за отбор и подготовку образцов для выполнения исследований.

Список литературы

1. Anderson, R.F., Lao, Y., Broecker, W.S., Trumbore, S.E., Hofmann, H.J. and Wolfli, W., 1990. Boundary scavenging in the Pacific Ocean: a comparison of 10Be and 231Pa. Earth and Planetary Science Letters, 96(3-4), pp.287-304.
2. Beer, J., McCracken, K., and Steiger, R., 2012. Cosmogenic radionuclides: theory and applications in the terrestrial and space environments. Springer Science & Business Media.
3. Beer, J., Siegenthaler, U., and Blinov, A., 1988. Temporal 10Be variations in ice: information on solar activity and geomagnetic field intensity. In Secular Solar and Geomagnetic Variations in the Last 10,000 Years (pp. 297-313). Springer, Dordrecht.
4. Bourlès, D., Raisbeck, G.M. and Yiou, F., 1989. 10Be and 9Be in marine sediments and their potential for dating. Geochimica et Cosmochimica Acta, 53(2), pp.443-452.
5. Chmeleff, J., von Blanckenburg, F., Kossert, K. and Jakob, D., 2010. Determination of the 10Be half-life by multicollector ICP-MS and liquid scintillation counting. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 268(2), pp.192-199.
6. Horng, C. S., Roberts, A. P., and Liang, W. T., 2003. A 2.14□Myr astronomically tuned record of relative geomagnetic paleointensity from the western Philippine Sea. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 108(B1).
7. Horng, C.S., Lee, M.Y., Palike, H., Wei, K.Y., Liang, W.T., Iizuka, Y. and Torii, M., 2002. Astronomically calibrated ages for geomagnetic reversals within the Matuyama chron. Earth, planets and space, 54(6), pp.679-690.
8. Kocharov, G.E., Blinov, A.V., Konstantinov, A.N. and Levchenko, V.A., 1989. Temporal 10Be and 14C Variations: A Tool for Paleomagnetic Research. Radiocarbon, 31(2), pp.163-168
9. Korschinek, G., Bergmaier, A., Faestermann, T., Gerstmann, U.C., Knie, K., Rugel, G., Wallner, A., Dillmann, I., Dollinger, G., Von Gostomski, C.L. and Kossert, K., 2010. A new value for the half-life of 10Be by heavy-ion elastic recoil detection and liquid scintillation counting. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 268(2), pp.187-191.
10. Ku, T.L., Kusakabe, M., Measures, C.I., Southon, J.R., Cusimano, G., Vogel, J.S., Nelson, D.E. and Nakaya, S., 1990. Beryllium isotope distribution in the western North Atlantic: a comparison to the Pacific. Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers, 37(5), pp.795-808
11. Lal, D., and Peters, B., 1967. Cosmic ray produced radioactivity on the Earth. In Kosmische Strahlung II/Cosmic Rays II (pp. 551-612). Springer, Berlin, Heidelberg.
12. Masarik, J. and Beer, J., 1999. Simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the Earth's atmosphere. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 104(D10), pp.12099-12111.
13. Measures, C. I. and Edmond, J. M., 1983. The geochemical cycle of 9Be: a reconnaissance. Earth and Planetary Science Letters, 66, pp.101-110.
14. Poluianov, S., Kovaltsov, G. A., Mishev, A. L., and Usoskin, I. G., 2016. Production of cosmogenic isotopes 7Be, 10Be, 14C, 22Na, and 36Cl in the atmosphere: Altitudinal profiles of yield functions. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 121(13), pp.8125-8136
15. Sharma, P., Mahannah, R., Moore, W., Ku, T., and Southon, J., 1987. Transport of 10Be and 9Be in the ocean. Earth and Planetary Science Letters, 86(1), pp.69 - 76.
16. Simon, Q., Bourlès, D.L., Thouveny, N., Horng, C.H., Valet, J.P., Bassinot, F., and Choy, S., 2018a. Cosmogenic signature of geomagnetic reversals and excursions from the Réunion event to the Matuyama–Brunhes transition (0.7–2.14 Ma interval). Earth Planet. Sci. Lett. 482, pp.510–524.
17. Simon, Q., Thouveny, N., Bourlès, D. L., Nuttin, L., Hillaire-Marcel, C., and St-Onge, G., 2016. Authigenic 10Be/9Be ratios and 10Be - fluxes (230Th xs-normalized) in central Baffin Bay sediments during the last glacial cycle: Paleoenvironmental implications. Quaternary Science Reviews, 140, pp.142- 162

18. Southon, J., Ku, T., Nelson, D., Reyss, J., Duplessy, J., and Vogel, J., 1987. 10Be in deep-sea core: implications regarding 10Be production changes over the past 420 ka. Earth and planetary science letters, 85(4), pp.356-364.
19. Valet, J. P., 2003. Time variations in geomagnetic intensity. Reviews of Geophysics, 41(1).
20. Valet, J.P., Bassinot, F., Bouilloux, A., Bourlès, D., Nomade, S., Guillou, V., Lopes, F., Thouveny, N., and Dewilde, F., 2014. Geomagnetic, cosmogenic and climatic changes across the last geomagnetic reversal from equatorial Indian Ocean sediments. Earth and Planetary Science Letters, 397, pp.67-79.
21. Valet, J.P., Meynadier, L., Simon, Q., and Thouveny, N., 2016. When and why sediments fail to record the geomagnetic field during polarity reversals. Earth and Planetary Science Letters, 453, pp.96-107.
22. Yamazaki, T. and Oda, H., 2004. Intensity-inclination correlation for long-term secular variation of the geomagnetic field and its relevance to persistent non-dipole components. Timescales of the Paleomagnetic Field, pp.287- 298.

Предварительные результаты использования метода магнитно-силовой микроскопии для диагностики магнитных состояний

Е.С. Сергиенко[(1)], И.А. Васильева[(1)], М.С. Ложкин[(1)], С.Ю. Янсон[(1)], А.А. Костеров[(1)], П.В. Харитонский[(2)], В.А. Самсонов[(2)]

1 - Санкт-Петербургский государственный университет («СПбГУ»), 199034, Россия, г. Санкт- Петербург, Университетская наб. 7/9, Телефон: 78124284630, e-mail: e.sergienko@spbu.ru;
2 - Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» имени В. И. Ульянова (Ленина), 197376, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, дом 5, Телефон: 78123464487, e-mail: root@post.etu.spb.ru

Аннотация.

Методом магнитно-силовой микроскопии выполнены исследования горных пород, минералов и материалов, различных по природе магнетизма (диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики) и для различных магнитных состояний (однодоменного, многодоменного, суперпарамагнитного)

Ключевые слова: ферримагнетики, антиферромагнетики, магнитно-силовая микроскопия, магнитные состояния

Введение

Методы магнитно-силовой микроскопии (МСМ) [1], как модификации атомно-силовой микроскопии [2], широко применимы в области фундаментальных и прикладных исследований при изучении морфологии, структуры и свойств различных материалов и позволяют регистрировать распределение магнитных областей в материале с размерами от нескольких нанометров [3].

МСМ применяют при разработке материалов для магнитных носителей информации [4, 5, 6], оптимизации режимов записи магнитных головок [7], для изучения структуры и свойств наночастиц, сплавов, нанокомпозитных материалов и тонких пленок [8], при разработке методов сверхплотной записи информации [9]. Широкое применение находит этот метод в биологических и биомедицинских исследованиях [10, 11, 12].

Значительная и быстро развивающаяся область применения метода магнитно-силовой микроскопии – петрофизика. Этот метод, например, позволяет проводить наблюдения доменной структуры и процессов перемагничивания в горных породах [13]. В работе [14] МСМ наблюдения на зернах гемоильменита показали наличие в многодоменной структуре сильно- и слабомагнитных областей, позволили определить ширину доменов и различное поведение этих областей при перемагничивании. Этот метод применялся, чтобы прояснить связь между микроскопическими и макроскопическими магнитными характеристиками пород [15]. Объединением МСМ-изображений поверхностной намагниченности с информацией о форме, наблюдаемой с помощью оптической микроскопии (ОМ), была определена внутренняя доменная структура для отдельных зерен. Было обнаружено, что на расстояниях, равных приблизительно одной ширине домена поля соседних доменов независимы. Авторами [16] исследовались дендриты титаномагнетита из образцов

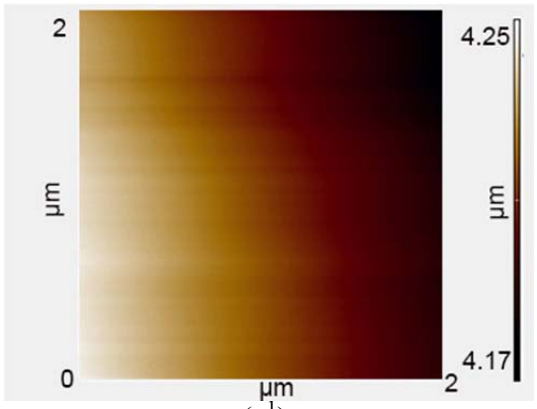
базальтового стекла и синтетического шлака. Было показано, что текстура и размеров дендритов влияют на их доменную структуру. Так, кончики дендритов, состоящие из тесно взаимосвязанных, округлых, игольчатых ветвей, ведут себя как псевдооднодоменные взаимодействующие зерна. Самые большие, толстые области дендритов являются многодоменными. Изображения МСМ показывают, что их магнитные доменные стенки размещаются в кристаллографических геометрически повторяющихся узорах продолговатых ветвей, что приводит к анизотропии магнитных свойств. Авторы данного исследования также имели опыт применения метода магнитно-силовой микроскопии в области магнетизма горных пород [17]. Именно этот метод позволил установить магнитную природу субмикронных химически неоднородных зерен магнетита в тагамитах астроблемы Янисъярви. Идея данной работы состояла в проверке гипотезы, по которой при наблюдениях МСМ поле взаимодействия магнитного кантилевера с поверхностным полем образца может зависеть от магнитного класса вещества и отражать специфические магнитные состояния горных пород, содержащих ферримагнитные/антиферримагнитные минералы. Для этого методом магнитно-силовой микроскопии были выполнены исследования горных пород, минералов и материалов, различных по природе их магнетизма (диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики) и для различных магнитных состояний (однодоменного, многдоменного, суперпарамагнитного).

Образцы и инструменты

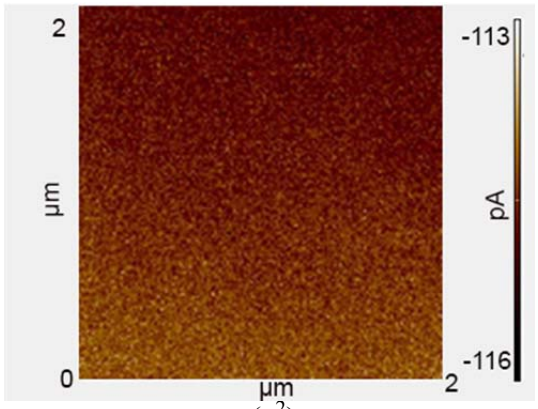
Измерения проводились на сканирующем зондовом микроскопе НТ-МДТ Интегра Максимус, позволяющем проводить серийные измерения в полуавтоматическом режиме на больших (диаметром до 100 мм) образцах. Применялась двухпроходная методика. При первом проходе зонд сканирует поверхность в неконтактном режиме для получения топографии образца. Во втором проходе дистанция «зонд-образец» увеличивается, и смещенный зонд сканирует поверхность по «топографической траектории», которая была реализована при первом сканировании. В этом случае на зонд оказывает влияние только магнитная сила и получается МСМ изображение. Изучались образцы (аншлифы): техническое стекло, кварц, кремень, магнетит, гематит, пирит и халькопирит, базальты и импактные расплавы – иргизиты, (астроблема Жаманшин), тагамиты (астроблема Янисъярви).

Результаты и предварительные заключения

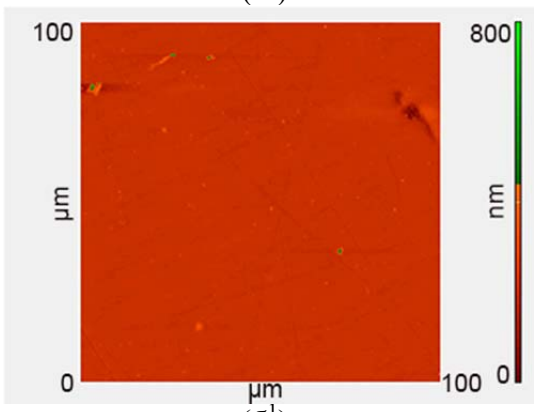
Ниже на рисунке 1 представлены результаты измерений. Описание соответствующих образцов – в подписи к рисунку 1.



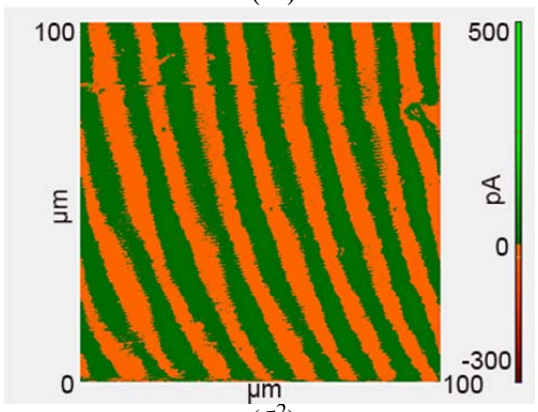
(а[1])



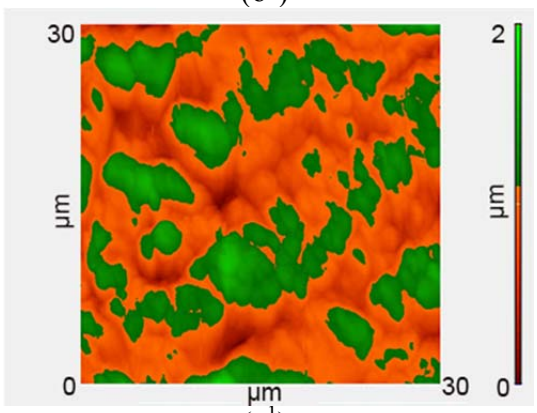
(а[2])



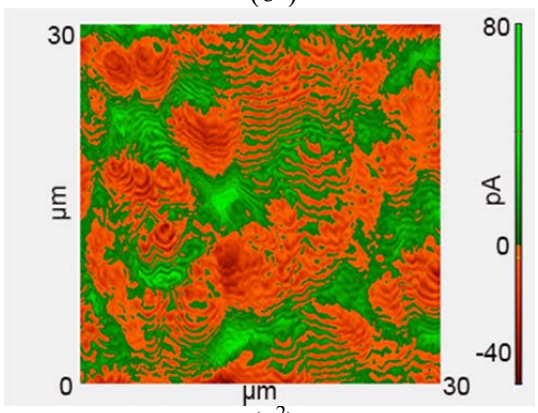
(б[1])



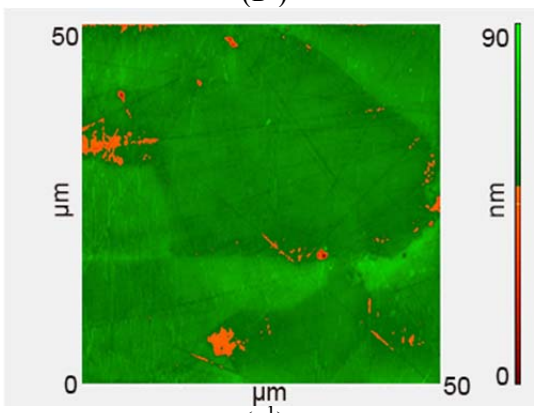
(б[2])



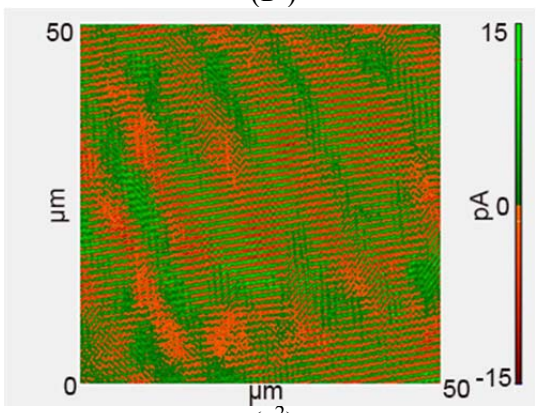
(в[1])



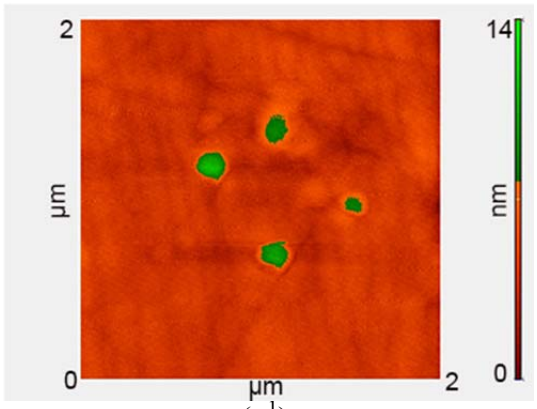
(в[2])



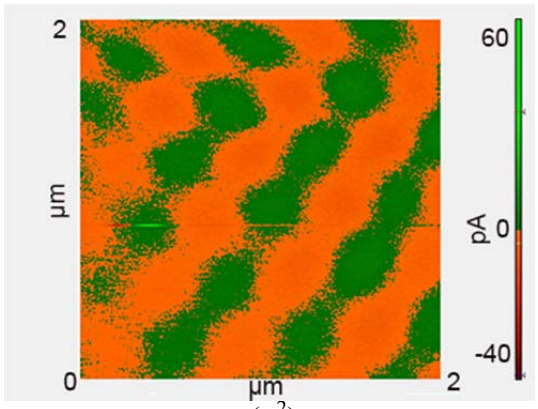
(г[1])



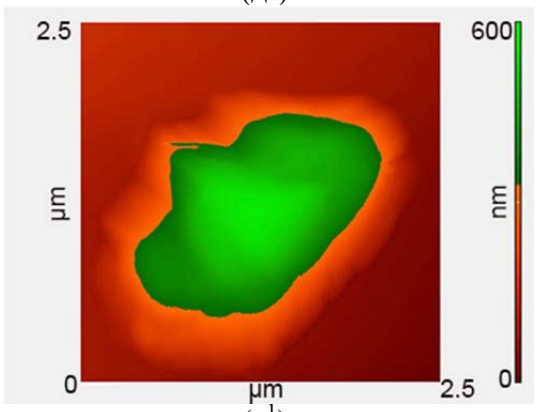
(г[2])



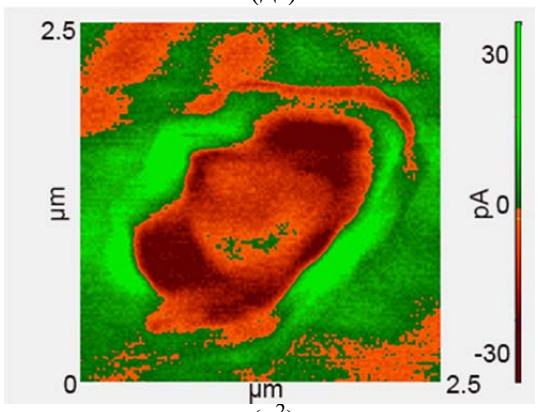
(д[1])



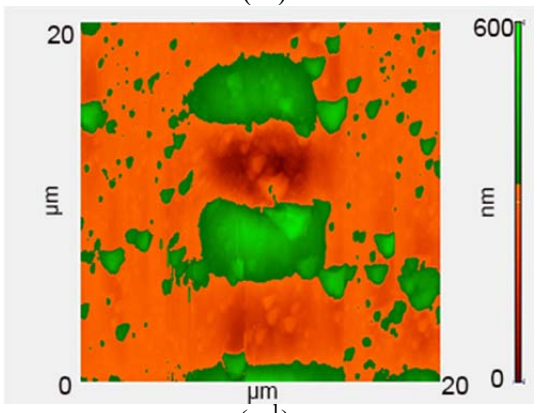
(д[2])



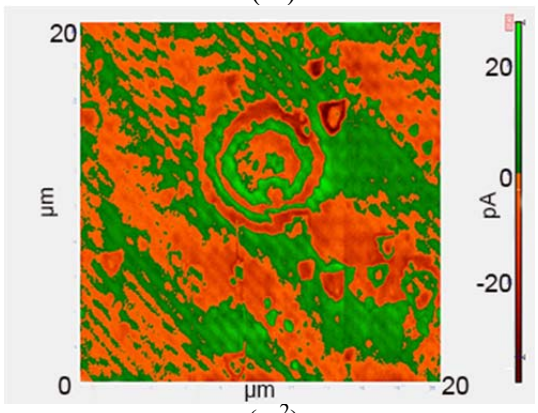
(е[1])



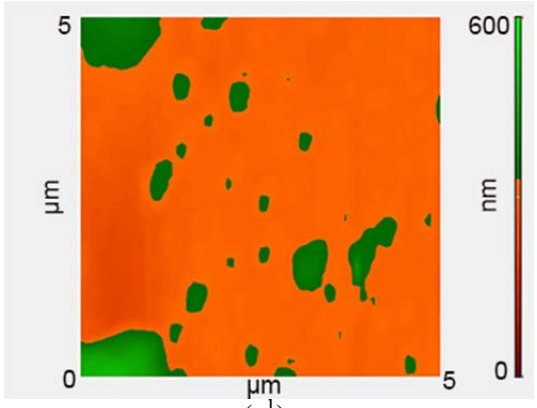
(е[2])



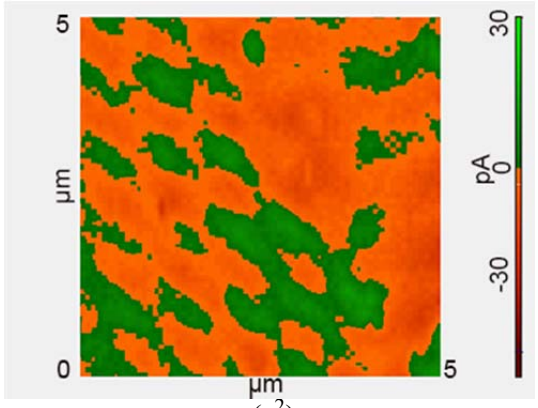
(ж[1])



(ж[2])



(з[1])



(з[2])

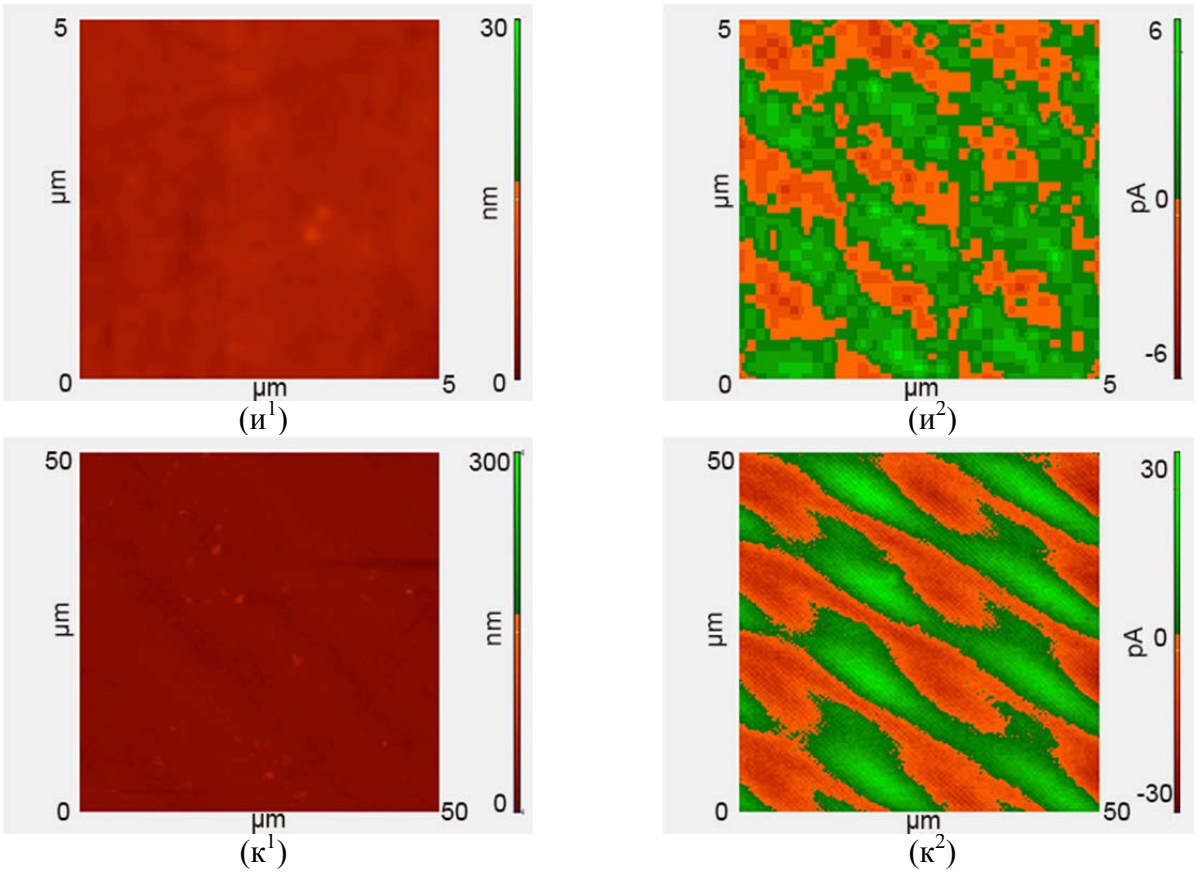


Рис. 1 – Результаты применения магнитно-силовой микроскопии для различных образцов. а - предметное стекло, б – пирит, в – магнетит, г – зерно титаномагнетита в базальте (Тиман), д – тагамит астроблемы Янисъярви, е – двухфазное зерно магнетита в тагамите астроблемы Янисъярви, ж – иргизит (магнитное включение) астроблемы Жаманшин, з, и, к – иргизит астроблемы Жаманшин. Везде: изображение с индексом 1 – топография, с индексом 2 – МСМ.

Из рисунков видно, что для образца диамагнитного материала (предметное стекло) распределение магнитных поверхностных полей равномерно и сигнал представляет собой просто шум. Для образца парамагнетика (пирит) МСМ изображение похоже на систему полосовых аномалий, но они в пределах области сканирования изгибаются. Для ферримагнетиков горных пород, в многодоменном состоянии видны области различной намагниченности – домены, которые отличаются по структуре для мономинерального образца (магнетит) и зерна в немагнитной матрице (зерно титаномагнетита в базальте). Импактные расплавы (тагамиты Янисъярви, иргизиты) представляют особый интерес, как вещества, содержащие суперпарамагнитные частицы [18]. Для них выявлена особенность – «сетчатое», «ячеистое» распределение поля на МСМ-изображениях в тех областях, где нет крупных, кристаллических включений зерен рудного минерала.

Обсуждение

Предварительные результаты наблюдений показывают, что с помощью метода МСМ возможно будет диагностировать не только магнитный класс вещества, но и различать некоторые особенные магнитные состояния (многодоменное, однодоменное, суперпарамагнитное),

гетерофазность магнитых частиц. Однако эти заключения требуют дополнительных исследований; наиболее перспективным здесь представляется применение математической обработки данных МСМ (применение методов фильтрации и преобразования сигналов, обработки изображений).

Благодарности

Исследования поддержаны грантом РФФИ № 18-05-00626. Работы выполнены с использованием оборудования ресурсных центров Научного парка СПбГУ: Нанофотоника; Геомодель; Ресурсный центр микроскопии и микроанализа; Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники.

Список литературы

1. Y.Martin, H.K.Wickramasinghe. Magnetic imaging by "force microscopy"with 1000 Å resolution . Appl. Phys. Lett., 50, 1455 (1987).
2. G.Binnig, C.F.Quate, Ch.Gerber. Atomic force microscope. Phys. Rev. Lett., 56, 930 (1986).
3. И.В. Яминский, А.М. Тишин. Магнитно-силовая микроскопия поверхности. Успехи химии, 68 (3), (1999).
4. M.W.J. Prins, R.H.M.Groeneveld, D.L.Abraham, R. Schad, H.van Kempen, H.W.van Kesteren. Scanning tunneling microscope for magneto-optical imaging. J. Vac. Sci. Technol., B, 14, 1206 (1996).
5. S.Manalis, K.Babcock, J.Massie, V.Elings, M.Dugas. Submicron studies of recording media using thin-film magnetic scanning probes. Appl. Phys. Lett., 66, 2585 (1995).
6. G.N.Philips, T.Suzuki. Quantitative analysis of written bit transitions in 5 Gbit/in(2) media by magnetic force microscopy. J. Magn. Magn. Mater., 175, 115 (1997).
7. R.Proksch, J.Schmidt, S.Austvold, G.Skidmore. Direct observation of the high frequency write response of recording heads using the magnetic force microscope. J. Appl. Phys., 81, 4522 (1997)
8. M.R.J. Gibbs, M.A.Al-Khafaji, W.M.Rainforth, H.A.Davies, K.Babcock, J.N.Chapman, L.J.Heyderman. A comparison of domain images obtained for nanophase alloys by magnetic force microscopy and high resolution Lorentz electron microscopy. IEEE Trans. Magn., 31, 3349 (1995).
9. T.Homma, Y.Kurokawa, T.Nakamura, T.Osaka, I.Otsuka. Magnetic force microscopy analysis of the micromagnetization mode of double-layered perpendicular magnetic recording media. J. Vac. Sci. Technol. B, 14, 1184 (1996).
10. Proksch, R.B., T.E. Schaffer, B.M. Moskowitz, E.D. Dahlberg, D.A Bazylinski, and R.B Frankel. Magnetic force microscopy of the submicron magnetic assembly in a magnetotactic bacterium. Appl. Phys. Letts., 66, 2582-4 (1995).
11. Diebel, C.E., Roger Proksch, Colin R. Green, Peter Neilson and Michael M. Walker. Magnetite defines a vertebrate magnetoreceptor. Nature, 406, 299-302 (2000).
12. Albrecht, M., V. Janke, S. Sievers, U. Siegner, D. Schüler, and U. Heyan. J. Scanning forcemicrocopy study of biogenic nanoparticles for medical applications. Mag. Magnet. Mater., 290-291, 269-271(2005).
13. Haag, M., Heller, F, Lutz, M., and Reusser, E. Domain observations of the magnetic phases in volcanics with self-reversed magnetization. Geo. Res. Lett., 20, 675-678 (1993).
14. Prévot, M., Hoffman, K. A., Goguitchaichvili, A., Doukhan, J., Shcherbakov, V. P., & Bina, M. The mechanism of self-reversal of thermoremanence in natural hemoilmenite crystals: new experimental data and model. Physics of the Earth and Planetary Interiors, 126 (1-2), 75-92 (2001).
15. Frandsen, C., Stipp, S. L. S., McEnroe, S. A., Madsen, M. B., & Knudsen, J. M. Magnetic domain structures and stray fields of individual elongated magnetite grains revealed by magnetic force microscopy (MFM). Physics of the Earth and Planetary Interiors, 141(2), 121-129 (2004).
16. Shaar, R., & Feinberg, J. M. Rock magnetic properties of dendrites: Insights from MFM imaging and implications for paleomagnetic studies. Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 14(2), 407-421 (2013).

17. E. S. Sergienko, A. Kosterov, P. V. Kharitonskii. Two types of impact melts with contrasting magnetic mineralogy from Jänisjärvi impact structure, Russian Karelia. Geophys. J. Int., 209 (2), 1080-1094 (2017).
18. V. A. Starunov, A. Kosterov, P. V. Kharitonskii, E. S. Sergienko, and S. Yu. Yanson. Magnetic Properties of Tektite-like Impact Glasses from Zhamanshin Astrobleme, Kazakhstan. Meteoritics & Planetary Science. 53(S1), 6113 (2018).

Оцениваемые и наблюдаемые магнитные поля планет

С.В. Старченко

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
ИЗМИРАН, Калужское шоссе 4, Троицк, Москва, 108840; Телефон: +79109788799,
E-mail: sstarchenko@mail.ru

Аннотация.

Предыдущие исследователи, вероятно, просмотрели то, что вектор Среднего Арифметического (СА далее) магнитного поля по всей области действия динамо однозначно определяется при известном магнитном диполе и объеме этой динамо-области. Величина такого СА поля равна 1.4 от среднеквадратичного (СК) дипольного поля на внешней границе шарообразной динамо-области, а направление СА поля совпадает с направлением диполя.

В Земле, Юпитере и Сатурне СА поле порядка 1 мТ и имеет небольшой наклон к оси вращения. Соответственно многие известные и сходные геодинамо подобные модели являются достаточно успешными для этих планет.

В Уране и Нептуне СА поле ~ 0.1 мТ с сильным ~ 50о наклоном, что, по-видимому, требует пока еще не до конца ясных модификаций в моделировании их динамо.

Аналогичная величина СА поля получается для спутника Юпитера Ганимеда, но его наблюдаемое практически симметричное относительно оси вращения поле сильно асимметрично относительно экватора. Сходная конфигурация поля у Меркурия, где самая маленькая величина СА поля ~ 0.01 мТ. Вполне вероятно, что динамо в обоих этих объектах имеет сходную природу определяемую тепломассопереносом и гравитационными воздействиями Юпитера/Солнца.

Активное магнитное динамо отсутствует в современных Венере, Марсе, Луне и в некоторых других известных планетах/лунах, но в древности или в будущем динамо там могло бы существовать.

В соответствии со всеми известными динамо моделями, СА поле должно быть меньше СК поля во всей динамо-области. Известный закон масштабирования Кристенсена-Оберта из [1] дает СК поле порядка нескольких мТ в Земле, что приводит к отношению СК/СА полей порядка десяти. Аналогичное соотношение естественно ожидать для Юпитера и Сатурна. При этом один из законов [2] дает большее отношение ~ 100, что лучше согласуется с независимыми модельными и наблюдательными оценками [3, 4].

Отношение СК/СА полей может быть естественной и возможно самой на настоящий момент доступной мерой перемежаемости магнитного поля в динамо-области.

Ключевые слова: магнитные поля на поверхности и в глубинных недрах планет, арифметическое и среднеквадратичное среднее, перемежаемость, классификация динамо планет, законы масштабирования

1.Введение

Первая идея этой работы, представленная в следующем разделе 2, - связать наблюдаемый магнитный планетарный диполь с внутренним СА вектором магнитного поля, скрытым в области, где работает МГД динамо. Это простое (и точное!) соотношение (1) с помощью формулы из учебника (например, [5]), по-видимому, до сих пор не учитывалось. Земля, Юпитер и Сатурн имеют такие СА поля порядка 1 мТл и малый наклон их диполей к оси вращения. Неудивительно, что аналогичные геодинамо модели весьма успешны для этих планет [1, 6-9]. Уран и Нептун имеют СА поле ~ 0.1 мТл, а их диполи сильно наклонены [10], что требует некоторых модификаций в моделировании динамо планет [7, 11-14]. Сходная величина СА поля для Ганимеда (луна Юпитера), в то время как все поле почти симметрично относительно оси вращения и асимметрично относительно экватора [7, 10]. Аналогичная конфигурация наблюдается [7, 10, 15] на Меркурии, где СА поле ~ 0.01 мТл. Отсутствует активное динамо в глубинных недрах Венеры, Марса, Луны и в некоторых других

планетах / лунах, а возможные древние магнитные поля показаны в рисунке в соответствии с [2, 6, 9, 14, 16].

В разделе 3 в соответствии со всеми известными моделями динамо СК поле в области динамо оценивается как большее, чем СА поле. Типичное значение СК поля геодинамо составляет около нескольких мТ-с, как это оценивается из известного закона масштабирования Кристенсена-Оберта (2006) [1], который был подтвержден и модифицирован во многих последующих работах [2, 8-9, 2, 6, 13-14, 17]. Это дает соотношение СК/СА полей геодинамо порядка 10. Такое же соотношение можно ожидать в Юпитере и Сатурне, а один закон масштабирования из [2] дает отношение порядка 100 для такой системы типа геодинамо. Это согласуется с некоторыми более ранними моделями геодинамо / планетарного динамо [3] и с независимыми наблюдательными оценками [4]. Уран, Нептун и Ганимед, возможно, имеют СК поле лишь немного (до нескольких раз), превышающее СА поле в соответствии с [18] и некоторыми другими законами масштабирования из [2]. Естественно, что перемежаемость внутреннего магнитного поля планеты может измерятся этим отношением СК/СА полей из раздела 3.

Результаты этой работы представлены в разделе 4.

2. Наблюдаемые магнитные диполи и СА (среднеарифметическое) динамо-поле

Естественно определить вектор СА поля $< \mathbf{B} >$ в динамо-области W как соответствующий объемный интеграл от **B**, деленный на объем шара W радиусом c. В соответствии с классическим определением магнитного диполя **M** через **B** показанном на Рисунке (н-р, см. формулу на странице 173 в учебнике [5]) этот СА вектор равен наблюдаемому диполю **M** деленному на произведение объема W и точно известной константы $3/2\mu_0$:

$$< \mathbf{B} > \equiv \frac{\int_W \mathbf{B} d^3 r}{4\pi c^3/3} = \frac{2\mu_0 \mathbf{M}}{4\pi c^3} . \qquad (1)$$

Таким образом, наблюдаемый магнитный диполь планеты чрезвычайно просто связан с магнитным СА полем, скрытым в области, где работает динамо. Доступные нам диполи и оцененные радиусы [7, 10, 16] динамо-областей использовались в формуле (1) для оценки **<B>** для всех известных планет и лун с собственным магнитным полем в таблице, показанной в правом верхнем угле Рисунка. Это поле немного превышает дипольное поле, экстраполированное на внешнюю границу динамо. Последнее усредненное дипольное поле составляет 0.26 мТл для хорошо известного современного дипольного поля на границе ядра и мантии Земли $r = c = 3.4$ Мм. Соответствующий (1) модуль общего СА поля геодинамо 0.37 мТл в 1.4 раза больше. Очевидно, что точно такое же соотношение будет сохранено для любой другой планеты или луны.

Из Рисунка видно, что планеты и луна с собственными магнитными полями делятся на группы.

Первая группа «геодинамо типа» из Земли, Юпитера и Сатурна имеет эти СА поля порядка 1 мТл и малый наклон их диполей к оси вращения. Неудивительно, что весьма сходные модели динамо весьма успешны для этих планет [1-2, 6-9, 13-14, 16-17], и это лучшая область моделирования планетарного и динамо-магнетизма за последние четверть века.

Вторая группа из Урана и Нептуна имеет СА поле ~ 0.1 мТл, а их диполи сильно наклонены [10], что требует существенных модификаций в моделировании динамо планет. Рузмайкин и Старченко [11-12, 19] предполагали тонкослойное кинематическое динамо среднего поля в этих ледяных гигантах. Это позволило им сделать в 1989 году [19] успешное предсказание наклона диполя Нептуна. В нашем тысячелетии Кристенсен, Шуберт, Ядав и другие [1, 6-8, 13] разрабатывают более сложные и физически обоснованные модели.

Подобно вышеупомянутым ледяным гигантам значение СА поля ~ 0.1 мТ для Ганимеда, а его наблюдаемое почти симметричное относительно оси вращения поле довольно асимметрично относительно экватора с сильным смещением магнитного диполя или квадруполя к географическому полюсу [7, 10]. Почти такая же пространственная конфигурация магнитного поля наблюдается [7, 10, 15] на Меркурии, но в нем самое маленькое СА поле ~ 0.01 мТ. В Венере, Марсе, Луне и некоторых других планетах / лунах нет активного современного МГД-динамо. Возможные древние поля МА показаны для Марса и Луны на рисунке в соответствии с [2, 6, 9, 14, 16].

3. Внутреннее СК (среднеквадратичное) магнитное поле из законов масштабирования

СА поле обычно меньше, чем СК поле в динамо-области планетарного типа [1-2, 6-9, 13-17]. Это соответствует обнулению разнонаправленных внутренних и хаотически перемежаемых векторных полей **B** в процессе интегрирования в (1).

Типичное значение СК поля геодинамо составляет около нескольких мТ-с исходя из хорошо известного и протестированного в [2, 6, 8-9, 14, 16-18] закона масштабирования Кристенсена-Оберта [1]:

$$B = \sqrt{\mu_0 \rho}\, \sqrt[3]{HF} \,. \qquad (2)$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость вакуума (фундаментальная постоянная в СИ), ρ – средняя плотность (10 Мг/м^3 в ядре Земли), H – полутолщина динамо-области (1 Мм в ядре Земли) и $F=P/M$ – удельная конвективная мощность, движущая динамо с мощностью P (0.3-3 ТВт в Земле) и массой ядра M. Для геодинамо закон (2) дает отношение СК/СА полей порядка 10. То же самое отношение следует ожидать в недрах Юпитера и Сатурне. Вместе с тем нет полной уверенности в правильности

соотношения (2) для подобных геодинамо систем [2, 17, 20]. Альтернативный закон из [15] (Ω – угловая скорость вращения)

$$B = \sqrt{\mu_0 \rho}\ \sqrt[5]{H^3 \Omega^2 F} \quad (3)$$

дает отношение СК/СА полей порядка 100, что лучше согласуется с известными в прошлом геодинамо моделями [3] и независимыми наблюдательными оценками [4].

Уран, Нептун и Ганимед, вероятно, имеют СК поле максимум в несколько раз больше чем СА поле в соответствии с [18] или другими подходящими для этих планет законами масштабирования из [2].

Кроме того, отношение СК/СА полей может быть естественной и возможно самой на настоящий момент доступной мерой перемежаемости магнитного поля в динамо-области.

4. Выводы

1. Вектор Среднего Арифметического (СА) магнитного поля по всей области действия динамо однозначно определяется при известном магнитном диполе и объеме этой динамо-области. Величина такого СА поля равна 1.4 от среднеквадратичного (СК) дипольного поля на внешней границе шарообразной динамо-области, а направление СА поля совпадает с направлением диполя.

2. Землю, Юпитер и Сатурн объединяет то, что СА поле в глубинных недрах всех трех планет порядка 1 мТ и имеет небольшой наклон к оси вращения. Соответственно многие известные и сходные геодинамо подобные модели являются достаточно успешными для этих планет.

3. Вторую динамо-группу образуют Уран и Нептун с СА полем ~ 0.1 мТ, и с сильным ~ 50^o наклоном, что, по-видимому, требует пока еще не до конца ясных модификаций в моделировании их динамо.

4. СА поле спутника Юпитера Ганимеда так же ~ 0.1 мТ, но его наблюдаемое практически симметричное относительно оси вращения собственное магнитное поле сильно асимметрично относительно экватора. Сходная конфигурация поля у Меркурия, где самая маленькая величина СА поля ~ 0.01 мТ. Вполне вероятно, что динамо в обоих этих объектах имеет сходную природу определяемую тепломассопереносом и гравитационными воздействиями Юпитера/Солнца.

5. Активное магнитное динамо отсутствует в современных Венере, Марсе, Луне и в некоторых других известных планетах/лунах, но в древности или в будущем динамо там могло бы существовать.

6. Все известные динамо модели дают СА поле меньше СК поля. Так известный закон масштабирования Кристенсена-Оберта из [1] дает СК поле порядка нескольких мТ для Земли, что приводит к отношению СК/СА полей порядка десяти. Аналогичное соотношение естественно

ожидать для Юпитера и Сатурна. Один из законов [2] дает отношение ~ 100, что лучше согласуется с независимыми оценками [3, 4].

7. Отношение СК/СА полей может быть естественной и возможно самой на настоящий момент доступной мерой перемежаемости магнитного поля в динамо-области.

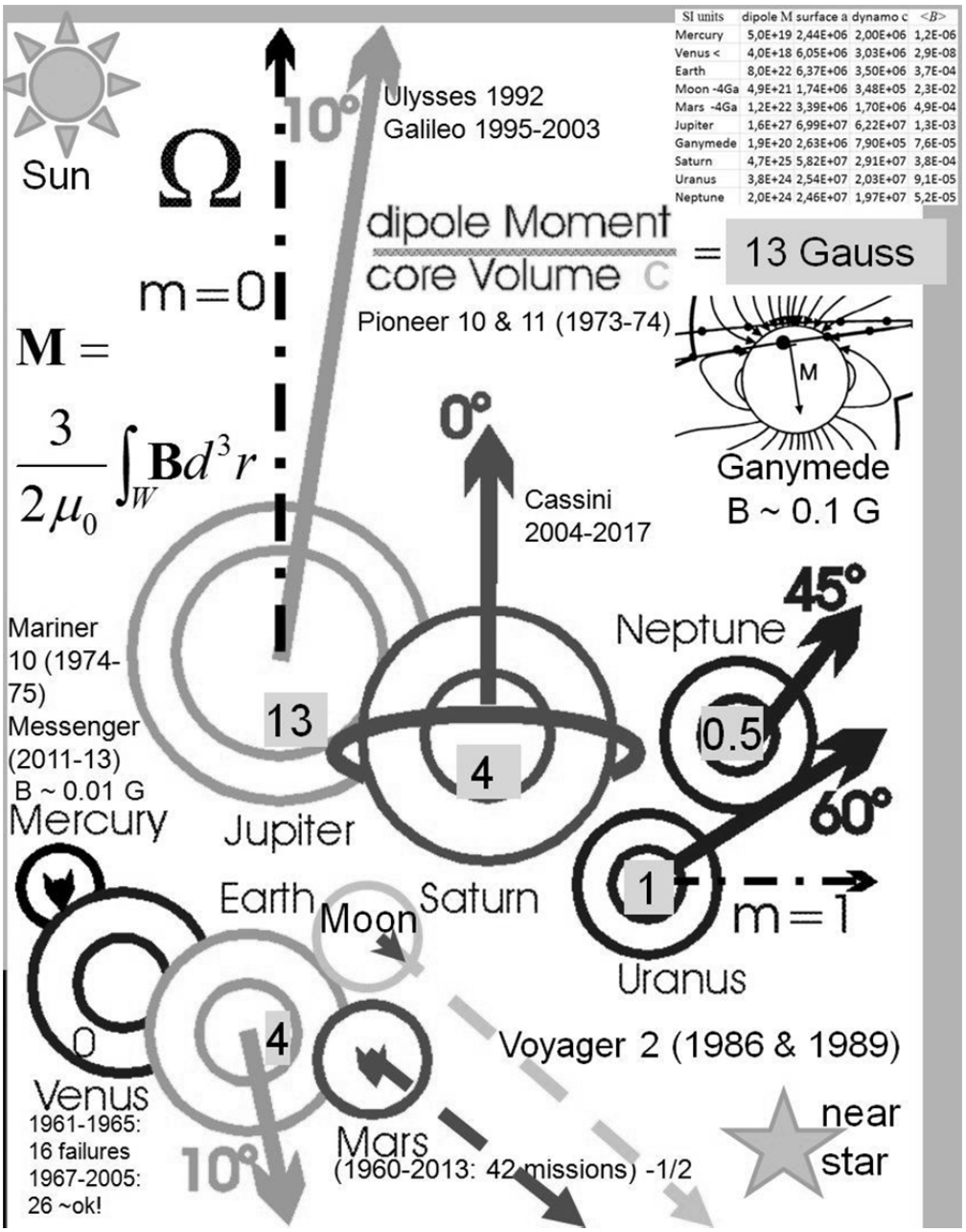


Рис. 1– Схематически показаны все полеты к планетам/лунам. Наблюдаемые магнитные диполи преобразуются (в соответствии с представленными формулами и таблицами) в векторы СА (средних арифметических) магнитных полей, показанные стрелками в их динамо-областях. Также указаны модули полей B. Полярная ось m = 0 находится в направлении оси вращения, а экваториальная ось m = 1 перпендикулярна. Углы наклона диполя или СА вектора отмечены градусами. Возможные древние поля показаны пунктирными стрелками. В оценочной таблице из правого верхнего угла: M – наблюдаемый дипольный момент, a - радиус планеты/луны, c - радиус области динамо, <B> - модуль поля из (1).

Благодарности

Эта работа была в основном поддержана бюджетом ИЗМИРАНа. Частичная поддержка проводилась РФФИ по проекту № 16-05-00507а (геодинамо) и 28-й программой Президиума Российской академии наук (планетарный магнетизм).

Список литературы

1. Christensen U.R. and J. Aubert (2006), Scaling properties of convection-driven dynamos in rotating spherical shells and application to planetary magnetic fields. *Geophys. J. Int.,* .166, 97–114.
2. Starchenko S.V. (2018), Analytic scaling laws in planetary dynamo models. *Geoph. Astroph. Fluid Dyn.,* Special Issue "Recent Developments in Natural Dynamos", (in press).
3. Braginsky S.I and P.H. Roberts (1987), A model-Z geodynamo. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn*., 38, 327–349.
4. Gillet N., D. Jault and C.C. Finlay (2015), Planetary gyre, time-dependent eddies, torsional waves, and equatorial jets at the earth's core surface. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 120, 6, 3991–4013.
5. Davidson P.A. (2006), An Introduction to Magnetohydrodynamics (Cambridge Texts in Applied Mathematics).
6. Christensen U.R. (2010), Dynamo Scaling Laws and Applications to the Planets. *Space Sci Rev*., 152, 565-590.
7. Schubert G. and K.M. Soderlund (2011), Planetary magnetic fields: Observations and models. *Phys. Earth Planet. Inter.,* 187, 92-108.
8. Starchenko S.V. (2014), Analytic base of geodynamo-like scaling laws in the planets, geomagnetic periodicities and inversions. *Geomagnetism and Aeronomy*., 54, 6, 694-701.
9. Старченко С.В. Энергетические параметры геодинамо совместимые с аналитическими, численными, палеомагнитными моделями и наблюдениями // *Физика Земли*. - 2017.- № 5.- С.1-15.
10. Ness N.F. (2010), Space Exploration of Planetary Magnetism. *Space Sci Rev.,* 152, 5–22.
11. Ruzmaikin A.A. and S.V. Starchenko (1991), On the origin of Uranus and Neptune magnetic fields. *Icarus*., 93, 82-87.
12. Starchenko S.V. (1995), Generation of nonaxisymmetric magnetic structures in galaxies, the Sun, and planets. *Astronomy Reports*, 72 (2), 257-262.
13. Yadav R.K, T. Gastine and U.R. Christensen (2013), Scaling laws in spherical shell dynamos with free-slip boundaries. *Icarus,* 225, 185–193.
14. Christensen U., J. Aubert and G. Hulot (2010), Conditions for Earth-like geodynamo models, *Earth Planet. Sci. Lett*., 296, 487–496.
15. Christensen U.R. (2006), A deep dynamo generating Mercury's magnetic field. *Nature,* 444, 1056–1058.
16. Breuer D., T. Rueckriemen and T. Spohn. (2015), Iron snow, crystal floats, and inner-core growth: modes of core solidification and implications for dynamos in terrestrial planets and moons. *Progress in Earth and Planetary Science,* 2, 39, DOI 10.1186/s40645-015-0069-y.
17. Aubert J., T. Gastine and A. Fournier (2017), Spherical convective dynamos in the rapidly rotating asymptotic regime. *J. Fluid Mech.,* 813, 558-593.
18. Старченко С.В. Энергетическое масштабирование геодинамо // *Геомагнетизм и Аэрономия*. - 2013.- Т.53.- № 2.- С. 256-259.
19. Ruzmaikin A.A. and S.V. Starchenko. (1989), Generation of the large-scale magnetic fields of Uranus and Neptune by turbulent dynamo. *Kosmicheskie issledovaniya*, vol. 27 pp. 297-303.
20. Cheng J.S. and J.M. Aurnou. (2016), Tests of diffusion-free scaling behaviors in numerical dynamo datasets. *Earth and Planetary Science Letters,* 436, 121–129.

Пространственно-спектральная эволюция энергии и мощности потенциального геомагнитного поля с 1840 г.

С.В. Старченко, С.В. Яковлева

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
ИЗМИРАН, Калужское шоссе 4, Троицк, Москва, 108840, Телефон: +79109788799,
E-mail: sstarchenko@mail.ru; Телефон: +79169500110, E-mail: svyakov@izmiran.ru

Аннотация.

Исследованы пространственно-спектральные составляющие энергии и мощности потенциальной части Главного геомагнитного поля. Энергия, похоже, впервые получена интегрированием известной радиальной плотности энергии от ядра Земли до бесконечности, а мощность – временная производная от энергии.
Из трех общепризнанных наблюдательных моделей геомагнитного поля получены существенно различающиеся суммарные и спектральные вариации энергии и мощности с 1840 по 2020 гг. Суммарная энергия (~6·1018 Дж) и мощность (~108 Вт) определяются суммой нечетных гармоник: диполь n=1, октуполь n=3 и т.д. Доминирует диполь, энергия которого близка ко всей энергии симметричного относительно оси вращения поля. Вариации энергий ~10% и сходны для всех моделей за исключением «всплеска» IGRF модели в 1945-1950 гг. Этот «всплеск» сосредоточен в n=9 и 10, а вариации остальных гармоник сходны во всех моделях. Октуполь с n=3 доминирует над квадруполем с n=2. С n=3 до 8 – убывание, а далее доминирование n=9 над 8 и 10. Это и близкие к нулю средние мощности при n>1 свидетельствуют о почти периодическом поведении недипольного поля и сильной нелинейности, согласующейся с современными геодинамо подобными моделями.
Полученный IGRF «всплеск» может иметь нелинейную геодинамо природу. Альтернативно это может быть искусственным несовершенством IGRF модели. Также возможно две другие слишком «спокойные» модели были подвержены излишнему сглаживанию. В любом случае эта особенность заслуживает самого пристального внимания мирового геомагнитного и динамо сообщества.

Ключевые слова: пространственный спектр, энергетические характеристики, разложение по сферическим гармоникам, геодинамо

Введение

Современное представление о происхождении магнитного поля Земли подразумевает его внутреннюю природу, которая обусловлена динамо механизмом в жидком ядре. Однако, к большому сожалению ученых-геофизиков, наблюдаемое на поверхности магнитное поле даёт далеко не полную информацию о его величине и изменчивости вблизи самого источника. Тем не менее многолетний, даже многовековой опыт по накоплению и обработке данных наблюдений привел к тому, что на современный момент имеется стройная, математически и физически обоснованная система описания геомагнитного поля. Она основана на теории Гаусса о потенциальности магнитного поля на поверхности Земли и возможности его описания посредством разложения в ряд по сферическим гармоническим функциям. Такое представление даёт много возможностей для изучения различных аспектов эволюции поля, в том числе и его энергетической составляющей. Именно энергетические характеристики магнитного поля могут быть особенно полезны для изучения процессов в жидком ядре Земли.

Энергетические гармоники потенциального поля

Изучение энергии потенциальной части Главного геомагнитного поля было начато в [1]. Основываясь на этой работе, Lowes [2,3] определил нормированный (на площадь сферы и выраженный в Тл^2) вклад мультипольной *n*-гармоники

$$R_n = (n+1)\left(\frac{a}{r}\right)^{2n+4}\sum_{m}^{n}\left[(g_n^m)^2+(h_n^m)^2\right] \qquad (1)$$

в радиальную плотность энергии через стандартные коэффициенты Гаусса (g_n^m, h_n^m), радиус Земли *a* и сферический радиус *r*. Lowes дал название этому выражению «spatial power spectrum» (или, как его часто называют в отечественной научной литературе, пространственный энергетический спектр[4]), тогда как в действительности его следовало бы назвать спектром плотности энергии и выражать в Дж/м. Эта плотность зависит от радиуса, тогда как полный спектр такой зависимости иметь не должен. Полностью корректно определим ненормированный (в Дж/м) вклад *n*-гармоники в радиальную плотность энергии рассматриваемого потенциального поля как

$$\frac{4\pi r^2}{2\mu_0}R_n = 2\pi a^2\frac{n+1}{\mu_0}\left(\frac{a}{r}\right)^{2(n+1)}\sum_{m=0}^{n}\left[(g_n^m)^2+(h_n^m)^2\right]. \qquad (2)$$

Интегрируя (2) по радиусу от границы ядро-мантия $r = c$ до бесконечности, физически очевидным образом, получим вклад *n*-гармоники во всю энергию (в Дж):

$$\mathrm{En}= 2\pi a^{2n+4}\frac{n+1}{\mu_0}\sum_{m=0}^{n}\left[(g_n^m)^2+(h_n^m)^2\right]\int_c^{+\infty}\frac{dr}{r^{2n+2}} = \frac{2\pi a^3}{\mu_0}\left(\frac{a}{c}\right)^{2n+1}\frac{n+1}{2n+1}\sum_{m=0}^{n}\left[(g_n^m)^2+(h_n^m)^2\right]. \qquad (3)$$

Выражение (3) для энергии геомагнитного потенциального поля, по-видимому, предлагается нами впервые, как и очевидное выражение для вклада *n*-гармоники в мощность:

$$\mathrm{Pn} = \mathrm{dEn}/\mathrm{dt} \qquad (4)$$

Сравнение сумм и спектров трех СГА моделей

Эволюцию геомагнитного поля удобно изучать по зависящим от времени сферическим гармоническим моделям, полученным в результате компиляции значительного количества геомагнитных наблюдений за продолжительные промежутки времени. Самым большим ограничением таких моделей является отсутствие инструментальных наблюдений напряжённости до эпохи 1840. Навигационные измерения направления поля проводились уже более пяти веков, но их использование для оценки геомагнитного поля требует некоторых допущений о величине модуля поля, что приводит к существенным различиям в моделях: например, [5] и [6]. Только с 1840 г. начала развиваться сеть геомагнитных обсерваторий, которые измеряли полный вектор магнитного поля. Поэтому мы используем в этой работе модели поля не старше 1840 г.

Для сравнения мы выбрали три наиболее общепризнанные модели коэффициентов Гаусса.

- GUFM1, охватывающую интервал 1590-1990гг. [6] и базирующуюся на внушительном количестве данных обсерваторий, морских и наземных наблюдений.
- COV_OBS.xx, охватывающую интервал 1840-2020гг. [7] . За исключением последних двух десятилетий она использует те же данные, что и gufm1, но включает и данные, полученные в результате всех спутниковых миссий. Обе модели используются нами с 1840г.
- IGRF (International Geomagnetic Reference Field) модель охватывает интервал с 1900г. до наших дней и имеет дискретность в пять лет, см. http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html.

На рисунке 1 по COV_OBS модели сравниваются вышеупомянутые классические «спектры мощности» (1) у поверхности ядра и Земли с нашим радиально-независимым энергетическим спектром (3) по всему пространству за исключением ядра Земли. Видно доминирование нечетных гармоник, которое мы детализируем далее.

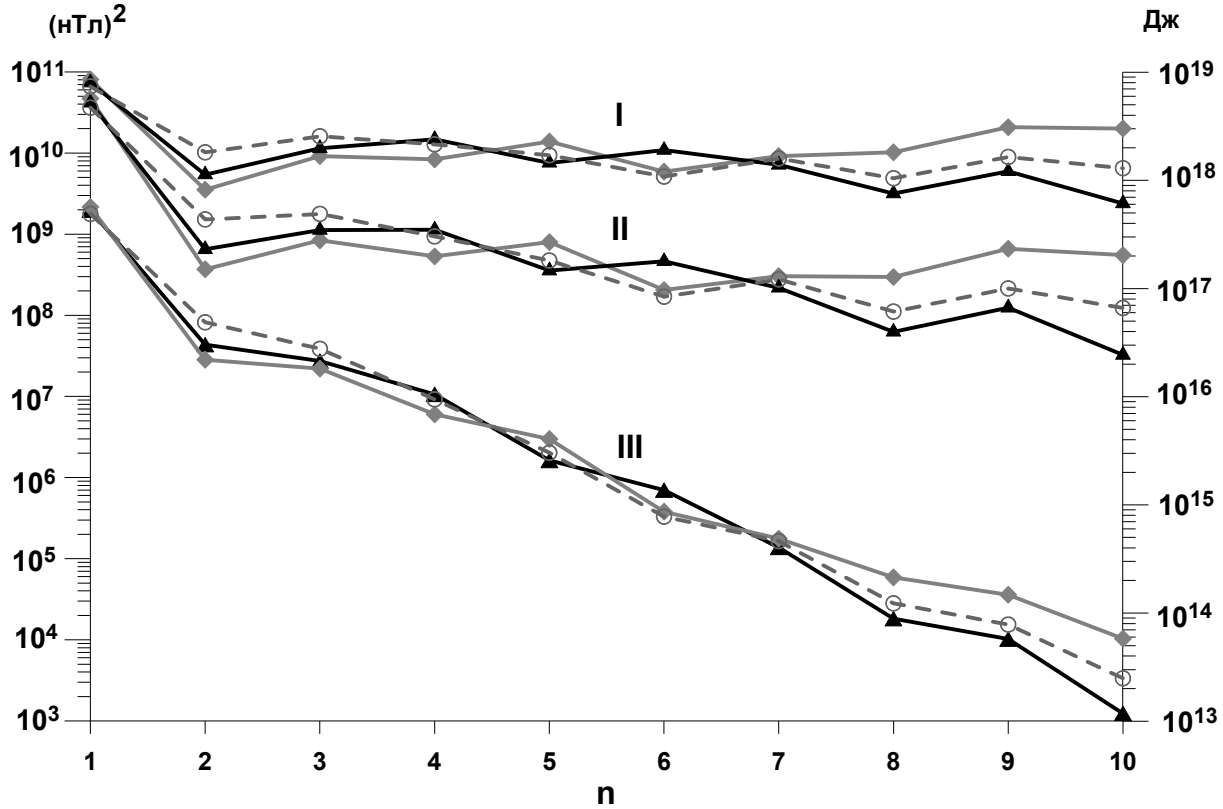


Рис. 1. - Три вида спектров построенных по COV_OBS модели [4]: верхняя группа (I) – традиционные на ядре, нижняя (III) – традиционные на поверхности Земли, средняя группа (II)– истинные как в (3) энергетические спектры (построены по правой шкале). Серая сплошная линия с ромбиками соответствует эпохе 1840, черная с треугольниками – 1930. Серая штриховая линия с пустыми кружками – 2020.

На рис. 2 для всех трех рассматриваемых моделей сравниваются различные суммарные энергии, имеющие вариации ~10%. Общая суммарная энергия E=E1+E2+… по-разному ведет себя для GUFM1 и COV_OBS моделей позже 1900г, а IGRF модель имеет «всплеск» в 1945-1950гг. Эти расхождения и «всплеск» сосредоточены в сумме Eod=E1+E3+… нечетных составляющих (3). Близкие же по величине энергия симметричного относительно оси вращения поля Eax (m=0) и дипольная энергия E1 лучше всего согласуются между собой в рассматриваемых моделях. Сравнительно малая разница E-Eod равна сумме четных составляющих энергии, которая близка к Eod-E1. Это выделяет доминирующий диполь и энергетически балансирует между собой четные и нечетные составляющие недипольного поля, что должно присутствовать в геодинамо подобных моделях.

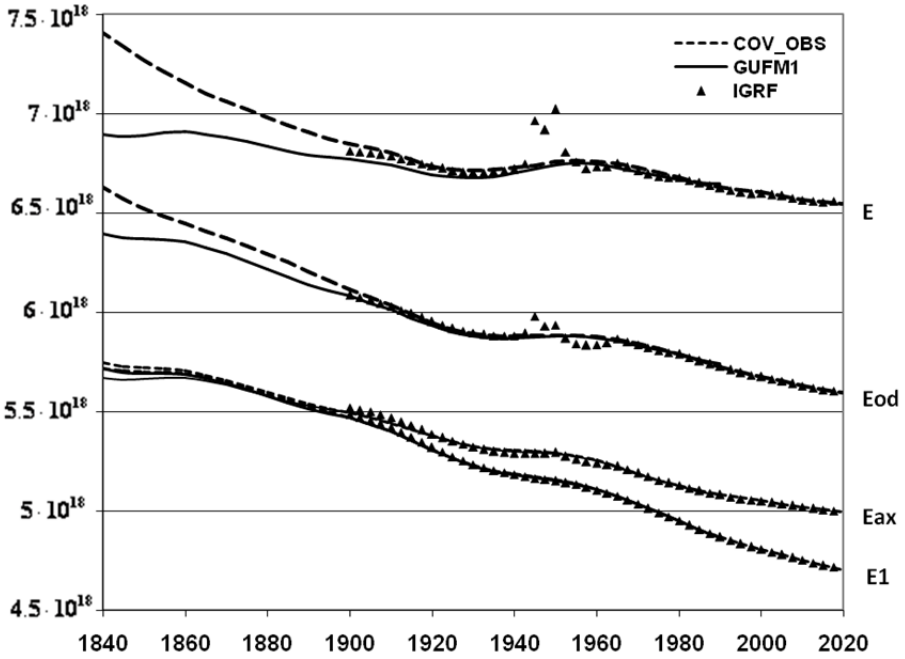


Рис. 2. - Для рассматриваемых моделей (см. легенду) сравниваются (в Дж): общая энергия E, сумма ее нечетных n=1,3,… в (3) составляющих Eod, энергия симметричного относительно оси вращения поля Eax с m=0 из (3) и дипольная энергия E1.

На рисунке 3 по аналогии с рис. 2 представлены суммарные мощности, которые существенно более вариативны по сравнению с энергиями и имеют порядок величины несколько десятых ГВт всюду за исключением IGRF «всплеска» величиной порядка 1 ГВт. Все это свидетельствует о сильной нелинейности геодинамо, которая должна воспроизводиться в геодинамо подобных моделях, [8; 9 и ссылки в них]. На рисунке 3 мощности преимущественно негативны, в основном, из-за уменьшения модуля диполя в современную эпоху.

Сравним на рис.4(а) экстремальные и средние спектральные энергии для всех трех рассматриваемых моделей. Видно, что IGRF «всплеск» сосредоточен в гармониках с n=9 и 10, а вариации остальных гармоник сходны во всех моделях. При этом n=3 доминирует над n=2. С n=3 до 8 – убывание, а далее доминирование n=9 над 8 и 10. Такое выделение нескольких спектральных

масштабов есть и в теоретических оценках [8], и в наиболее продвинутых численных геодинамо подобных моделях [9]. Еще ярче присутствие IGRF «всплеска» на рис.4(б) с экстремальными и средними спектральными мощностями. Близкие к нулю средние мощности свидетельствуют о почти периодическом поведении недипольного поля во всех гармониках за исключением 10-й IGRF гармоники.

Наиболее интересная эволюция «беспокойных» гармоник с n=9,10 из (3-4) представлена на рис. 5 в сравнении с их ближайшей «спокойной» гармоникой n=8. Из рисунка очевидно, что все «беспокойство» сосредоточилось в IGRF модели примерно с 1940 по 1965 гг. Две другие рассматриваемые модели всюду ведут себя «спокойно». Не ясно является ли столь значимый IGRF «всплеск» действительным отображением сильно нелинейной природы геодинамо или же это некоторое искусственное несовершенство IGRF модели.

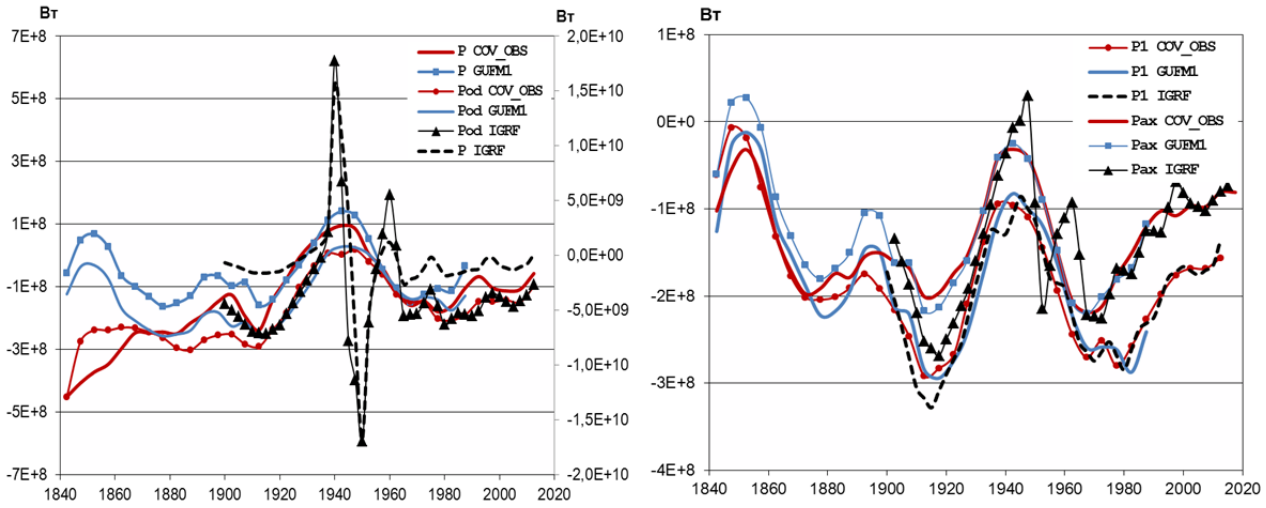


Рис. 3. - На рисунке слева сравниваются общая мощность P и сумма ее нечетных n=1,3,… в (3-4) составляющих Pod. Для P из модели IGRF ось справа, а для остальных – слева. На рисунке справа: мощность симметричного относительно оси вращения поля Pax с m=0 из (3-4) и дипольная мощность P1.

Далее мы детальнее рассмотрим спектры недипольного поля.

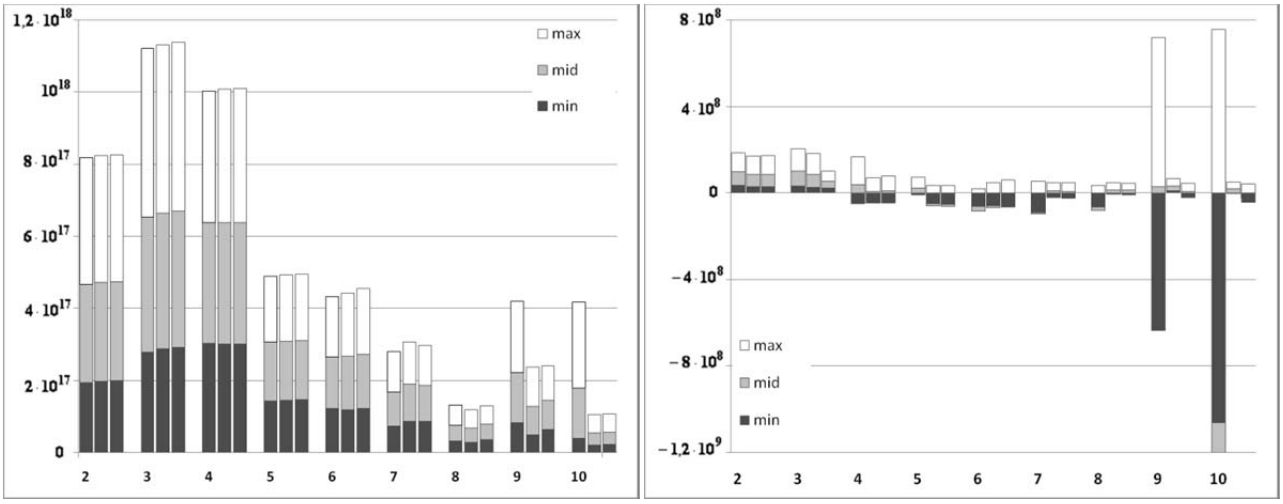
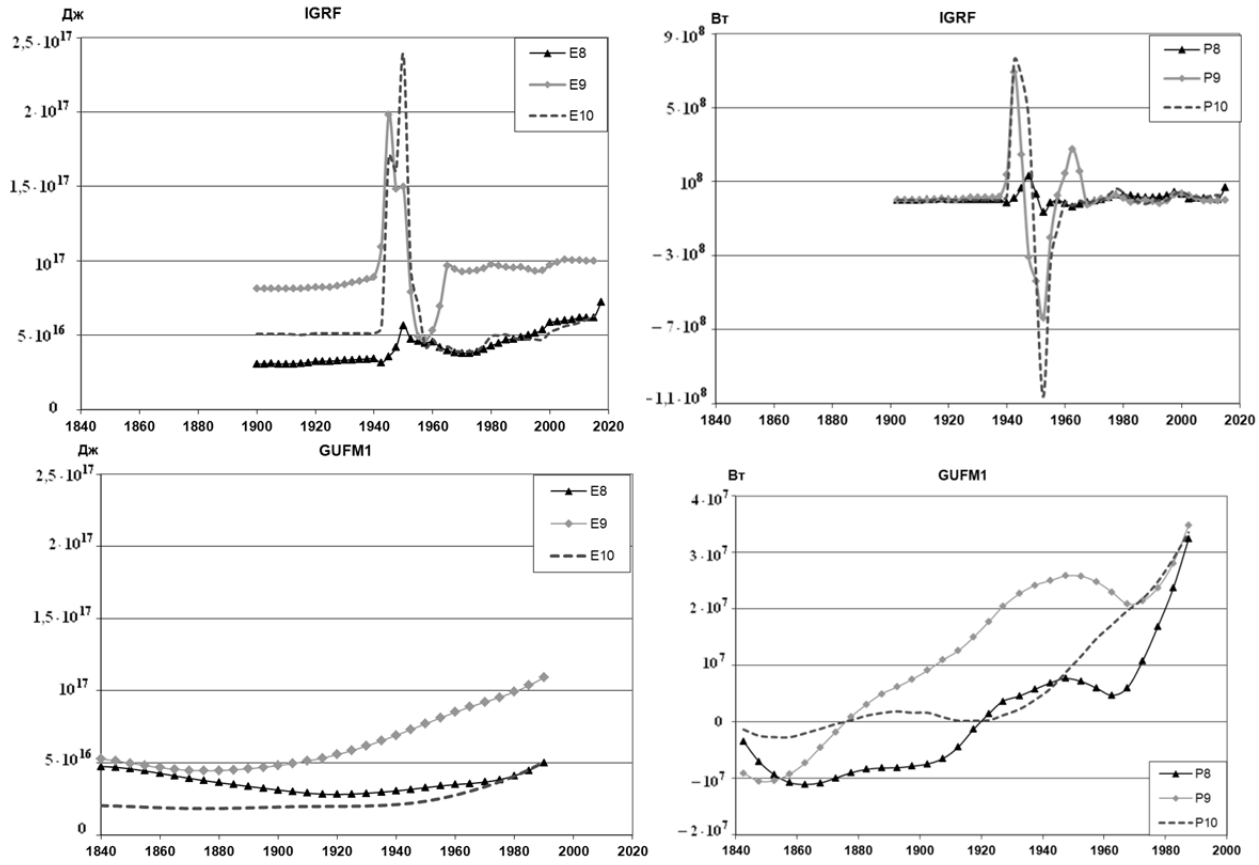


Рис. 4. - Накопительные гистограммы (а) спектров энергии (в Дж) и (б) спектров мощности (в Вт). Максимальные значения спектров для недипольных n>1 – светлые, средние значения – серые, а минимальные – черные. Каждый первый столбец из IGRF модели, второй из GUFM1 модели, третий из COV_OBS модели за их взаимно перекрывающийся период 1900-1990гг.



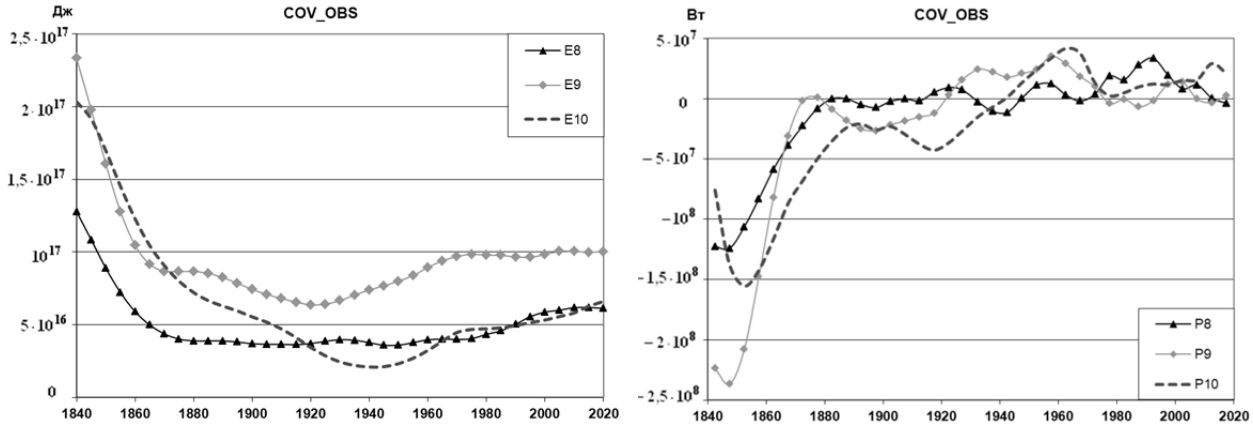


Рис. 5. - Эволюция гармоник с n=8,9,10 в (3-4) для мощности (справа) и энергии (слева). Верхняя пара– IGRF модель, средняя – GUFM1 модель и нижняя – COV_OBS модель.

Заключение

Далее суммируются наши основные результаты.

1. На основе трех ([5], [6], IGRF) общепризнанных наблюдательных моделей геомагнитного поля проанализированы суммарные и спектральные вариации энергии и мощности с 1840 по 2020 гг.

2. Суммарная энергия (~$6\cdot10^{18}$ Дж) и мощность (~10^8 Вт) определяются суммой нечетных мультиполей: диполь n=1, октуполь n=3 и т.д. Доминирует диполь, энергия которого близка ко всей энергии симметричного относительно оси вращения поля. Вариации энергий ~10% и сходны для всех моделей за исключением «всплеска» IGRF модели в 1945-1950 гг.

3. Спектральный анализ, показал, что «всплеск» сосредоточен в n=9 и 10, а вариации остальных мультиполей сходны во всех моделях. При этом n=3 доминирует над n=2. С n=3 до 8 – убывание, а далее доминирование n=9 над 8 и 10.

4. Близкие к нулю средние мощности при n>1 свидетельствуют о почти периодическом поведении недипольного поля, а существенные вариации мощности говорят о сильной нелинейности геодинамо. Этот результат работы и все ее предыдущие результаты хорошо согласуется с современными геодинамо моделями.

5. Новым вызовом для геомагнитных наблюдений и теории гидромагнитного динамо является столь значимый IGRF «всплеск» (см. результаты 2 и 3 выше), который может быть отображением нелинейной природы геодинамо. Альтернативно это может быть некоторым искусственным несовершенством IGRF модели. Возможно и то, что две другие слишком «спокойные» модели были подвержены излишнему сглаживанию. В любом случае эта открытая нами особенность заслуживает пристального внимания мирового геомагнитного и динамо сообщества.

Благодарности

Эта работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 16-05-00507-а).

Список литературы

1. Mauersberger P. Das Mittel der Energiedichte des geomagnetischen Hauptfeldes an der Erdoberflache und seine sakulare Anderung // *Gerlands Beitr. Geophys*. - 1956 - V. 65. - P. 207–2015.
2. Lowes F.J. Mean-square values on sphere of spherical harmonic vector fields // *J. Geophys. Res*. – 1966 - V.71, - P. 2179.
3. Lowes F.J. Spatial power spectrum of the main geomagnetic field, and extrapolation to the core // *Geophys. J. R. Astr. Soc*. – 1974 - V.36, - P. 717–730.
4. Зверева Т.И. Динамика главного магнитного поля Земли с 1900 года по наши дни // Юбилейный сборник ИЗМИРАН-75 «Электромагнитные процессы от недр Солнца до недр Земли». - Москва. - ИЗМИРАН. - С. 36-45. 2015.
5. Бондарь Т.Н., Головков В.П., Яковлева С.В. Пространственно-временная модель вековых вариаций геомагнитного поля в интервале с 1500 по 2000 гг. // *Геомагнетизм и аэрономия*. – 2002 - Т.42. - №6, - С.831-837.
6. Jackson A., Jonkers A.R.T., Walker M.R. Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records // *Phil. Trans. R. Soc. Lond*. – 2000 - V.A358, - P. 957–990.
7. Gillet N., Barrois O. Finlay C.C. Stochastic forecasting of the geomagnetic field from the COV-OBS.x1 geomagnetic field model, and candidate models for IGRF-12 // *Earth, Planet and Space.*- 2015. - 67:71.- DOI 10.1186/s40623-015-0225-z
8. Starchenko S.V. Analytic base of geodynamo-like scaling laws in the planets, geomagnetic periodicities and inversions // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2014 - V.54, - № 6. - P. 694-701.
9. Schaeffer N., Jault D., Nataf H.-C., Fournier A. Turbulent geodynamo simulations: a leap towards Earth's core // *Geophys. J. Int. -,* 2017. - V.211. - P.1–29.

Численное моделирование образования CRM и TRM и методов определения палеонапряженности Телье-Коэ и Вилсона-Буракова

Н.К. Сычева, В.П. Щербаков

Геофизическая обсерватория «Борок» – филиал государственного бюджетного учреждения науки Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук (ГО «Борок» ИФЗ РАН), 152742, Россия, Ярославская обл., пос. Борок, д. 142,
тел.: +74854724372, e-mail: sycheva@borok.yar.ru

Аннотация.

Предпринят новый цикл численного моделирования методом Монте-Карло образования химической остаточной намагниченности (CRM) и термоостаточной намагниченности (TRM) и методик определения палеонапряженности Телье-Коэ и Вилсона-Буракова в системе взаимодействующих суперпарамагнитных (СПМ) и однодоменных (ОД) частиц. Полученные результаты согласуются с гипотезой Smirnov&Tarduno, 2005, о том, что подобие спектров может быть обусловлено узостью интервала блокирующих температур *Tb* TRM и CRM, с поправкой, что подобие может наблюдаться лишь на части полного интервала спектра *Tb* при условии сосредоточения там значительной части полной интенсивности CRM.

Ключевые слова: химическая остаточная намагниченность, палеонапряженность, численное моделирование, метод Телье, метод Вилсона, блокирующие температуры

Введение

В наших предыдущих работах по численному моделированию процессов образования CRM (по механизму Хайга [1], т.е. за счёт роста размера зерен от СПМ до ОД) и TRM (на уже выросших до конечного объёма зёрнах), выполненного с учётом магнитостатического взаимодействия [2, 3], получены результаты, согласующиеся с теоретическими расчётами на основе теории среднего поля - величина CRM (и TRM) существенно определяется магнитостатическим взаимодействием между зёрнами, при этом взаимодействие приводит к заметному снижению интенсивности как CRM, так и TRM. В работе [3] было также выполнено численное моделирование методики Телье на ансамбле взаимодействующих ОД частиц, приобретших CRM за счёт роста их размера от СПМ до ОД. Практически на всех диаграммах Араи-Нагата (АН), построенных по результатам такого моделирования, можно выделить протяженный, очень близкий к линейному участок, по которому можно определить “палеонапряженность” B_{anc} (линейность диаграммы АН в том или ином температурном интервале как раз и означает подобие в нём спектров T_b). Немаловажно отметить, что такой участок можно выделить и при моделировании методики Телье на невзаимодействующих ОД зёрнах, что видимым образом находится в противоречии с соотношением для CRM/TRM, полученным Stacey & Banerjee [4], согласно которому теоретически спектры блокирующих температур для TRM и CRM для невзаимодействующих частиц неидентичны. Вывод о наличии квазилинейного участка на диаграммах АН был сделан и по ряду экспериментальных работ [5-8]. Авторы [9, 5] предположили, что TRM и CRM могут иметь схожую температурную стабильность, если обе намагниченности имеют узкий интервал блокирующих температур T_b. Если это так, то они будут обладать похожими спектрами T_b и тем самым будут плохо различимы с точки зрения экспериментов по методикам Телье или Вильсона-Буракова, давая в итоге ложные определения

палеонапряжённости. Таким образом, как экспериментальные данные, так и данные компьютерного моделирования говорят в пользу справедливости гипотезы среднего поля о схожей температурной стабильности TRM и CRM [9, 5], хотя и в ограниченном температурном интервале.

В этом случае одной из актуальных задач магнетизма горных пород является выяснение возможных причин этого явления. В настоящей работе мы предприняли новый цикл компьютерного моделирования образования CRM и TRM и методик Телье и Вилсона-Буракова (ВБ) в системе взаимодействующих СПМ и ОД частиц с целью сравнения температурных интервалов, на которых наблюдается подобие спектров T_b при работе тем или иным методом и выяснения возможных причин их возникновения.

Численное моделирование образования CRM

Методика моделирования приобретения TRM и CRM подробно описана в статье [2], а применительно к данным численным экспериментам в [3]. При расчете рассматривался ансамбль N_p зерен (N_p =5000 для взаимодействующих и N_p =50000 для невзаимодействующих частиц). Пространственные координаты частиц для каждой конфигурации задавались посредством случайного их выбора (с процедурой исключённого объёма) в кубе размера L, выбранного таким образом, чтобы выполнялось равенство $\sum_{i=1}^{N_p} v_i = cL^3$, где c – относительная объёмная концентрация ферримагнетика. Для каждой частицы случайным образом задавались пространственная ориентация лёгкой оси и направление магнитного момента вдоль этой оси. При с $\rightarrow$ 0 магнитостатическим взаимодействием, очевидно, можно пренебречь и в этом варианте численные расчёты намного упрощаются принятием условия c = 0. Расчеты проведены для начальных значений относительной объемной концентрации ферримагнетика c=0%, 0.05%, 0.1%, 0.2%, 0.5%, при температуре кристаллизации T_{CRM} = 400 °C с начальным размером частиц 34-37 нм и T_{CRM} = 500 °C с начальным размером частиц 44-47 нм. Такой спектр размеров частиц был выбран для того, чтобы на лабораторных масштабах времени частицы были суперпарамагнитными с временем релаксации (0.1-10) секунд. По ходу численного эксперимента размер каждой частицы случайно изменялся от цикла к циклу, максимально возможный прирост размера частицы за одни сутки составлял 15 нм при «длительности» всего “эксперимента” от 3 до 10 суток, с тем, чтобы на конечном этапе время релаксации было не менее одного года. Заметим, что при T_{CRM}=400°C и N_d = 1 время релаксации 1 год имеет частица размером 43 нм, т.е. при начальных размерах 34-37 нм частице достаточно вырасти всего на 6-9 нм, чтобы стать надёжно заблокированной на интервале времени в несколько суток. При образовании CRM концентрация частиц возрастает в силу роста их объёмов, поэтому в результатах по моделированию метода Телье, представленных ниже, дана уже окончательная концентрация частиц. Численный счёт заканчивался в тот момент, когда минимальное время релаксации превышало время «эксперимента» и, таким образом, собственно образование CRM завершалось, и дальнейшее изменение величины CRM могло происходить только за счёт изменения объёма уже заблокированных частиц и вариаций спонтанной намагниченности M_s.

Для численных расчётов интенсивность намагниченности ансамбля удобно записать в виде $M(t) = M_s(T)cj,\ j = \left(\sum_{i=1}^{i=N_p} (\mu_i \cdot \mathbf{B}) \cdot v_i / B \right) / \sum_{i=1}^{i=N_p} v_i$ где j - относительная намагниченность, вычисляемая как сумма по i произведений косинуса угла между вектором магнитного момента i-й частицы $\mathbf{m}_i = M_s v_i \boldsymbol{\mu}_i$ и вектором внешнего поля **B** на объем i-й частицы v_i, деленная на сумму объемов всех частиц ансамбля. Результаты численного моделирования процесса образования CRM для T_{CRM} = 400°C и различных значений c представлены на рисунке 1а. Усреднение проведено по числу вариантов от 50 (для невзаимодействующих частиц) до 70-100 (при учете взаимодействия). Для определения среднего по всем экспериментам применялась интерполяция рядов данных B-сплайнами с использованием процедур математической библиотеки IMSL для Фортрана. $M(t)$ включает в себя ***вклад*** СПМ зёрен, что проиллюстрировано на рис. 1а тонкими линиями, представляющими кривые относительного числа переворотов частиц в единицу времени. Отметим, что частота переворотов ведёт себя зеркально по отношению к поведению $j(t)$, и на финальном этапе расчётов, когда частицы блокируются, число переворотов, естественно, падает до нуля.

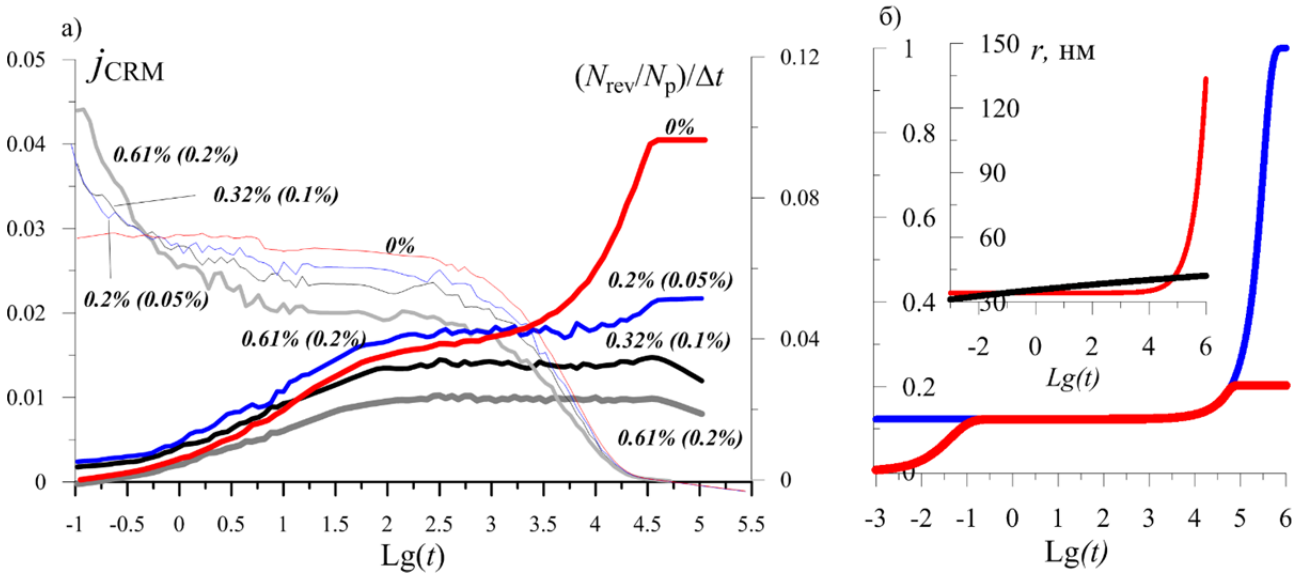


Рис. 1 – а) Результаты численного моделирования методом Монте-Карло. Кинетика приобретения $j(\mathrm{Lg}(t))$ в ансамбле ОД зерен в поле B = 80 A/m при различных значениях относительной объемной концентрации ферримагнетика c для температуры кристаллизации TCRM = 400 °C. Тонкими линиями нарисованы графики отношения числа переворотов частиц в секунду к общему числу частиц в зависимости от времени (правая ось ординат). Цифры при кривых дают объёмную концентрация частиц после завершения их роста, в скобках приводится начальная концентрация; б) Синяя линия - зависимость намагниченности $i(t)$. Красная линия маркирует величину CRM после блокировки магнитного момента частиц. На врезке показана зависимость размера образца (красная линия) и блокирующего размера (черная линия) от времени t. Пересечение этих кривых соответствует моменту блокировки магнитного момента частиц.

При взгляде на кривые намагничивания $j(t)$ бросается в глаза их неожиданно немонотонное поведение со временем, хорошо наблюдаемое для невзаимодействующих частиц (c = 0 %) и в какой-то мере проявляющее себя при начальной концентрации 0.05 % (рис. 1а). Действительно, вначале мы видим их быстрый рост на интервале от 0 до ≈ 100 сек., затем стагнацию (медленный рост),

продолжающуюся до (3-4) тысяч сек. Этот этап сменяется новым ростом *j*, совпадающим с падением числа переворотов частиц вплоть до их полной блокировки и заканчивающимся, вследствие этого, окончательной стабилизацией *j* на конечном этапе моделирования, что соответствует стадии формирования CRM. Для понимания физических причин такого поведения нормированной намагниченности мы проанализировали численное решение кинетического уравнения $x(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_1} - \frac{t}{\tau_2}\right) + \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2}\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1} - \frac{t}{\tau_2}\right)\right)$ для невзаимодействующих частиц при начальном условии $x(0) = ½$, здесь x - вероятность того, что магнитный момент **m** ориентирован параллельно произвольно выбранному положительному направлению **l** вдоль легкой оси, t - время, τ_1, τ_2- времена релаксации для достижения равновесия между параллельными и антипараллельными направлениями. Предполагаем, что рост размера частиц r со временем происходит по закону $r = a_0 + bt$, расчеты проведены для $b = 10^{-4}$ nm/sec, $a_0 = 34$ nm (начальный размер). Результаты расчёта приведены на рис. 1б, на котором ясно видны те же 4 стадии эволюции величины намагниченности со временем.

Очевидно, быстрый первоначальный рост намагниченности обусловлен тем, что в начале расчёта частицы полагались суперпарамагнитными ($v << v_b$) с нулевой суммарной исходной намагниченностью ($x(0) = ½$), поэтому в присутствии ненулевого внешнего поля **B** намагниченность ансамбля $2x - 1$ быстро достигла равновесной величины $(\tau_1 - \tau_2)/(\tau_1 + \tau_2)$. Длительность этого процесса (время релаксации) зависит от первоначального размера частицы, и, как показывает расчёт, если при $a_0 = 38$ nm τ_1 (и τ_2) ≈ 100 сек., то уже при $a_0 = 34$ nm этот процесс занимает всего 0.1 секунды. Стагнация вплоть до $t \approx 10^4$ сек обусловлена медленным ростом размеров зёрен на этом интервале времени (врезка к рис. 1б), так что равновесное значение намагниченности ансамбля (синяя линия) практически не меняется со временем. Но при $t \approx 10^4$ сек. начинается значительный рост объёма частиц, что отражается в росте равновесного значения намагниченности j. Однако, рост размера частиц, естественно, приводит к тому, что их объём сначала сравнивается, а затем и превышает блокирующий объём v_b (врезка к рис. 1б), в результате чего происходит фиксация CRM (красная линия на рис. 1б).

Численное моделирование методик Телье-Коэ и Вилсона-Буракова

Для проверки предположения о схожести температурной стабильности CRM и TRM в ансамблях взаимодействующих частиц проведено сравнение их спектров блокирующих температур путём компьютерного моделирования методов определения палеонапряженности – Вилсона-Буракова и Телье-Коэ. По методу Вилсона Буракова - вначале моделировалось приобретение CRM на ансамбле ОД частиц с последующим его «охлаждением» в поле 100 мкТ от T_{CRM} до комнатной температуры T_0 (образование pTRM). Затем полученная остаточная намагниченность CRM + pTRM «терморазмагничивалась» при «нагреве» ансамбля до температуры Кюри магнетита $T_c = 585°C$. Образование и «терморазмагничивание» TRM имитировалось путём «охлаждения» ансамбля в поле 100 мкТ от T_c до T_0 с последующим «нагревом» до T_c. Сравнение этих термокривых и составляет суть

метода Вилсона-Буракова. Для моделирования процедуры Телье-Коэ после образования CRM на ансамбле ОД частиц и «охлаждения» в поле от температуры образования CRM до комнатной температуры, моделировались парные “нагревы” до последовательно возрастающих температур, первый шаг (“нагрев-охлаждение”) – в нулевом поле, второй – «нагрев» в нулевом поле, «охлаждение» – в поле образования CRM B_{lab}= 100 мкТ. В целом каждый численный эксперимент Телье включал в себя 9 температурных «нагревов-охлаждений», по результатам которых строились диаграммы Араи-Нагата. Пример результатов численных экспериментов для T_{CRM}=400°C показан на рис. 2 для относительной объемной концентрации c = 0% (диаграммы слева) и c = 0.61% (диаграммы справа). Для построения графиков использованы усредненные данные по Монте-Карло экспериментам числом от 50 до 99. Величина $k = B_{anc}/B$, приведённая на графиках, есть относительная «палеонапряжённость».

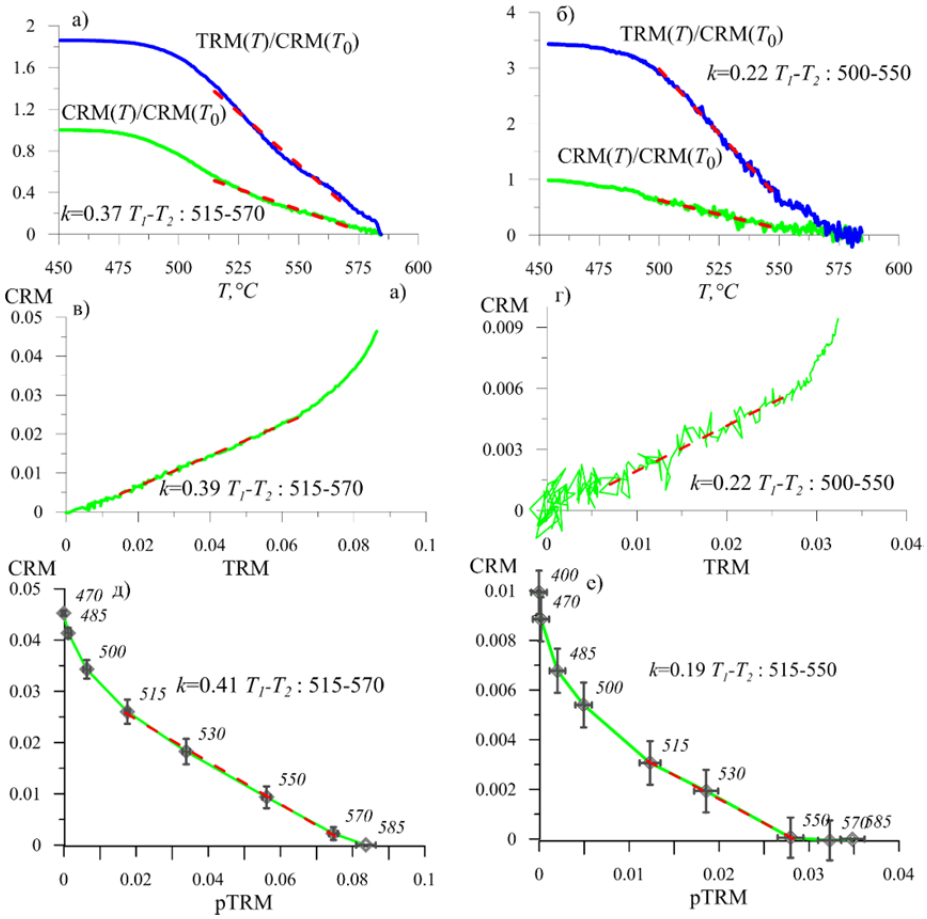


Рис. 2 - Результаты численного моделирования, слева - для невзаимодействующих частиц (c = 0 %), справа - с учетом взаимодействия (c=0.61%): а), б), в), г) - метод Вилсона-Буракова; д), е) – метод Телье-Коэ, диаграммы Араи-Нагата.

Диаграммы на рис. 2 а), б) дают стандартное представление метода Вилсона-Буракова путём сопоставления кривых терморазмагничивания CRM(T) и TRM(T), в то время как диаграммы {CRM, TRM} на рис. 2 (в), г)) построены по аналогии с методикой Телье как непрерывная зависимость CRM(TRM), где величины CRM и TRM отвечают текущей температуре T. Такая методика представления результатов метода Вилсона-Буракова была предложена в работе [10], и она имеет то

преимущество, что на ней наглядно видны участки с подобными спектрами Tb, отвечающие прямолинейной зависимости CRM(TRM). Поскольку одной из задач данного исследования является как раз выяснение степени подобия спектров CRM и TRM, такие диаграммы были построены для всех просчитанных случаев с целью обнаружения и фиксации таких прямолинейных участков, из полученных диаграмм следует, что результаты численного моделирования методик Телье и Вилсона-Буракова для взаимодействующих и невзаимодействующих частиц, показывают большое сходство в смысле общего поведения диаграмм АН и ВБ. Иными словами, гипотеза Draeger et al. [5], что именно взаимодействие приводит к сходству спектров Tb CRM и TRM, не подтверждается. Но результаты согласуются с гипотезой о том, что подобие спектров может быть обусловлено узостью интервала блокирующих температур TRM и CRM [9, 5], с поправкой, что подобие может наблюдаться лишь на части полного интервала спектра Tb при условии, что там сосредоточена значительная часть полной интенсивности CRM.

Выводы

Результаты компьютерного моделирования показали, что на всех диаграммах Араи-Нагата {CRM, TRM} присутствует область приближённого подобия спектров, нижняя граница которой лежит заметно выше TCRM, а верхняя граница приближается к Tc. Эта область занимает довольно узкий температурный интервал (T1, T2) шириной от 12 до 60 °C, занимая при этом на диаграмме {CRM, TRM} примерно половину её полной длины. Квазилинейность диаграммы Араи-Нагата на интервале (T1, T2) позволяет выполнить формальное определение величины древнего поля, величина которого может быть занижена в (1.5 – 5) раз по сравнению с реальной величиной. Степень занижения зависит от спектра размеров частиц, то есть спектра блокирующих температур – чем он жёстче, тем больше занижение. Вместе с тем, на остальном температурном интервале как диаграммы Араи-Нагата, так и кривые зависимости CRM(TRM) оказываются существенно вогнутыми, что говорит об отсутствии подобия спектров. Полученные выводы соответствуют имеющимся экспериментальным данным [5-8].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-05-00259.

Список литературы

1. Хайг Г. Возникновение остаточной намагниченности при химических изменениях. / В кн. Палеомагнетизм. Под ред. Г.Н.Петровой. М.: ИЛ, 1962, с.67-86.
2. Shcherbakov V.P., Sycheva N.K., Lamash B.E. Monte Carlo modelling of TRM and CRM acquisition and comparision of their properties in an ensemble of interacting SD grains // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 26. №20. P. 2827-2830.
3. Щербаков В. П., Н. К. Сычева, С. К. Грибов, Экспериментальное и численное моделирование процесса образования химической остаточной намагниченности и методики Телье // Физика Земли. 2017. № 5. С. 30–43.
4. Stacey F.D., Banerjee S.K. The physical principles of the rock magnetism. / Elsevier, Amsterdam. 1974. 195 pp.

5. Draeger, U., M. Prevot, T. Poidras, and J. Riisager Single-domain chemical, thermochemical and thermal remanences in a basaltic rock // Geophys. J. Int. 2006. 166. P. 12–32.
6. Грибов С.К. О влиянии термохимической намагниченности титаномагнетитсодержащих базальтов на результаты определения палеонапряженности методом Телье: новые экспериментальные данные / Шестнадцатая международная конференция “Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле”. Москва, 28-30 сентября, Борок, 2 октября 2015 г. Материалы конференции. М.: ИГЕМ РАН, 2015. С.82-85.
7. Грибов С. К., А. В. Долотов, В. П. Щербаков, Экспериментальное моделирование химической остаточной намагниченности и методики Телье на титаномагнетитсодержащих базальтах // Физика Земли. 2017. № 2. С. 109–128.
8. Gribov S. K., V. P. Shcherbakov and N. A. Aphinogenova Magnetic Properties of Artificial CRM Created on
9. Titanomagnetite-Bearing Oceanic Basalts // Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism. International Conference on Geomagnetism, Paleomagnetism and Rock Magnetism (Kazan, 2017). Springer Geophysics. 2018. P. 173-194.
10. *Smirnov, A. V., Tarduno J. A.* Thermochemical remanent magnetization in Precambria rocks Are we sure the geomagnetic field was weak? // J. Geophys. Res. 2005. 110. B06103.
11. Muxworthy A.R., Ji X., Ridley V., Pan Y., Chang L., Wang L., Roberts A.P. Multi-protocol palaeointensity determination from middle Brunhes Chron volcanics, Datong Volcanic Province, China // Phys. Earth Planet. Int. 2011. 187. P. 188-198.

Магнитные свойства кирпичей: суперпарамагнетизм и высококоэрцитивная магнитная фаза с низкими блокирующими температурами

П.В. Харитонский[(1)], А. Костеров[(2)], И.М. Берестнев[(2)], Е.С. Сергиенко[(2)]

[(1)] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
e-mail: peterkh@yandex.ru
[(2)] Санкт-Петербургский государственный университет

Аннотация.

Проведено магнитоминералогическое исследование небольшой коллекции кирпичей возрастом от современного до ~ 250 лет. Показано, что во всех образцах присутствуют минимум две магнитных фазы – магнитомягкая и магнитожесткая. Магнитомягкую фазу можно отождествить с сильно окисленным магнетитом или маггемитом. Природа магнитожесткой фазы остается не вполне ясной; можно предположить, что она представляет собой особую аллотропную форму оксида железа (III) с орторомбической кристаллической структурой.

Ключевые слова: магнитная минералогия, археологическая керамика, суперпарамагнетизм, термомагнитный анализ

Введение

Археологическая керамика – наиболее широко распространенный и доступный материал, по которому может быть получена информация о тонкой структуре геомагнитного поля для последних 8-10 тысячелетий [1-4]. Важным достоинством керамики как объекта палеомагнитных исследований является независимый контроль возраста археологическими методами, часто с очень хорошей точностью (< 100 лет в последние ~ 3000 лет, несколько сот лет в более древние эпохи).

Как и при палеомагнитных исследованиях горных пород, для корректной интерпретации результатов магнитной чистки и определения напряженности древнего геомагнитного поля по керамике требуются возможно более детальные сведения о минералах-носителях естественной остаточной намагниченности образцов. До недавнего времени, однако, считалось, что магнитная минералогия археологической керамики довольно проста, и основными магнитными фазами в ней служат гематит и магнетит / маггемит [5-7]. Однако недавно было обнаружено [8, 9], что во многих образцах керамики присутствует высококоэрцитивная магнитная фаза (High-Coercivity-Low-unblocking-Temperature, HCLT-фаза), характеризующаяся в то же время относительно низкими, < 200°C, блокирующими температурами. В работе [10] эта фаза предположительно отождествлена с особой кристаллической формой оксида железа (III) ε-Fe_2O_3, обладающей орторомбической кристаллической решеткой [11, 12].

Образцы и методика эксперимента

Магнитная минералогия археологической керамики исследовалась на примере небольшой коллекции кирпичей из разных регионов Европейской России возрастом от современного до ~ 300 лет. Исторические образцы отбирались (1) на островах северной Ладоги и Приладожья из церковных построек, относящихся к началу 20-го века и (2) в Ярославской области из руинированных церквей

(начало-середина 18-го века). При распиловке современных кирпичей обнаружено, что их структура неоднородна, и в центре кирпича существует менее обожженная область, которая имеет более темный по сравнению с остальным объемом цвет (рис. 1). Это учитывалось при исследовании магнитных характеристик: изучались образцы из каждой области. Исторические кирпичи наших коллекций подобной особенностью не обладают.

Магнитные измерения включали следующее. Петли гистерезиса и кривые размагничивания остаточной намагниченности обратным полем измерялись при комнатной температуре с помощью вибрационного магнитометра LakeShore 7410, в максимальном поле 1.8 Тл с примерно логарифмическим шагом по полю. Термомагнитный анализ при высоких температурах проводился по начальной магнитной восприимчивости, с помощью моста MFK-1FA и печи CS4, на воздухе. С тем, чтобы выявить возможное присутствие суперпарамагнитных частиц, начальная магнитная восприимчивость измерялась при комнатной температуре на трех частотах – 1, 4 и 16 кГц. Для отдельных образцов частотная зависимость восприимчивости в диапазоне от 11 до 7000 Гц измерялась как функция температуры от 2 до 300 К.

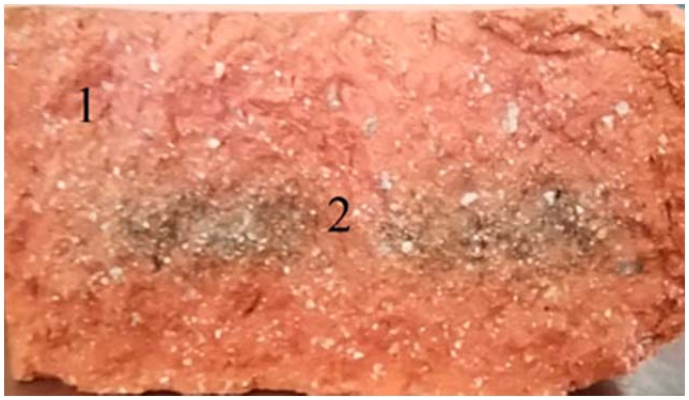


Рис. 1 – Неоднородность современного кирпича. 1 – краевая часть, 2 – центральная часть.

Результаты и их обсуждение

Температурные кривые магнитной восприимчивости, измеренные при высоких (рис. 2) и низких (рис. 3) температурах, показывает, что ни один из исследованных образцов не содержит стехиометрического магнетита, поскольку на низкотемпературных кривых отсутствует переход Вервея [13, 14]. Фаза с температурами Кюри в 500-600°C, присутствующая во всех образцах, может быть тогда отождествлена с сильно окисленным магнетитом или маггемитом, возможно, катион-замещенным. Температуры Кюри, соответствующие гематиту, не обнаружены. В то же время в большинстве образцов наблюдались точки перегиба около 200°C (рис. 2а, д, е), характерные, согласно [8, 9], для HCLT-фазы.

Петли гистерезиса, измеренные при комнатной температуре (рис. 4), имеют характерную перетянутую форму, свидетельствующую о присутствии двух фаз, магнитомягкой и магнитожесткой. Магнитомягкую фазу естественно связать с окисленным магнетитом/маггемитом, выявленным по

результатам термомагнитного анализа. Магнитожесткую же фазу, чья намагниченность не насыщается в максимальном поле, использованном для построения петель гистерезиса (1.8 Тл), в случае керамики обычно приписывают присутствию гематита. В нашем случае, однако, намагниченность в поле 1.8 Тл достигает нескольких десятых А·м²/кг. Будь эта намагниченность обусловлена гематитом, он должен был бы составлять до 20 % образца по массе, что совершенно невероятно с точки зрения технологии кирпичного производства. К тому же, в этом случае на температурных кривых восприимчивости должна была бы наблюдаться соответствующая гематиту температура Кюри.

Отметим, что, судя по петлям гистерезиса, магнитомягкая и магнитожесткая фаза присутствуют в образцах в различных пропорциях, причем наблюдается уменьшение содержания жесткой фазы по мере удревнения кирпичей. Наша коллекция недостаточно велика, чтобы делать окончательные выводы, но можно предположить, что эта закономерность обусловлена различием в технологии производства кирпичей (например, различной температурой обжига), либо нестабильностью магнитожесткой фазы во времени.

Во всех исследованных образцах наблюдается сильная частотная зависимость восприимчивости (рис. 3), простирающаяся от ~ 20 К до 300 К и, очевидно, выше. Как правило, такое поведение связывается с присутствием в образцах очень мелких суперпарамагнитных частиц [15, 16]. В нашем случае, однако, такой вывод может оказаться преждевременным, поскольку петли гистерезиса и кривые размагничивания I_{rs} полем противоположного знака (рис. 4) не указывают на присутствие заметного количества фазы с нулевой или очень малой коэрцитивной силой.

Благодарности

Образцы исторических кирпичей предоставлены В.В. Карпинским (кафедра физики Земли, СПбГУ) и Н.В. Сальной (ИФЗ РАН). Измерения проводились в ресурсных центрах Научного парка СПбГУ: «Геомодель», «Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники», «Инновационные технологии композитных наноматериалов» и «Центр рентгеновских дифракционных исследований». Работа частично поддержана грантом РФФИ 18-05-00626.

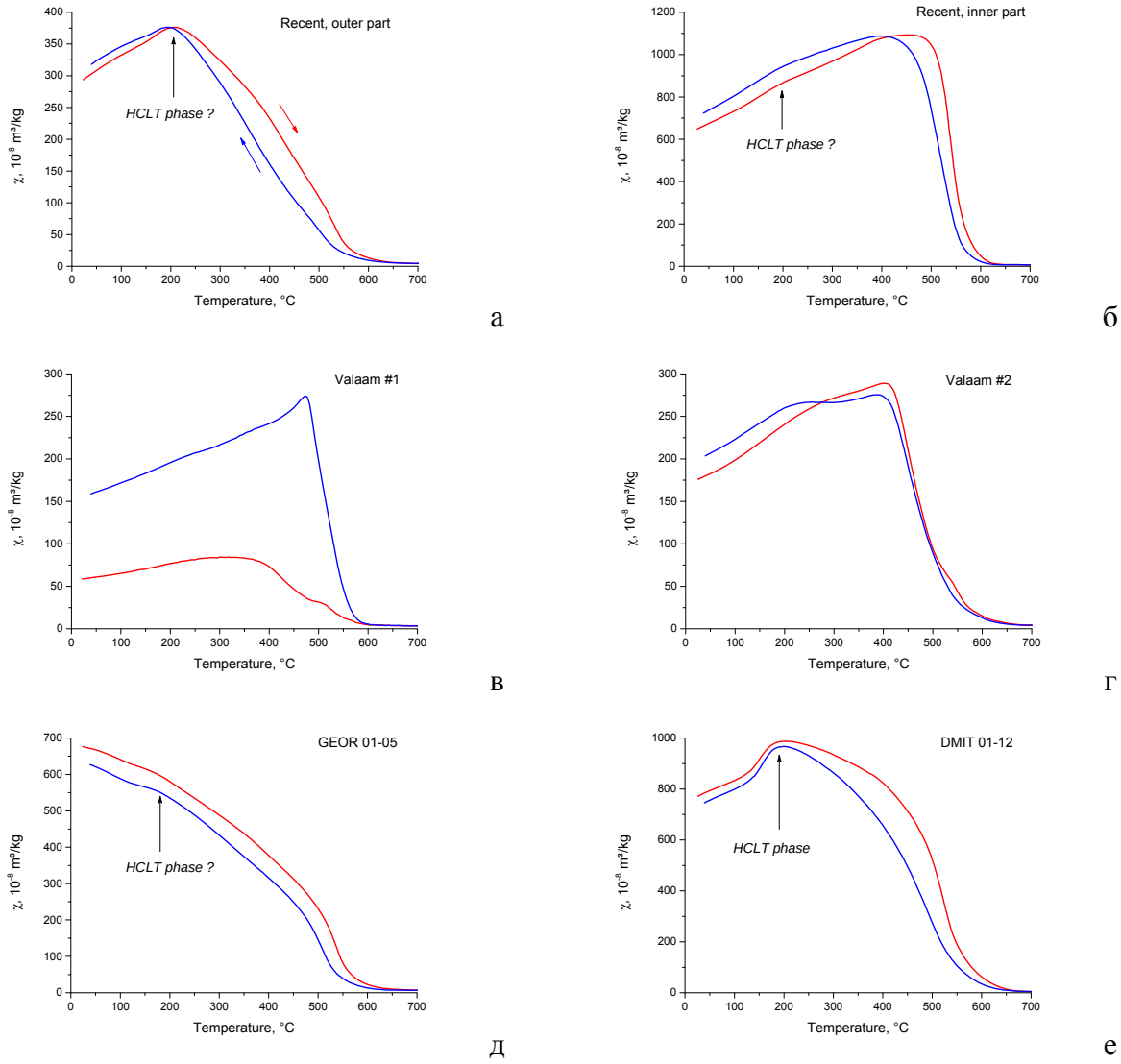


Рис. 2 – Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости. Красные кривые – нагрев, синие – охлаждение. Особенности, вызываемые гипотетической HCLT-фазой, отмечены стрелками.

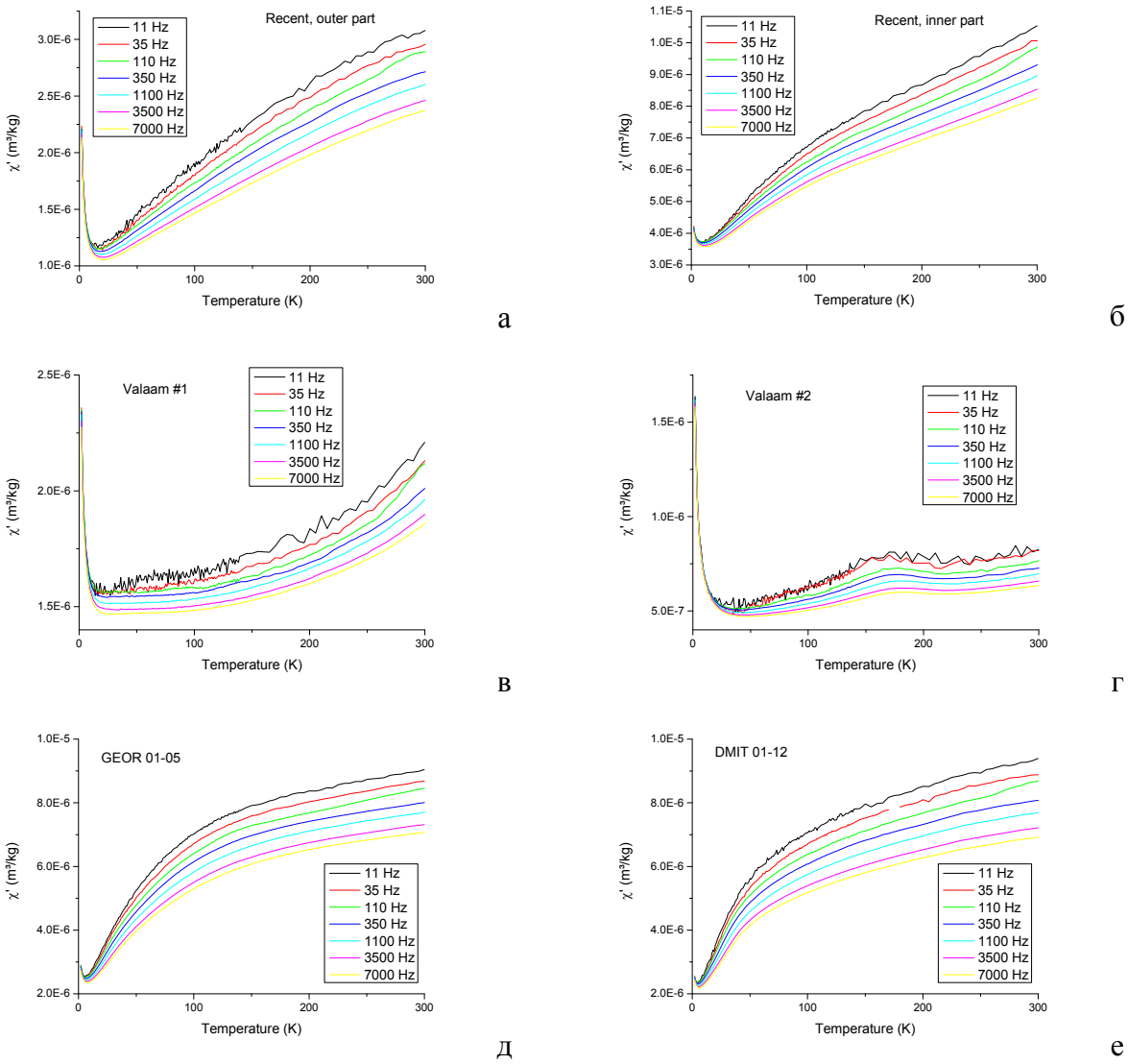


Рис. 3 – Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости, измеренные между 2 и 300 К на семи различных частотах.

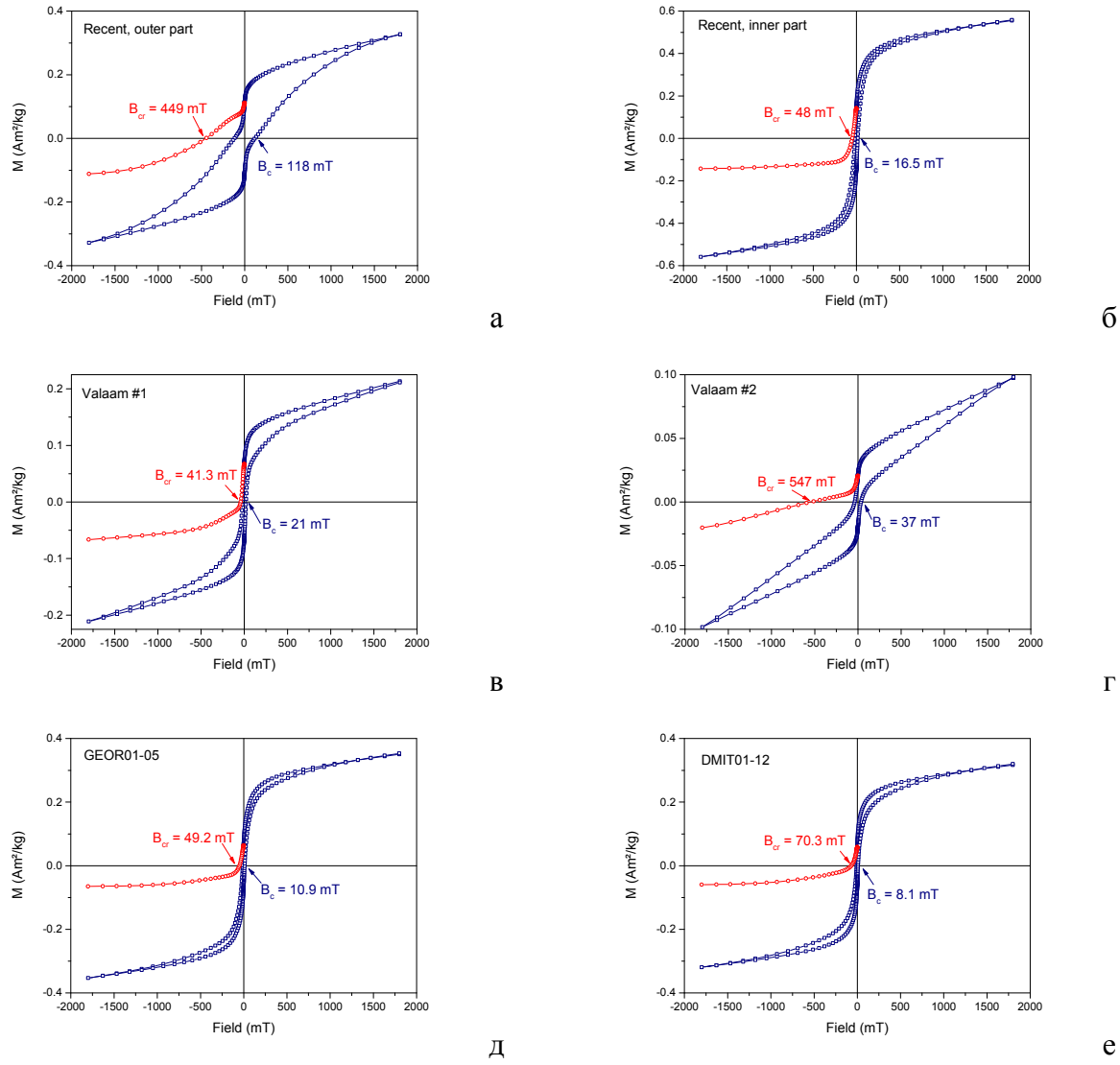


Рис. 4 – Петли гистерезиса и кривые перемагничивания I_{rs} полем противоположного знака. Значения параметров B_c и B_{cr} указаны на графиках.

Список литературы

1. Бурлацкая С. П. Археомагнетизм: исследование магнитного поля Земли в прошлые эпохи. – М.: Наука, 1965.

2.Бурлацкая С. П. Археомагнетизм: структура и эволюция магнитного поля Земли. – М.: ГЕОС, 2007.

3. Creer K. M., Tucholka P., Barton C. E. (ed.). Geomagnetism of baked clays and recent sediments. – Amsterdam: Elsevier, 1983.

4. Genevey, A., Y. Gallet, C. G. Constable, M. Korte, and G. Hulot (2008), ArcheoInt: An upgraded compilation of geomagnetic field intensity data for the past ten millennia and its application to the recovery of the past dipole moment, Geochem. Geophys. Geosyst., 9, Q04038, doi: 10.1029/2007GC001881.

5. Cui, Y., and K. L. Verosub (1995), A mineral magnetic study of some pottery samples: possible implications for sample selection in achaeointensity studies, Phys. Earth Planet. Inter., 91, 261-271.

6. Cui, Y., K. L. Verosub, A. P. Roberts, and M. Kovacheva (1997), Mineral magnetic studies of archaeological samples: Implications for sample selection for paleointensity determinations, J. Geomag. Geoelectr., 49, 567-585.

7. Jordanova, N., E. Petrovský, and M. Kovacheva (1997), Preliminary rock magnetic study of archaeomagnetic samples from Bulgarian prehistoric sites, J. Geomag. Geoelectr., 49, 543-556.

8. McIntosh, G., M. Kovacheva, G. Catanzariti, M. L. Osete, and L. Casas (2007), Widespread occurrence of a novel high coercivity, thermally stable, low unblocking temperature magnetic phase in heated archeological material, Geophys. Res. Lett., 34, L21302, doi: 21310.21029/22007GL031168.

9. McIntosh, G., M. Kovacheva, G. Catanzariti, F. Donadini, and M. L. Osete Lopez (2011), High coercivity remanence in baked clay materials used in archeomagnetism, Geochem. Geophys. Geosyst., 12(2), Q02003, doi:02010.01029/02010GC003310.
10. López-Sánchez, J., G. McIntosh, M. L. Osete, A. del Campo, J. J. Villalaín, L. Pérez, M. Kovacheva, and O. Rodríguez de la Fuente (2017), Epsilon iron oxide: Origin of the high coercivity stable low Curie temperature magnetic phase found in heated archeological materials, Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 18(7), 2646-2656.
11. Jin, J., K. Hashimoto, and S.-i. Ohkoshi (2005), Formation of spherical and rod-shaped e-Fe2O3 nanocrystals with a large coercive field, J. Mater. Chem., 15, 1067-1071.
12. Gich, M., et al. (2006), High- and low-temperature crystal and magnetic structures of e-Fe2O3 and their correlation to its magnetic properties, Chem. Mater., 18(16), 3889-3897.
13. Verwey, E. J. W. (1939), Electronic conduction of magnetite (Fe3O4) and its transition point at low temperatures, Nature, 144, 327-328.
14. Kosterov, A. A. (2003), Low-temperature magnetization and AC susceptibility of magnetite: effect of thermomagnetic history, Geophys. J. Int., 154, 58-71.
15. Mullins, C. E., and M. S. Tite (1973), Magnetic viscosity, quadrature susceptibility, and frequency dependence of susceptibility in single-domain assemblies of magnetite and maghemite, J. Geophys. Res., 78, 804-809.
16. Forster, T., M. E. Evans, and F. Heller (1994), The frequency-dependence of low-field susceptibility in loess sediments, Geophys. J. Int., 118(3), 636-642.

Магнитные свойства осадков озера Большое Яровое и реконструкция палеоклимата на интервале от 500 до 8000 лет тому назад

В.П. Щербаков[(1,2)], Л. Р. Косарева[(1)], Д. К. Нургалиев[(1)], Н.Г. Нургалиева[(1)], Н.К. Сычева[(2)], В. Антоненко[(1)], Д. М. Кузина[(1)], В. Г. Евтюгин[(1)]

(1)Казанский (Приволжский) федеральный университет (КФУ), Институт геологии и нефтегазовых технологий, 420111, Россия, Республика Татарстан, г. Казань, ул. Кремлевская, д. 4/5

(2)Геофизическая обсерватория «Борок» – филиал государственного бюджетного учреждения науки Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук (ГО «Борок» ИФЗ РАН), 152742, Россия, Ярославская обл., пос. Борок, д. 142, тел.: +74854724243, e-mail: shcherb@borok.yar.ru

Аннотация.

Изучены вариации магнитных свойств и геохимических индексов отложений гипергалинного озера Большое Яровое (Алтай) по 5 кернам длиной до 4.5 м, покрывающим временной интервал до 9000 лет. По 792 образцам, отобранным с шагом 2 см в колонках 1-4, были получены коэрцитивные спектры (КС), по которым выделены магнитомягкая (детритовая) и магнитожёсткая (биогенная) компоненты с максимумами в интервалах (10-15) мТл и (35-50) мТл, соответственно. По вариациям магнитных свойств и геохимических модулей реконструирована климатическая история окрестностей озера, поскольку магнитные свойства осадков отражают изменения в области привноса материала, климата и окружающей среды, биопродуктивности озера и развития популяции магнитотактических бактерий (МТБ).

Ключевые слова: озерные отложения, магнитные свойства, Алтай, палеоклимат

Объект исследования

Большое Яровое – бессточное горько-соленое озеро, расположенное на юго-западе Сибири, в Славгородском районе Алтайского края, в западной части Кулундинской равнины. Площадь акватории составляет 70 км^2. Его средняя глубина – 4–4.25 м, максимальные глубины достигают 8 и более м. Общая площадь водосбора примерно 560 км^2. С востока озера расположены солончаки. Длина озера 11.5 км, максимальная ширина 8 км [1]. В рамках научно-исследовательской экспедиции сотрудников КФУ в 2008 г. было получено 5 керновых колонок. Произведен послойный отбор проб в немагнитные кубические пластиковые контейнеры (2.2×2.2×2.2 см) для палеомагнитных исследований и маркированные зип-пакеты для лабораторных исследований с шагом 2 см.

Лабораторные исследования

Методом коэрцитивной спектрометрии (КС) были изучены 792 образца колонок № 1-4. Шаг отбора образцов составил 2 см. Внешнее поле изменялось от 0 до 500 мТл с шагом 0.5 мТл для колонок 1 и 2 и с шагом 1 мТл для колонок 3 и 4. Микроскопия и элементный анализ проводились в Междисциплинарном центре «Аналитическая микроскопия» КФУ. Оценка возраста отложений в ETH, Цюрих. На базе КФУ выполнен геохимический анализ колонок № 1 и 3, по которым составлены ряды геохимических индексов и отношений для образцов, взятых через каждые 10 см, начиная с уровня 5 см.

К сожалению, термомагнитный анализ свежих образцов не позволил определить минеральный состав основных носителей намагниченности в осадках озера ввиду их сильной

нестабильности к нагревам. Измерения параметров магнитного гистерезиса показали, что исследуемые образцы характеризуются смесью однодоменных (ОД), суперпарамагнитных (СПМ) и многодоменных (МД) зерен, что подтверждается и прямыми электронно-микроскопическими наблюдениями.

Электронно-микроскопические исследования

Как видно из рис. 1a, детритовая компонента в образцах представлена крупными аллотигенными зернами, среди которых обнаруживаются крупные зерна магнетита, сульфидов и сульфатов железа, титаномагнетита и хромистого магнетита. Помимо этого, на снимках обнаружены магнетитовые сферулы размером от 3 до 35 мкм космического происхождения. Биогенная компонента, продуцированная магнитотактическими бактериями (МТБ) присутствует во всех образцах и представлена скоплениями магнитосом, большинство из которых достигают в длину 70–120 нм (рис. 1b). В образце 834 обнаружены магнитосомы размера (200-800) нм в форме вытянутого октаэдра (рис. 1c). Отметим, что частицы таких размеров (giant magnetofossils) были найдены ранее в образцах пелагических морских осадков Южной Атлантики, и их присутствие соответствовало тёплому периоду в истории Земли (Paleocene-Eocene Thermal Maximum) [2]. Помимо ОД и МД частиц, на электронно-микроскопических снимках обнаруживаются и СПМ частицы в виде скопления мелких, размером < 20 нм зерен, скорее всего, бактериального происхождения.

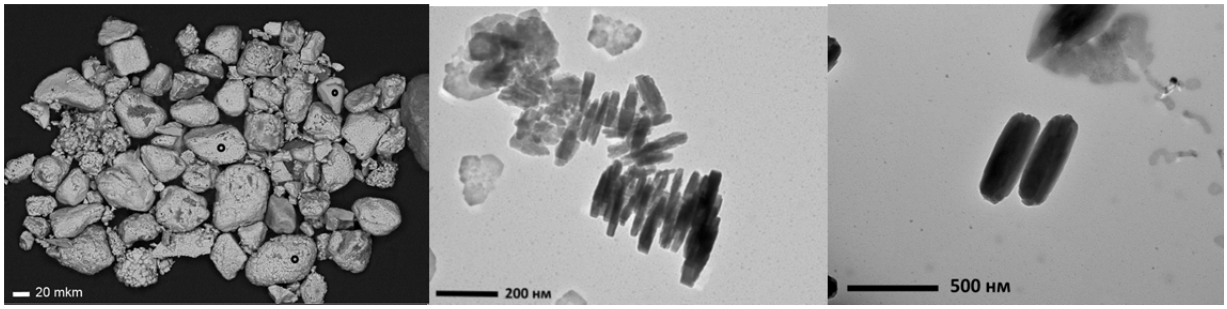


Рис. 1 - Снимки сканирующей электронной микроскопии магнитного сепарата образцов колонки 4. Круги черного цвета – точки микрозондового анализа.

Компонентный анализ по спектрам нормального перемагничивания на основе метода неотрицательной матричной факторизации (NMF)

В методе NMF экспериментальные матрица X представляется в виде произведения матрицы **S** и **A** меньшей размерности, что **X≈AS**, где S есть матрица конечных членов разложения, а **A** - матрица коэффициентов [3]. Как видно из рис. 2a, максимум мягкой компоненты A_2 (синяя линия) расположен в интервале (10-15) мТл, а жёсткой A_1 (красная линия) - в интервале (35-50) мТл. В терминах стандартной номенклатуры [4] жёсткую компоненту с пиковым значением (35-50) мТл следует отнести к биогенной компоненте BS, а мягкую – к смеси детритовой составляющей D и биогенной. Рис. 2b и 2c иллюстрируют хорошую представительность полного сигнала суммой двух компонент.

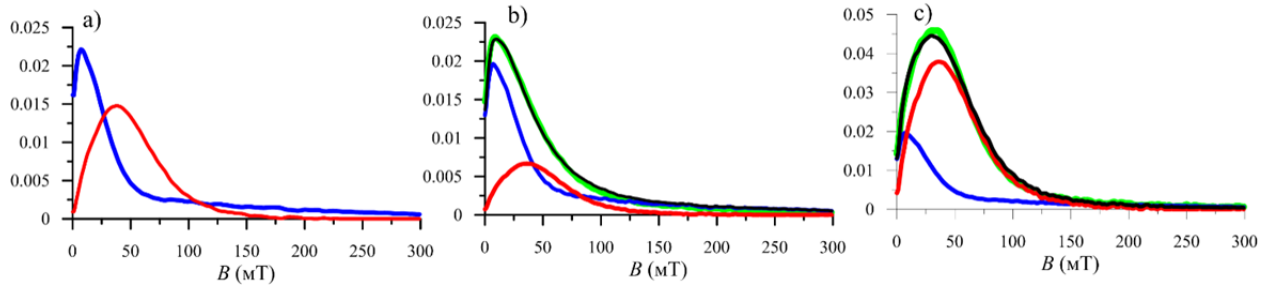


Рис. 2 - Колонка 3. a) График компонент разложения S1(B) и S2(B) для колонки 3. Компоненты S1(B) и S2(B), а также КС образцов на рисунках b) и c) нормированы так, что интеграл от них равен 1. b) и c). Сравнение КС экспериментальных данных (черная линия) и их приближения суммой двух компонент (зеленая линия) для образцов глубины керна 143 и 231 см, соответственно.

Климатическая реконструкция

По совокупности геохимических отношений можно выделить уровни, соответствующие событиям относительного похолодания, потепления и роста солёности водоёма [5]. Среди геохимических индикаторов для исследуемого водоёма наиболее информативными оказались отношение Ca/Mg и содержание SrO. Уменьшение значения отношения Ca/Mg указывает на увеличение в осадках магния и магнезиального кальцита, что может свидетельствовать о повышении солености воды из-за интенсификации испарения. Индикатором повышенных температур, приводящих, в частности, к увеличению испарения и солёности воды, может служить уменьшение содержания SrO (и увеличение концентрации брома).

На рис. 3 сопоставлены данные по отношению CaO/MgO и содержанию SrO по третьей колонке. Как видно, эти кривые демонстрируют в основном симбатное поведение, как это и должно быть согласно вышеописанной интерпретации: совпадение минимумов означает наступление тёплого и сухого периода и наоборот. Общий тренд потепления и снижения увлажнения вполне согласуется с гипотезой о постепенной аридизации климата в голоцене, что подтверждается и присутствием в колонках гипса, уменьшением содержания арагонита и увеличением содержания галита вверх по колонкам.

Обратим внимание на то, что кривые интенсивности A_1 и A_2 на интервале (3000-7000) лет идут в фазе с геохимическими индексами, то есть их максимумы совпадают с максимумами CaO/MgO и SrO. Иными словами, в этом временном интервале рост интенсивности как биогенной жёсткой, так и мягкой детритовой компонент приурочен к прохладным и влажным (пониженная солёность и трансгрессия) периодам. На этом фоне выделяются 3 пика интенсивности A_1, отмеченные на графике, при этом два первых пика совпадают с пиками интенсивности мягкой компоненты A_2. Первый пик можно связать с похолоданием среднего Бронзового века, которое отмечается трансгрессией озер Западной Сибири [6]. Второй пик, скорее всего, следует сопоставить с глобально наблюдающимся Пиорским колебанием с влажным относительно прохладным климатом, разделяющим тёплую Атлантическую и прохладную Суббореальную стадии. Хотинский [7] определяет именно рубеж (4500-5000) лет, как западносибирский вариант атлантико-суббореальной границы, который

характеризуется значительным изменением растительности района в этот период. Подчеркнём, что это же время период отмечается и развитие балхашской трансгрессии и увеличение влажности по данным оз. Аиби, Китай [8].

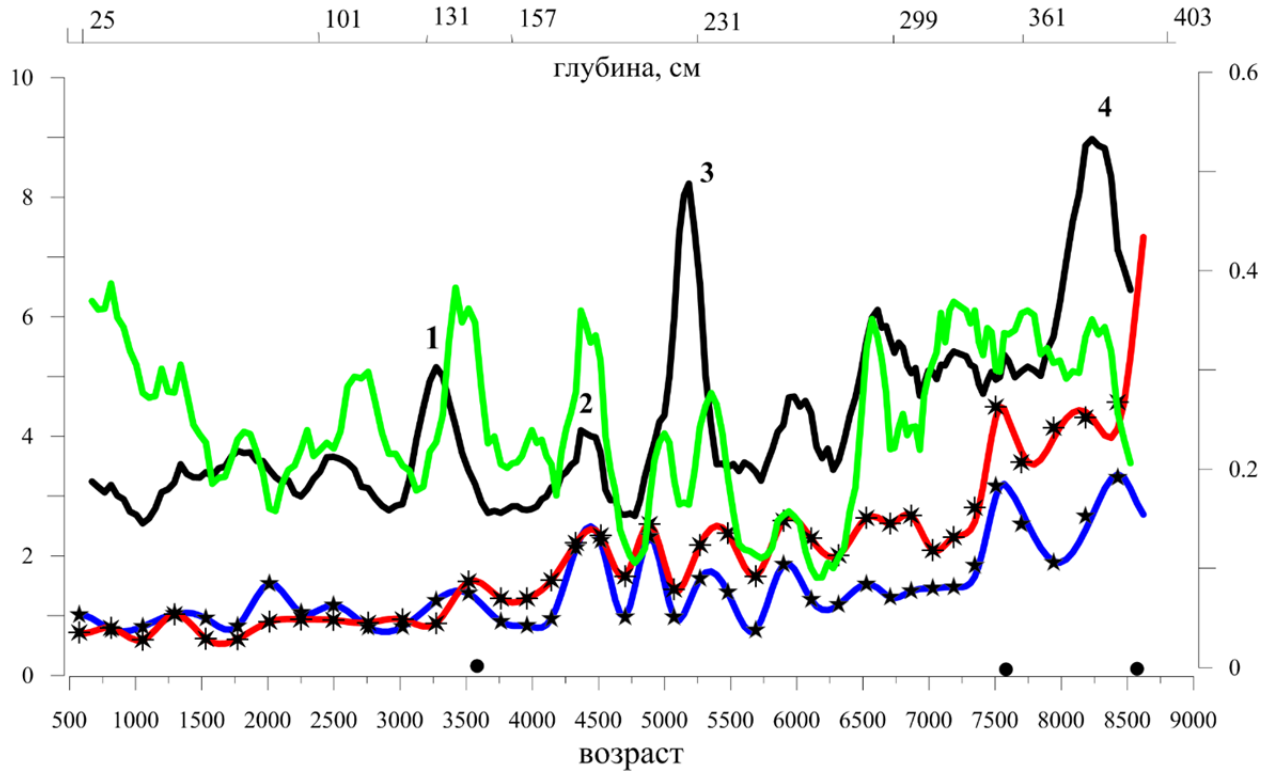


Рис. 3 - Красная линия – отношение CaO/MgO (левая шкала), синяя – содержание SrO. Звёздочки на этих кривых – исходные данные, сплошные линии – интерполяция сплайнами. Чёрная линия - величина биогенной жёсткой компоненты $A1$, зелёная –мягкой компоненты $A2$. Шкала глубин приведена вверху, шкала времени (годы тому назад) построена с учётом данных абсолютного определения возраста (черные кружки) и корреляции между колонками.

Однако, третий пик на кривой A_1 выпадает из отмеченной закономерности: он возникает на фоне минимумов остальных кривых, в том числе и минимума A_2, то есть в тёплую и сухую фазу. В этой связи напомним, что по [2], гипертермальные условия являются идеальными для образования гигантских магнитофоссилий. Исходя из этого, можно предположить, что в этот период возникли благоприятные условия для развития гигантских магнитофоссилий, что и привело к резкому усилению интенсивности жёсткой биогенной компоненты. К сожалению, у нас нет прямых доказательств факта присутствия таких магнитосом по колонке 3. Однако, данные электронной микроскопии по колонке 4 подтверждают, что подавляющее большинство биогенных магнитных частиц образца 834, отобранных с глубины 291 см, имеет размер 400–500 нм. По временной шкале этот образец имеет возраст ≈ 6000 лет, который относится к оптимуму голоцена, когда средняя температура была выше современной, так что сценарий появления в это время гигантских магнитофоссилий вполне вероятен.

В самом низу разреза, на бореальной стадии, при $t > 8800$ лет, мы видим резко повышенные значения геохимических индексов вместе с малой интенсивностью A_1 и A_2, что может свидетельствовать о ледовой обстановке. Затем, в течение нескольких сотен лет происходит быстрый спад этих индексов, сопровождаемый бурным ростом ферримагнитной составляющей магнитного сигнала. Очевидно, эти события маркируют переход от очень холодного события к нормальному тёплому бореальному периоду в этом районе. Однако, как мы видим из рис. 3, это потепление быстро заканчивается очередным холодным и влажным периодом при $t \approx 8300$ лет, что отмечается резким пиком (4) обеих ферримагнитных компонент. Это событие логично ассоциировать с известным глобальным похолоданием, разделяющим Атлантическую и Бореальную стадии и относящееся как раз к этому периоду. В дополнение отметим, что для осадков нижней части разреза характерен рост величины парамагнитной восприимчивости, обусловленный быстрой минерализацией водоёма, которая в основном заканчивается при $t \approx 7500$ лет, как это видно из стабилизации отношения CaO/MgO.

Как следует из хода кривых величины геохимических отношений и интенсивности магнитных компонент (рис. 3), наступившая после отмеченного похолодания атлантическая стадия характеризуется влажным и теплым климатом. Об этом же свидетельствуют и данные исследования осадков озера Вулунгу (Китай) [9]. Следует отметить, что для осадков моложе 3 тыс. лет взаимосвязь между геохимическими отношениями и магнитными характеристиками становится слабой (рис. 3). По-видимому, это связано с аридизацией климата и увеличением солёности до максимальных значений.

Выводы

По вариациям биогенной и парамагнитной компоненты отмечена резкая смена климатического режима с бореального на атлантический в период времени ≈ 7500 лет назад. Оптимум голоцена между 5000 и 6000 лет отмечается высокой интенсивностью биогенной и компоненты, предположительно, в силу развития гигантских магнитофоссилий.

По совокупности геохимических и магнитных данных выделены глобально наблюдающееся Пиорское колебание, разделяющее Атлантический и Суббореальный периоды и похолодание бронзового века. Оговоримся, что датировки событий, приведённые нами, могут быть не вполне точными в силу того, что возраст осадков на той или иной глубине определялся путём линейной экстраполяции между имеющимися определениями (нулевая глубина соответствует $t = 0$).

Благодарности

Работа выполнена в соответствии с Программой повышения международной конкурентоспособности КФУ и госзаданием 0144-2014-00117 ИФЗ РАН.

Список литературы

1. Сидоренко, М. Н. География Алтайского края / – Барнаул: Алт. кн. изд-во, 1972. – 96 с.
2. Chang L., Roberts A.P., Williams W., FitzGerald J.D., Larrasoana J.C., Jovane L., Muxworthy A.R. Giant magnetofossils and hyperthermal events, Earth and Planetary Science Letters, 2012, 351–352, pp. 258–269.
3. Fabian K., Shcherbakov V., Kosareva L., Nourgaliev D., Physical interpretation of isothermal remanent magnetization end-members: Physical interpretation of isothermal remanent magnetization end-members: New insights into the environmental history of Lake Hovsgul, Mongolia, Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 2016, vol.17, N11, pp 4669-4683
4. Egli, R. Characterization of individual rock magnetic components by analysis of remanence curves. 2. Fundamental properties of coercivity distributions, Physics and Chemistry of the Earth, 2004, Vol. 29, Iss. 13/14, pp. 851–867.
5. Нургалиев Д. К., Л. Б. Назарова, О. В. Палагушкина, Н. А. Рудая [и др.], Моделирование климатических изменений голоцена на территории степного Алтая с применением комплекса палеоэкологических прокси-данных седиментационного архива озера Яровое: отчет о НИР, Казань: Казан. гос. ун-т, 2009. – 95 с.
6. Евсеева, Н. С., Жилина Т. Н. Палеогеография конца позднего плейстоцена и голоцена (корреляция событий): учеб. пособие ,Томск: Изд-во науч.-техн. лит., 2010. – 180 с.
7. Хотинский, Н. А. Голоцен Северной Евразии / – М.: Наука, 1977. – 200 с.
8. Wang W., Z. D. Feng, M. Ran, C. J. Zhang, Holocene climate and vegetation changes inferred by pollen records from Lake Aibi of northern Xinjiang, China, Quaternary International, 2013, Vol. 311, pp. 54–62.
9. Liu X. Q. , U. Herzschuh, J. Shen, J. Jiang, Holocene environmental and climatic changes inferred from Wulungu Lake in northern Xinjiang, China, Quaternary Research, 2008, Vol. 70, pp. 412–425.

Определение палеонапряжённости в протерозое по силлам Кольского полуострова возрастом 1.86 млрд. лет

В. В. Щербакова(1), Р. В. Веселовский(2, 3), В. П. Щербаков(1), Г.В. Жидков(1)

(1)ГО «Борок» ИФЗ РАН, Ярославская обл., Некоузский р-н, пос. Борок, valia@borok.yar.ru
(2)Геологический ф-т МГУ, Москва
(3)ИФЗ РАН, Москва

Аннотация.

На коллекции образцов долеритовых силлов возрастом 1.86 млрд. лет получены определения палеонапряжённости, выполненные по методу Телье-Коу. Их низкие значения свидетельствуют о справедливости гипотезы существования в протерозое периода слабого по величине геомагнитного поля.

Ключевые слова: палеонапряжённость, Телье, геомагнитное поле, протерозой, низкое поле, Кольский полуостров, силы

Описание эксперимента

На Кольском полуострове была отобрана представительная коллекция протерозойских пород, на которой выполнены разнообразные геофизические исследования: петрофизические, геохимические, палеомагнитные, определения абсолютного возраста и палеонапряжённости. Здесь мы представляем результаты экспериментов по изучению магнитных и термомагнитных свойств пород и определения на них палеонапряжённости B_{anc}, проведенных в ГО «Борок» ИФЗ РАН. В работе использовались неориентированные кубики-дубли с ребром 1 см, на которых выполнялся полный комплекс экспериментальных процедур, подробно описанный в [1]. Перечислим их коротко. Точки Кюри T_c и термостабильность магнитных минералов оценивались по термомагнитным кривым намагниченности насыщения M_{si}, полученным во время циклов нагрев-охлаждение до возрастающих температур T_i ={200, 300, …, 700}°C во внешнем поле магнитном поле $B = 450$ мкТл. Измерялись коэрцитивная сила B_c, остаточная коэрцитивная сила B_{cr}, M_s и остаточная намагниченность насыщения M_{rs}, и далее для оценки доменной структуры (ДС) образцов строилась диаграмма Дэя (M_{rs}/M_s vs B_{cr}/B_c) [2]. ДС оценивали также по термомагнитному (ТМ) критерию [3]: измерялся хвост парциальной термоостаточной намагниченности $pTRM(T_2,T_1)$, ($T_2>T_1$), остающийся после нагрева $pTRM$ до верхней температуры T_2 интервала ее создания, и рассчитывалось отношение $A(T_2, T_1)$ = хвост[$pTRM$ (T_2, T_1)] / $pTRM(T_2, T_1)$. Согласно [3], малые $A < 0.05$ характерны для ОД зёрен; $0.05 < A < 0.15$ соответствуют ПОД частицам; действительно большие хвосты с $A > 0.15$ указывают на присутствие МД зёрен.

Базовой методикой определения палеонапряженности была процедура Телье-Коу [4, 5] с выполнением процедуры чек-точек [6]. Двойные нагревы велись по меньшей мере в 15 шагов до 600-650°C. Для экспресс-оценки древнего поля B_{anc}* использовалась также методика Вилсона [8]. При этом сравниваются две кривые терморазмагничивания: $NRM(T, B_{anc})$ и $TRM(T, B_{lab})$, приобретённой в лабораторном поле B_{lab}, чтобы найти температурный интервал (T_{w1}, T_{w2}), ($T_{w1} < T_{w2}$), в котором кривые подобны. Тогда B_{anc}* можно оценить из коэффициента подобия $k_w = NRM(T_{w1}, T_{w2})/TRM$* ($T_{w1}$,

T_{w2}) = B_{anc}*/B_{lab}. Близость величин B_{anc} и B_{anc}*, полученных для одного образца методами Телье и Вилсона, увеличивают надежность оценки B_{anc}, а подобие кривых $NRM(T, B_{anc})$ и $TRM(T, B_{lab})$ служит сильным аргументом в пользу термоостаточной природы *NRM*. Процедура Телье выполнялась на трёхкомпонентном вибромагнитометре чувствительностью 10^{-8} Ам^2 (создан в ГО «Борок) и в маленькой электропечи с остаточным полем <50 нТл и замерами намагниченности на магнитометре JR6. В экспериментах использовались по несколько дублей одного образца, систематических отклонений в результатах определения палеонапряжённости между приборами не наблюдалось.

Магнитные и термомагнитные свойства пород

Практически все образцы демонстрируют стабильные к нагревам кривые $M_{si}(T)$, по виду двух основных типов. У большинства образцов зависимости $M_{si}(T)$ выпуклые, с ярко выраженной температурой Кюри T_c, характерной для магнетита (А-тип, Рис. 1а). Второй тип кривых $M_{si}(T)$ по виду близок к прямой линии, магнетитоподобный с заметным вкладом парамагнитный составляющей (Рис. 2а, В-тип). Разделение образцов на два типа отражается и в различной форме их петель гистерезиса: у А-типа петли имеют вид, характерный для магнитомягких материалов; у В-типа петля выглядит скорее как комбинация ферромагнитной и парамагнитной гистерезисных петель (Рис. 2б).

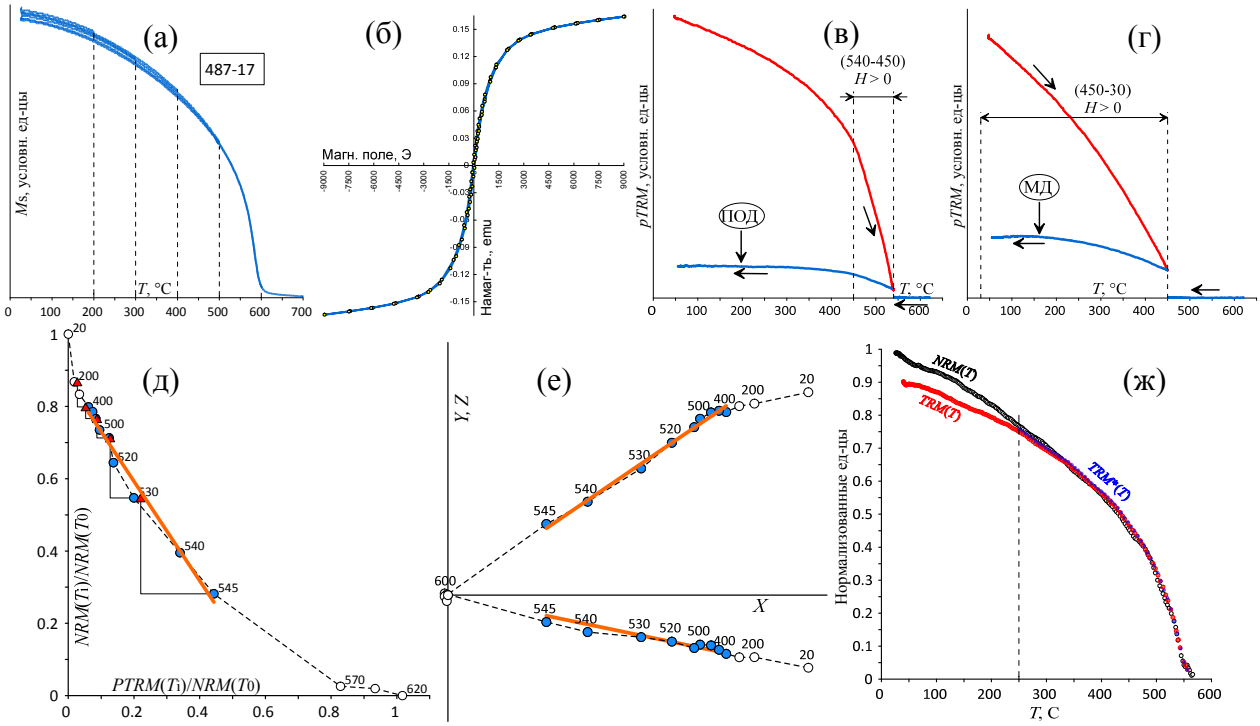


Рис. 1. – Иллюстрация магнитных свойств и определения палеонапряжённости для образца 487-17. (а) –$M_{si}(T)$ (А-тип); (б) – петля гистерезиса; (в, г) – оценка доменной структуры по термомагнитному критерию. Стрелки указывают нагрев до T_2 и охлаждение до T_0 (измерение хвоста) *pTRM* (T_2, T_1), созданных в высоких (в) и низких (г) интервалах температуры, пунктирные линии отмечают *T*-интервал, где *pTRM* была создана. (д-е) –к методу Телье: (д) Араи-Нагата и (е) ортогональные (в координатах образца) графики, пунктирные линии обозначают *T*-интервал для оценки B_{anc}. (ж) – иллюстрация метода Вилсона.

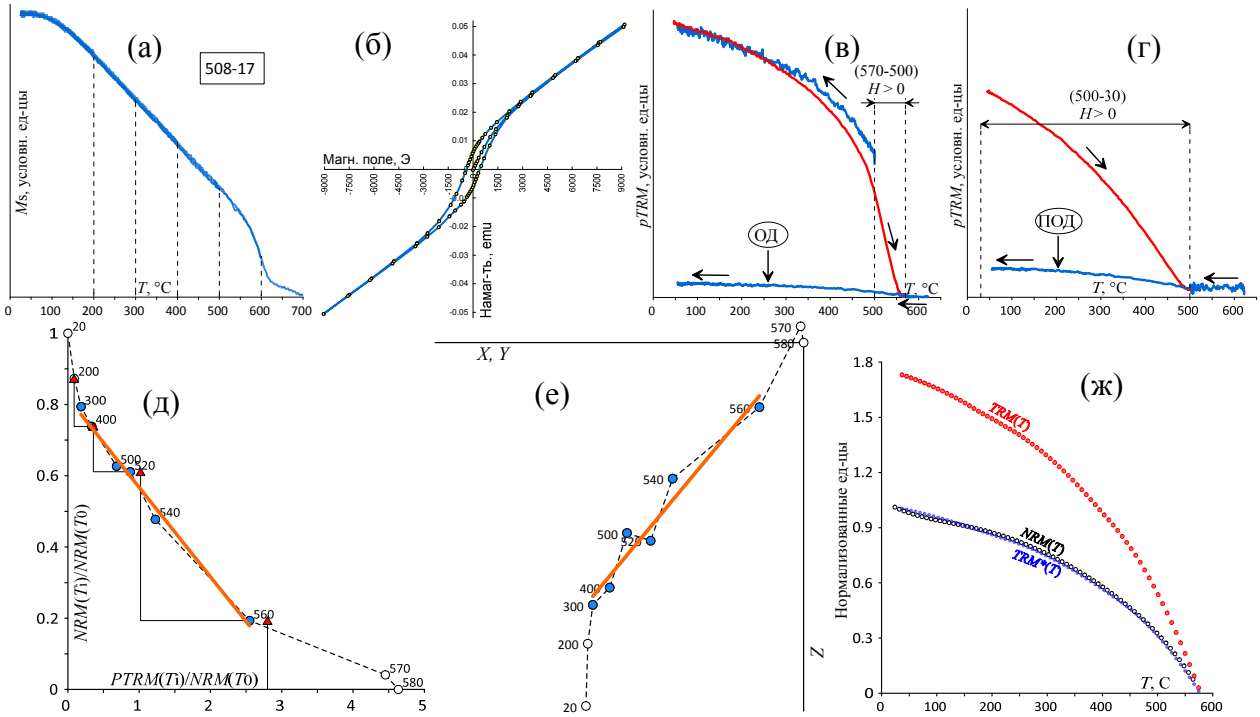


Рис. 2. – То же, что и на Рис. 1, для образца 508-17.

При оценке ДС по диаграмме Дэя (Рис. 3) видно, что в основном представительные точки попадают в псевдоодно-многодоменную (ПОД-МД) область. В этой связи напомним, что численные значения гистерезисных параметров определяются прежде всего наличием в породе крупных ПОД-МД зёрен, тогда как известно, что носителями стабильной термоостаточной намагниченности являются мелкие однодоменные (ОД) и ПОД зёрна [9]. Лучшим инструментом для определения их вклада в *NRM* является термомагнитный (ТМ) критерий, который был здесь использован на дубле каждого образца. Оказалось, что у всех образцов в высокотемпературном интервале, по которому оценивалась B_{anc}, соответствующие *pTRM* проявляют выраженное ОД или смешанное ОД-ПОД поведение с небольшими хвостами *pTRM* (Рис. 1в, 2в), у низкотемпературных *pTRM* видны существенные ПОД-МД хвосты (Рис. 1г, 2г). Имея в виду, что надежные определения Телье можно получить именно на ОД и ПОД-частицах, несущих *TRM* [9], оценка ДС по ТМ критерию подтверждает пригодность изученных нами образцов для определения палеонапряжённости с тем ограничением, что для этого следует использовать только высокотемпературные *pTRM*.

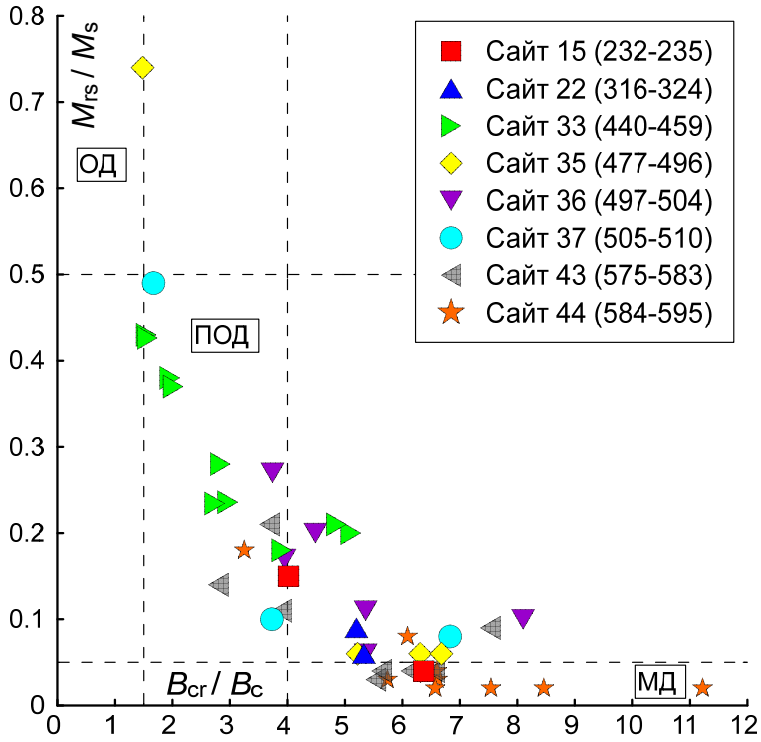


Рис. 3. – Диаграмма Дэя.

Результаты определения палеонапряжённости

Полученные определения палеонапряжённости подверглись жёсткой селекции: результат принимался, только если он удовлетворял современному набору критериев отбора ([10], там же дано подробное описание каждого параметра): N ≥ 4; $q \geq 1$; F ≥ 0.25; $\beta \leq 0.1$; FRAC ≥ 0.2; DRAT ≤ 15%, CDRAT ≤ 15%; mDRAT ≤ 15%. Оценки B_{anc} двумя независимыми методами Телье-Коу и Вилсона хорошо согласуются друг с другом, что также отражается в подобии термокривых $NRM(T)$ и $TRM^*(T)$ на диаграммах Вилсона (Рис. 1ж, 2ж). Для каждого сайта рассчитаны средние значения B_{anc} и *VDM* (с использованием палеонаклонений, определённых для каждого сайта) и средние значения B_{anc} и VDM для всех сайтов (среднее I_{anc} = 53.5°) (Рис. 4)**Ошибка! Источник ссылки не найден.**. Полученные величины B_{anc}=(6.45 – 12.35 мкТл) и соответствующие им VDM=(1.22-2.15)×10^{22} Ам^2 заметно ниже по сравнению с палеонапряжённостью для эпохи Брюнес со средним значением B_{anc} = 50 мкТл и VDM = 7,8 ×10^{22} Ам^2.

Дискуссия по результатам определения палеонапряжённости

Докембрий занимает ≈ 85% временной шкалы геологической истории Земли и аккумулирует в себе все основные стадии формирования Земли как планеты: образование сначала жидкого и далее твёрдого ядра, генерация геодинамо и возникновение магнитного поля. Главные характеристики поля: его геометрия, величина, частота инверсий – очевидно, определяются процессами, происходящими внутри Земли, и построение картин их поведения во времени даёт важнейшую информацию о процессах внутри Земли. Одной из важнейших и дискуссионных проблем является время формирования твёрдого земного ядра. Предполагается, что процесс его возникновения связан со сменой теплового обмена внутри Земли и переходом от тепловой конвекции к композиционной,

которая является более мощным источником генерации геодинамо. Как следствие, это должно сопровождаться ростом величины поля. С другой стороны, кристаллизация внутреннего ядра связана с целым рядом физических и химических процессов, происходящих в мантии и жидком ядре, при этом численные значения параметров, описывающих эти процессы, точно неизвестны. В результате, в разных моделях геодинамо, в зависимости от величин используемых параметров, период формирования твёрдого ядра меняется от архея до раннего палеозоя. Поэтому построение картины поведения палеонапряжённости в докембрии и, возможно, раннем палеозое может быть крайне важным фактором в решении этой проблемы, но при условии достаточного количества надёжных определений B_{anc}. К сожалению, на сегодняшний день в современной Базе данных по палеонапряжённости таких определений для докембрия крайне мало – немногим более ста (Рис.4).

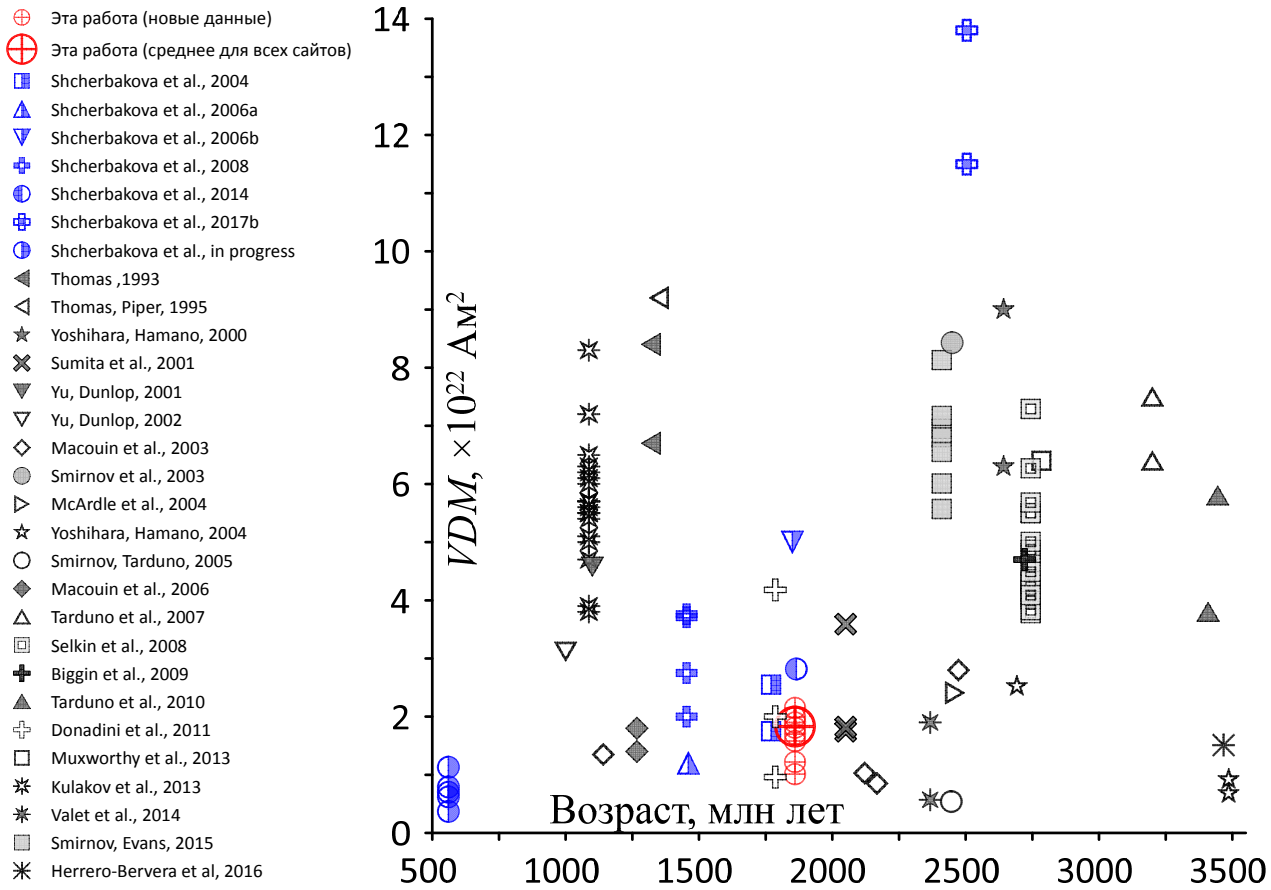


Рис. 4. – Значения VDM для докембрия [10-38].

При анализе рис. 4 обращает на себя внимание группа данных с высоким значением поля на границе архей-протерозой [15, 39]. Но интервал (2,4–1,5) млрд. лет характеризуется низкой палеонапряжённостью со средним $VDM = 3{,}2\times10^{22}$ Ам^2, и в статье [31] высказана гипотеза существования периода низкого поля в протерозое. Новые полученные нами данные поддерживают эту гипотезу. Далее на интервале (1,1-1,5) млрд. лет снова среднее VDM растёт до 6×10^{22} Ам^2 (Рис. 4), и авторы статьи [40] предположили, что именно в это время формировалось твёрдое ядро. [41] оспаривают это утверждение, полагая, что многие определения с высокими VDM в среднем протерозое ненадёжны, т.к. получены на образцах с многодоменными зёрнами. Если эта критика

справедлива, то время формирования внутреннего ядра протягивается до раннего протерозоя и даже раннего фанерозоя, где наблюдаются низкие VDM [1].

Очевидно, в современной МБД определений B_{anc} и VDM для докембрия недостаточно по количеству и их надёжности, чтобы делать убедительные заключения о времени формирования внутреннего ядра. Можно говорить скорее о немонотонном изменении палеонапряжённости в геологическом прошлом, чем о её монотонном росте, если бы ядро сформировалось до позднего протерозоя. Компьютерные расчёты [42] показали, что при определённых условиях численные модели геодинамо предсказывают существование переходов с низко- на высокоинтенсивный режим и обратно, также как и переходы из нерегулярной мультипольной структуры на устойчивый режим генерации поля обычной дипольной геометрии.

Благодарности

Исследование финансировалось Российским Научным Фондом, грант 16-17-10260 и государственному заданию РАН 0144-2014-00117 ГО Борок ИФЗ.

Список литературы

1. Shcherbakova, V.V., Biggin, A.J., Veselovskiy, R.V., Shatsillo, A.V., Hawkins, L.M.A., Shcherbakov, V.P., Zhidkov, G.V., 2017a. Was the Devonian geomagnetic field dipolar or multipolar? Palaeointensity studies of Devonian igneous rocks from the Minusa Basin (Siberia) and the Kola Peninsula dykes, Russia. Geophys. J. Int. 209, 1265-1286.
2. Day, R., Fuller, M., Schmidt, V.A., 1977. Hysteresis properties of titanomagnetites: Grain-size and compositional dependence. Phys. Earth Planet. Inter. 13, 260–267.
3. Shcherbakova, V.V., Shcherbakov, V.P., Heider, F., 2000. Properties of partial thermoremanent magnetization in pseudosingle domain and multidomain magnetite grains. J. Geophys. Res. 105, 767–781.
4. Thellier, E., Thellier, O. 1959. Sur l'intensite du champ magnetique terrestre dans le passe historique et geologique. Ann. Geophys., 15, 285-376.
5. Coe, R.S., 1967. The determination of paleointensities of the Earth's magnetic field with special emphasize on mechanisms which could cause nonideal behavior in Thellier's method. J. Geomagn. Geoelec. 19, 157–178.
6. Prevot, M., Mankinen, E.A., Coe, R.S., Grommé, S.C., 1985. The Steens Mountain (Oregon) geomagnetic polarity transition 2. Field intensity variations and discussion of reversal models. J. Geophys. Res. 90, 10417–10448.
7. Wilson, R.L., 1961. The thermal demagnetization of natural magnetic moments in rocks. Geophys. J. R. Astron. Soc. 5, 45–58.
8. Shcherbakov, V.P., Shcherbakova, V.V., 2001. On the suitability of the Thellier method of palaeointensity determinations on pseudo-single-domain and multidomain grains. Geophys. J. Int. 146, 20-30.
9. Paterson, G.A., Tauxe, L., Biggin, A.J., Shaar, R., Jonestrask, L.C., 2014. On improving the selection of Thellier-type paleointensity data. Geochem. Geophys. Geosyst. 15, 1180–1192.
10. Shcherbakova, V.V., Zhidkov, G.A., Pavlov, V.E., Zemtsov, V.A., 2004. The paleointensity determinations on Early Proterozoic rocks of South Karelia, Palaeomagnetism and rock magnetism; the theory, practice, experiment. Kazan State University, Kazan, Russia, pp. 61-66.
11. Shcherbakova, V.V., Pavlov, V.E., Shcherbakov, V.P., Neronov, I., Zemtsov, V.A., 2006a. Paleomagnetic studies and estimation of geomagnetic paleointensity at the early/middle Riphean boundary in rocks of the Salmi Formation (North Ladoga area). Izv. Phys. Solid Earth 42, 233-243.

12. Shcherbakova, V.V., Shcherbakov, V.P., Didenko, A.N., Vinogradov, Y.K., 2006b. Determination of the paleointensity in the early proterozoic from granitoids of the Shumikhinskii complex of the Siberian craton. Izv. Phys. Solid Earth 42, 521-529.

13. Shcherbakova, V.V., Lubnina, N.V., Shcherbakov, V.P., Mertanen, S., Zhidkov, G.V., Vasilieva, T.I., Tselmovich, V.A., 2008. Palaeointensity and palaeodirectional studies of early Riphaean dyke complexes in the Lake Ladoga region (Northwestern Russia). Geophys. J. Int. 175, 433–448.

14. Shcherbakova, V.V., Shcherbakov, V.P., Zhidkov, G.V., Lubnina, N.V., 2014. Palaeointensity determinations on rocks from Palaeoproterozoic dykes from the Kaapvaal Craton (South Africa). Geophys. J. Int. 197, 1371-1381.

15. Shcherbakova, V.V., Lubnina, N.V., Shcherbakov, V.P., Zhidkov, G.V., Tsel'movich, V.A., 2017b. Paleointensity determination on Neoarchaean dikes within the Vodlozerskii terrane of the Karelian craton. Izvestiya, Physics of the Solid Earth 53, 714-732.

16. Shcherbakova V. V., Bakhmutov V.G., Shcherbakov V.P., Zhidkov G.V., 2019. Paleointensity determinations on Proterozoic intrusions of Ukraine. in progress.

17. Thomas, N., 1993. An integrated rock magnetic approach to the selection or rejection of ancient basalt samples for palaeointensity experiments. Phys. Earth Planet. Inter. 75, 329-342.

18. Thomas, D.N., Piper, J.D.A., 1995. Evidence for the existence of a transitional geomagnetic field recorded in a Proterozoic lava succession. Geophys. J. Int. 122, 266-282.

19. Yoshihara, A., Hamano, Y., 2000. Intensity of the Earth's magnetic field in late Archean obtained from diabase dikes of the Slave Province, Canada. Phys. Earth Planet. Inter. 117, 295-307.

20. Sumita, I., Hatakeyama, T., Yoshihara, A., Hamano, Y., 2001. Paleomagnetism of late Archean rocks of Hamersley basin, Western Australia and the paleointensity at early Proterozoic. Phys. Earth Planet. Inter. 128, 223-241.

21. Yu, Y., Dunlop, D.J., 2001. Paleointensity determination on the Late Precambrian Tudor Gabbro, Ontario. J. Geophys. Res. 106, 26331-26343.

22. Yu, Y., Dunlop, D.J., 2002. Multivectorial paleointensity determination from the Cordova Gabbro, southern Ontario. Earth Planet. Sci. Lett. 203, 983-998.

23. Macouin, M., Valet, J.P., Besse, J., Buchan, K., Ernst, R., LeGoff, M., Scharer, U., 2003. Low paleointensities recorded in 1 to 2.4 Ga Proterozoic dykes, Superior Province, Canada. Earth Planet. Sci. Lett. 213, 79-95.

24. Smirnov, A.V., Tarduno, J.A., Pisakin, B.N., 2003. Paleointensity of the early geodynamo (2.45 Ga) as recorded in Karelia: A single-crystal approach. Geology 31, 415–418.

25. McArdle, N.J., Halls, H.C., Shaw, J., 2004. Rock magnetic studies and a comparison between microwave and Thellier palaeointensities for Canadian Precambrian dykes. Phys. Earth Planet. Inter. 147, 247-254.

26. Yoshihara, A., Hamano, Y., 2004. Paleomagnetic constraints on the Archean geomagnetic field intensity obtained from komatiites of the Barberton and Belingwe greenstone belts, South Africa and Zimbabwe. Precambrian Res. 131, 111-142.

27. Smirnov, A.V., Tarduno, J.A., 2005. Thermochemical remanent magnetization in Precambrian rocks: Are we sure the geomagnetic field was weak? J. Geophys. Res. 110, B06103.

28. Macouin, M., Valet, J.P., Besse, J., Ernst, R.E., 2006. Absolute paleointensity at 1.27 Ga from the Mackenzie dyke swarm (Canada). Geochem. Geophys. Geosyst. 7, Q01H21.

29. Tarduno, J.A., Cottrell, R.D., Watkeys, M.K., Bauch, D., 2007. Geomagnetic field strength 3.2 billion years ago recorded by single silicate crystals. Nature 446, 657-660.

30. Selkin, P.A., Gee, J.S., Meurer, W.P., Hemming, S.R., 2008. Paleointensity record from the 2.7 Ga Stillwater Complex, Montana. Geochem. Geophys. Geosyst. 9, Q12023.

31. Biggin, A.J., Strik, G.H.M.A., Langereis, C.G., 2009. The intensity of the geomagnetic field in the late-Archaean: new measurements and an analysis of the updated IAGA palaeointensity database. Earth, Planets and Space 61, 9-22.

32. Tarduno, J.A., Cottrell, R.D., Watkeys, M.K., Hofmann, A., Doubrovine, P.V., Mamajek, E.E., Liu, D., Sibeck, D.G., Neukirch, L.P., Usui, Y., 2010. Geodynamo, solar wind, and magnetopause 3.4 to 3.45 billion years ago. Science 327, 1238-1240.

33. Donadini, F., Elming, S.-Å., Tauxe, L., Hålenius, U., 2011. Paleointensity determination on a 1.786 Ga old gabbro from Hoting, Central Sweden. Earth Planet. Sci. Lett. 309, 234-248.

34. Muxworthy, A.R., Evans, M.E., Scourfield, S.J., King, J.G., 2013. Paleointensity results from the late-Archaean Modipe Gabbro of Botswana. Geochem. Geophys. Geosyst. 14, 2198-2205.

35. Kulakov, E.V., Smirnov, A.V., Diehl, J.F., 2013. Absolute geomagnetic paleointensity as recorded by ~1.09 Ga Lake Shore Traps (Keweenaw Peninsula, Michigan). Stud. Geophys. Geod. 57, 565-584.

36. Valet, J.-P., Besse, J., Kumar, A., Vadakke-Chanat, S., Philippe, E., 2014. The intensity of the geomagnetic field from 2.4 Ga old Indian dykes. Geochem. Geophys. Geosyst. 15, 2426-2437.

37. Smirnov, A.V., Evans, D.A.D., 2015. Geomagnetic paleointensity at ~2.41 Ga as recorded by the Widgiemooltha Dike Swarm, Western Australia. Earth Planet. Sci. Lett. 416, 35-45.

38. Herrero-Bervera, E., Krasa, D., Van Kranendonk, M.J., 2016. A whole rock absolute paleointensity determination of dacites from the Duffer Formation (ca. 3.467Ga) of the Pilbara Craton, Australia: An impossible task? Phys. Earth Planet. Inter. 258, 51-62.

39. Tarduno, J.A., Cottrell, R.D., Smirnov, A.V., 2006. The paleomagnetism of single silicate crystals: Recording geomagnetic field strength during mixed polarity intervals, superchrons, and inner core growth. Rev. Geophys. 44, RG1002.

40. Biggin, A.J., Piispa, E.J., Pesonen, L.J., Holme, R., Paterson, G.A., Veikkolainen, T., Tauxe, L., 2015. Palaeomagnetic field intensity variations suggest Mesoproterozoic inner-core nucleation. Nature 526, 245-248.

41. Smirnov, A.V., Tarduno, J.A., Kulakov, E.V., McEnroe, S.A., Bono, R.K., 2016. Palaeointensity, core thermal conductivity and the unknown age of the inner core. Geophys. J. Int. 205, 1190-1195.

42. Driscoll, P.E., 2016. Simulating 2 Ga of geodynamo history. Geophysical Research Letters 43, 5680-5687.

Section S. Seismology

Радиальная анизотропия верхней мантии центральной Европы по данным землетрясений и сейсмического шума

Е. Л. Лыскова, Т. Ю. Королева, Т. Б. Яновская

Санкт-Петербургский государственный университет («СПбГУ»), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9, Телефон: 78124284625, e-mail: e.lyskova@spbu.ru

Аннотация.
Для оценки радиальной анизотропии верхней мантии центральной Европы применен новый подход, сочетающий определение коэффициента анизотропии по данным отдельных трасс и оценку его латерального распределения на разных глубинах методом двумерной сейсмической томографии. Для анализа использовались данные землетрясений и сейсмического шума. Выявлено, что в континентальной верхней мантии радиальная анизотропия практически отсутствует. В морских и примыкающих к ним областях коэффициент анизотропии положителен и достигает ~ 4%. Подкоровая мантия в области Черного моря по характеру анизотропии близка к океанической.

Ключевые слова: радиальная анизотропия, поверхностные волны, сейсмическая томография, землетрясения, сейсмический шум, Европа

Введение

В течение долгого времени структурные задачи решались в предположении об изотропности Земли, сейсмическая же анизотропия считалась эффектом второго порядка малости. В 60-х годах XX века стало известно, что анизотропные свойства проявляет большинство участков Земли, и многие эффекты, необъяснимые при использовании изотропной модели, нашли объяснение в рамках моделей с анизотропией.

Об анизотропии верхней мантии свидетельствуют исследования строения Земли на основе анализа поверхностных и объемных волн. Данные поверхностных волн позволяют обнаружить как радиальную (вертикальную), так и азимутальную анизотропию скоростей сейсмических волн. Радиальная анизотропия проявляется в различии скоростей SV и SH волн, получаемых при инверсии дисперсионных кривых волн Релея и волн Лява. При интерпретации дисперсионных кривых волн Релея и Лява на периодах до 200 с было обнаружено, что полученные из наблюдений данные невозможно объяснить единым скоростным разрезом S-волн. Дисперсионные кривые волн Лява приводили к завышенным значениям скоростей SH волн на глубинах до 200 км по сравнению с теми, которые получались для SV волн из дисперсии волн Релея. На этом основании был сделан вывод об анизотропии скоростей в верхней мантии и предложена мера анизотропии — коэффициент $\alpha = \frac{V_{SH} - V_{SV}}{\overline{V}}$, где $\overline{V} = \frac{V_{SH} + V_{SV}}{2}$.

Сведения об анизотропии на трассах, пересекающих океанические структуры, свидетельствовали о преобладании скоростей SH волн над скоростями SV волн. И, поскольку 2/3 поверхности Земли

занимают океаны, а строение среды вдоль океанических трасс является достаточно однородным, сведения о радиальной анизотропии скоростей поперечных волн в Земле были включены в стандартную модель Земли PREM: различие в скоростях SH и SV волн под границей Мохо составляет 4.8%, уменьшается с глубиной, а начиная с глубины 220 км становится равным нулю.

Сведения об анизотропии под континентальными областями крайне скудные и противоречивые. В работе [1] исследовалась радиальная анизотропия в Тибете по данным волн Релея и Лява. Было обнаружено как превышение скорости волн SH по отношению к SV, так и обратное соотношение, при этом коэффициент анизотропии варьировал от -10% до +10%. Подобный же результат для радиальной анизотропии коры в Гималаях и Тибете получен в работе [2]. Вероятным объяснением могут быть различия в строении коры и верхней мантии континентов по сравнению с океанами.

В настоящей работе исследуется радиальная анизотропия верхней мантии в центральной части европейского континента по дисперсионным кривым волн Релея и Лява, полученным как по записям землетрясений, так и по данным сейсмического шума.

Подходы к решению

В 60-х годах прошлого столетия радиальную анизотропию верхней мантии оценивали по скоростным разрезам поперечных волн, полученным из дисперсионных кривых волн Релея и Лява в основном на трассах, проходящих через океанические структуры. По каждой из трасс оценивался коэффициент анизотропии на разных глубинах.

В 80-90-х годах с развитием методов сейсмической томографии появилась возможность выявлять латеральные отклонения в строении реальной Земли от модели со сферической симметрией. Исследования проводились в соответствии с алгоритмом 3D →2D+1D. По дисперсионным кривым поверхностных волн с помощью томографических методов получались латеральные вариации групповых скоростей этих волн для разных периодов (2D). Затем в области наилучшего разрешения определялись «локальные дисперсионные кривые», а по ним восстанавливались «локальные скоростные разрезы» поперечных волн (1D). По дисперсионным кривым волн Релея восстанавливали распределение скорости $V_{SV}(\varphi,\lambda,z)$, по дисперсионным кривым волн Лява — распределение $V_{SH}(\varphi,\lambda,z)$, и, в конечном счете , трехмерное распределение коэффициента анизотропии $\alpha(\varphi,\lambda,z)$.

Однако, «локальные дисперсионные кривые», в действительности, являются результатом сглаживания по некоторой области в окрестности данного места. Область усреднения зависит от используемого метода томографии, количества трасс и их взаимного расположения. Получаемые в результате таких построений пространственные распределения скорости поперечных волн являются сильно сглаженными и дают представление, главным образом, о крупномасштабных скоростных аномалиях, но не о деталях их формы. Очевидно, что сведения о пространственном распределении коэффициента анизотропии, получаемые из сравнения результатов интерпретации дисперсии волн Релея и Лява, будут характеризоваться значительной неопределенностью.

Чтобы уменьшить ошибки в определении пространственного распределения коэффициента анизотропии, мы предлагаем вернуться к первоначальному подходу в определении средней

анизотропии Земли, т.е. определять коэффициент анизотропии отдельно по каждой трассе (1D). А далее не усреднять полученные результаты для всей Земли, а использовать 2D томографию, но не отдельно для скоростей SV и SH, а непосредственно для коэффициента анизотропии. Иначе говоря, 3D инверсию в форме 3D →2D+1D, используемую для определения скоростных распределений, мы предлагаем заменить схемой 3D→1D+2D для оценки пространственного распределения коэффициента анизотропии.

Данные: записи землетрясений и сейсмического шума

Дисперсия волн Лява и Релея определялась из записей землетрясений и сейсмического шума. Для анализа из центров данных IRIS и GEOFON отбирались трассы, пересекающие европейский континент, на которых уверенно определялась дисперсия как волн Лява, так и Релея: по данным землетрясений — 168 трасс, по записям сейсмического шума 46 трасс (рис. 1).

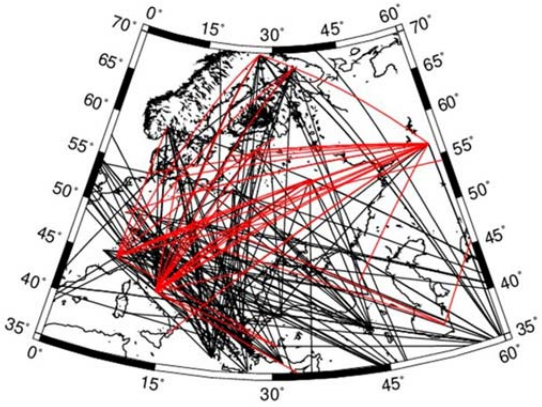


Рис. 1. – Карта с трассами, вдоль которых была получена дисперсия волн Лява и Релея. Черным отмечены трассы по данным землетрясений, красным – по записям сейсмического шума.

Данные от землетрясений имеют то преимущество, что отношение сигнал/шум в поверхностных волнах от достаточно сильных землетрясений велико, и дисперсионные кривые поверхностных волн могут быть получены с более высокой точностью. Однако эпицентры землетрясений, как правило, сосредоточены в отдельных сейсмоактивных структурах. Преимуществом использования данных сейсмического шума является то обстоятельство, что трассы между станциями на континентах, в Европе в том числе, более густо покрывают исследуемую территорию. Следовательно, можно получить данные по большому числу трасс, ориентированных в разных направлениях, что важно для томографической инверсии.

Дисперсионные кривые групповых скоростей волн Лява и Релея определялись с помощью спектрально-временного анализа в интервале периодов 10–100 с. Однако, не для всех трасс удалось построить дисперсионные кривые во всем интервале. Трудности в определении дисперсии возникли на малых периодах 10–15 с, которые отражают строение коры, и для периодов 70–100 с, которые несут информацию о скоростях на глубинах 80–120 км. Максимальное число данных относилось к среднему интервалу периодов 15–60 с, отражающих строение мантии до глубин 80–90 км.

Новый подход к оценке радиальной анизотропии

Новый подход к оценке радиальной анизотропии состоит из двух этапов. На первом этапе в результате инверсии дисперсионных кривых Лява и Релея получаются средние для трассы скоростные разрезы SV и SH волн, и средний коэффициент анизотропии для данной трассы. На втором, заключительном этапе решается задача 2D томографии — нахождение латерального распределения коэффициента анизотропии для разных глубин.

Инверсия дисперсионных кривых Лява и Релея в скоростные разрезы SV и SH

По дисперсионным кривым для каждой трассы вычислялись скоростные разрезы волн SV (по данным волн Релея) и SH (по данным волн Лява). Искомые скоростные разрезы представлялись в виде двух слоев постоянной скорости, аппроксимирующих земную кору общей мощностью 34 км, и кусочно-линейного изменения скорости в нижележащей мантии. По полученным скоростным разрезам вычислялись коэффициенты анизотропии в четырех интервалах глубин: в коре и в трех 30-километровых слоях в подкоровой мантии. Пример такого построения на трассе между станциями BNI и ISP приведен на рис. 2. На этом рисунке указаны получившиеся значения среднего коэффициента анизотропии для каждого интервала. Значения коэффициентов анизотропии вдоль трасс использовались далее для томографической инверсии.

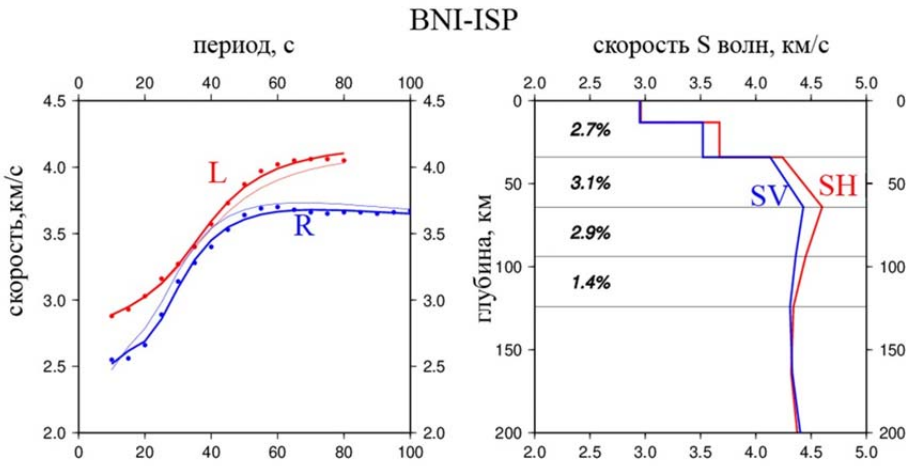


Рис. 2. – Дисперсионные кривые волн Релея (R) и Лява (L) и соответствующие им скоростные разрезы волн SV и SH. Точки на левом рисунке – данные наблюдений, тонкие линии – дисперсионные кривые, отвечающие единому скоростному разрезу волн S, жирные линии – кривые, соответствующие разрезам SV и SH по отдельности. На рисунке справа горизонтальными линиями показаны границы слоев, в которых определялось среднее значение коэффициента анизотропии.

Томография коэффициента анизотропии

Для нахождения латеральных распределений коэффициента анизотропии в выбранных интервалах глубин был применен метод, основанный на предположении о гладкости получаемого решения [3].

Максимальное число данных было получено для интервала периодов 15-60 с, отражающих структуру верхней мантии до глубины 90 км. Разрешающая способность данных оценивалась методом «шахматной доски», что позволило оконтурить области, внутри которых могли быть

разрешены неоднородности с линейным размером 1300 км. Решения строились внутри таких областей.

Вследствие недостатка данных для малых и больших периодов достаточное надежное решение было получено только для двух подкоровых слоев (34–64 км и 64–94 км). Результаты для этих глубин приведены на рис. 3. В результате томографической инверсии невязка снизилась почти вдвое — среднеквадратичная остаточная ошибка коэффициента анизотропии составила 1.6%, тогда как для исходных данных она составляла 2.9%. С учетом этой ошибки можно считать, что в континентальной части области приемлемого разрешения радиальная анизотропия отсутствует. А под морскими областями (Черное и Балтийское моря) коэффициент анизотропии положителен, причем он велик (порядка 4-4.5%) непосредственно в подкоровой литосфере, и уменьшается с глубиной – под Черным морем он еще остается положительным на глубинах 64-94 км, а под Балтийским морем на этих глубинах анизотропия уже не проявляется.

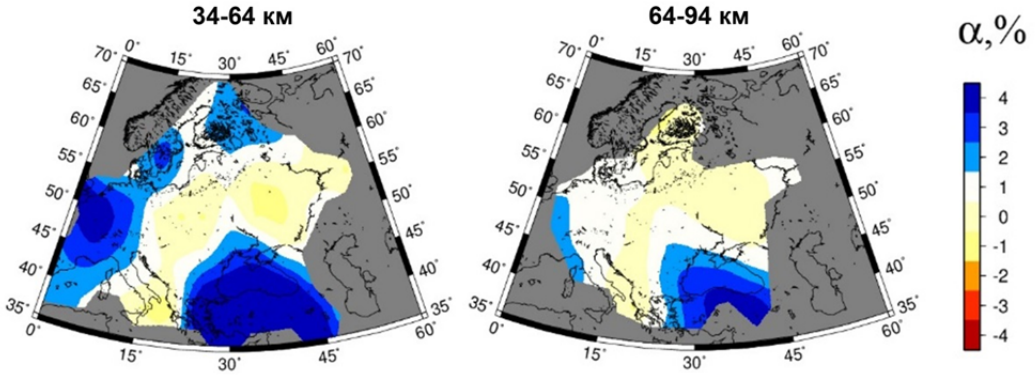


Рис. 3. – Латеральные распределения коэффициента анизотропии α в области приемлемого разрешения в двух интервалах глубин под границей Мохоровичича.

Обсуждение результатов

Ограниченное число данных и большие относительные ошибки в значениях исходных данных не позволили определить распределение коэффициента анизотропии в верхней мантии европейского континента в деталях. Но и те результаты, которые получены для области приемлемого разрешения, дают возможность оценить характер радиальной анизотропии в центральной части Европы.

Оказалось, что в континентальной части области исследования радиальная анизотропия отсутствует либо очень незначительна. А в морских областях она близка по характеру к океанической верхней мантии – достигает приблизительно 4% в подкоровой литосфере и уменьшается с глубиной. Под Черным морем коэффициент анизотропии отличен от нуля до глубины 94 км, где составляет 2-3%, а под Балтийским морем на этих глубинах полностью исчезает.

Для проверки выводов были выбраны данные о дисперсии волн Лява и Релея по близким континентальным трассам (трассы AQU-FIN на рис. 4) и проходящим через море (группа AQU-IS). Дисперсионные кривые для континентальных трасс AQU-FIN характеризуются гораздо меньшим разбросом, а восстановленные скоростные разрезы волн SH и SV демонстрируют близкую к нулю анизотропию в подкоровой мантии (рис. 4). Для набора трасс AQU-IS ситуация противоположная:

дисперсионные кривые имеют больший разброс, но в мантии скорость волны SH превалирует над SV во всем интервале глубин.

Анизотропия может характеризовать свойства среды наряду со значениями скоростей, а также историю развития данной структуры и современные процессы. В работе [4] было показано, что в океанической мантии величина анизотропии коррелирует с возрастом океанического дна. Полученные значения коэффициента анизотропии на глубинах 64–94 км под Черным морем могут соответствовать возрасту океанической литосферы 20–50 млн, и, вероятно, верхняя мантия Черноморского бассейна – это реликтовая литосфера океана Тетис, закрытие которого произошло в палеогене приблизительно 30 млн. лет назад.

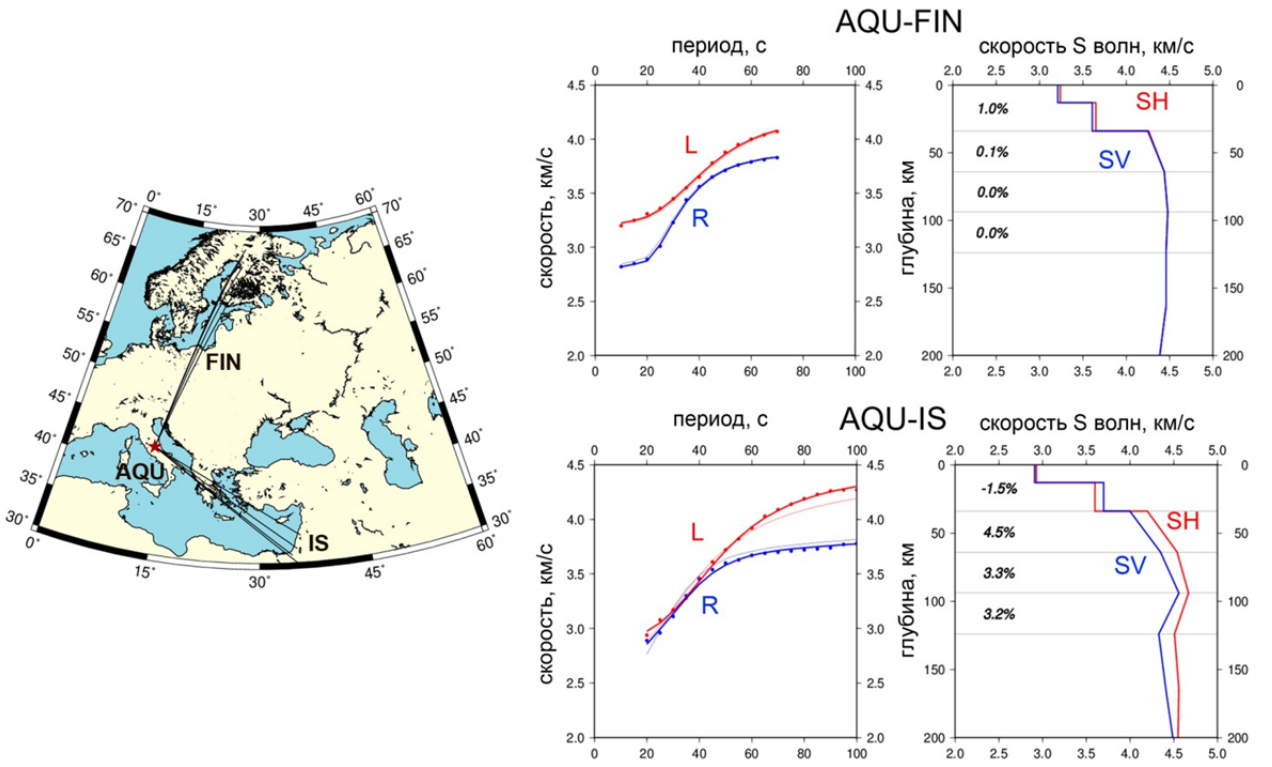


Рис. 4. – **слева**: трассы между эпицентром землетрясения в Аквилле (06-04-2009, Mw6.3) и сетью финских станций (FIN) и станций в Израиле (IS); **справа**: дисперсионные кривые, полученные на этапе 1D и соответствующие разрезам SV и SH по отдельности; и полученные скоростные разрезы волн SV и SH.

Относительно причин радиальной анизотропии высказываются разные мнения: ее рассматривают, как следствие (1) конвективных потоков вещества в верхней мантии; (2) деформации вещества в результате тектонических процессов за сотни миллионов лет, сохранившиеся в современной литосфере. Первая причина, по-видимому, описывает анизотропию океанической верхней мантии, где всегда наблюдается превышение V_{SH}, тогда как вторая – континентальную мантию, где возможны разные соотношения между V_{SH} и V_{SV}. Разные знаки между V_{SH} и V_{SV} на континентах могут нивелировать в целом данное различие и приводить к близкому к нулю значению коэффициента анизотропии.

Благодарности

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансовую поддержку исследований (грант No. 17-05-00522) и центрам данных IRIS (https://www.iris.edu/hq) и GEOFON (https://geofon.gfz-potsdam.de) за возможность использовать цифровые данные.

Список литературы

1. Chen Y., José Badal., Zh.Zhang (2009), Radial anisotropy in the crust and upper mantle beneath the Qinghai-Tibet Plateau and surrounding regions // *Journal of Asian Earth Science*, Vol.36, 289-302.
2. Guo Zh., X.Gao, Wei Wang and Zh.Yao (2012), Upper- and mid-crustal radial anisotropy beneath the central Himalaya and southern Tibet from seismic ambient noise tomography // *Geophys.J.Int*.,Vol.189. P.1169–1182.
3. Дитмар П.Г., Яновская Т.Б. Обобщение метода Бэйкуса-Гильберта для оценки горизонтальных вариаций скорости поверхностных волн // *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* – 1987. – №6. – С. 30–40.
4. Anderson D.L. and J.Regan (1983), Upper mantle anisotropy and the oceanic lithosphere // *Geoph.Res.Lett*., V.10, №9, 841–844.

Геодинамика Восточно-Европейской платформы по современным ГНСС- данным

А. В. Мохнаткин[1], В. Л. Горшков[1], Н. В. Щербакова[1], Б. А. Ассиновская[2]

[1] Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, ГАО РАН, Санкт-Петербург, 196140, Пулковское ш. 65/1, e-mail: vigor@gaoran.ru

[2] Федеральный исследовательский центр Единой Геофизической службы РАН, ФИЦ ЕГС РАН, СПб, 196140, Пулковское ш. 65/12, e-mail: assinovskaya@plkv.gsras.ru

Аннотация.
Создана и поддерживается открытая для свободного доступа база данных скоростей более 300 станций (http://www.gaoran.ru/russian/database/station/databasev_rus.html) на территории Восточно-Европейской платформы (ВЕП). Плотность сети ГНСС-станций ВЕП позволяет исследовать кинематические характеристики региона, а также исследовать поле напряжений для особо плотной сети станций окружающих Финский залив. Фундамент ВЕП сформирован из многочисленных геологических структур, имеющих разный состав, различный возраст и историю их развития. Западная часть Русской плиты (РП) имеет многочисленные протяжённые структуры, имеющие соответствия в структуре полученного по ГНСС-данным поля напряжений. Были оценены угловые скорости твердотельного вращения РП и Балтийского щита, при этом для всего региона были учтены послеледниковые коррекции в поле скоростей. Разность вращения этих блоков по нашим оценкам статистически незначима (БЩ: 0.257 ± 0.002, РП: 0.254 ± 0.003 deg/Ma). В тоже время поле деформаций зоны сопряжения этих структур обнаруживает слабое сжатие (2-3 наностейна/год) в направлении с СЗ на ЮВ. Кроме того, поле вертикальных скоростей станций в этой зоне (без поправок за послеледниковое поднятие) имеет резкий переход от поднятия на севере Финского залива к отрицательным вертикальным скоростям на юге от него. Всё это находит отражение в структуре фундамента этой зоны. В центре выделяется новгородская гранитоидная интрузия и многочисленные авлакогены с характерным и изменениями направлений сжатия. Это может служить доказательством геодинамической активности региона, которая реализуется как в виде слабых землетрясений, так и в виде пластических деформаций. Так уже в течение 2018 года произошло несколько сбросовых сейсмических событий в Палдиски-Псковской сейсмической зоне, примыкающей с запада к исследуемому региону.

Ключевые слова: ГНСС данные, геодинамика Восточно–Европейской платформы

Введение

Методы космической геодезии, в том числе методы Глобальной Навигационной Спутниковой Системы (ГНСС), позволяют осуществлять измерения современных движений литосферных плит с точностью лучше 0.5 мм/год [Altamimi2017]. Плотные региональные ГНСС-сети, совместно с данными сейсмологии, используются для исследования деформационных процессов на границах плит. Это позволяет строить адекватные геодинамические модели, в том числе выделять всё более мелкие структуры в литосферных плитах.

Восточно-Европейская платформа (ВЕП) состоит из многочисленных структур, разного геологического возраста, в частности, из кристаллического Балтийского щита (БЩ) и покрытой осадочным чехлом Русской плиты (РП). Земная кора региона неоднородна как по вещественному составу, так и тектонически. Она разбита на блоки многочисленными зонами дислокаций и деформаций, вследствие чего повсеместно существуют ослабленные зоны и прочностные барьеры, где при воздействии внешних сил образуются области перераспределения напряжений.

Поле горизонтальных скоростей ВЕП и соответствующее поле деформаций в совокупности с сейсмическими проявлениями в зоне Финского залива исследовались нами ранее в работах [1, 4].

Исследование поля скоростей станций раздельно для БЩ и РП позволит оценить возможность их независимого вращения и наличие деформационных процессов в зоне их сопряжения.

Данные и метод обработки

Изучение геодинамики и структурных особенностей территории ВЕП в наших ранних работах привело к необходимости создания, постоянного пополнения и поддержки базы скоростей ГНСС-станций [2] (http://www.gaoran.ru/russian/database/station/databasev_rus.html), содержащей в настоящее время более 300 станций. Обработка произведена с помощью пакета GIPSY 6.4 (JPL) с применением стратегии точного точечного позиционирования (PPP) и с использованием наилучших моделей коррекций. Детально методика получения скоростей станций и учтённые коррекции в ряды положений имеются на вышеприведённом сайте.

Всего, после селекции по продолжительности (выбраны станции с историей наблюдений не менее двух лет) и качеству наблюдений (исключены станции с разрывами наблюдений более полугода и с экстремально большими вариациями положений), для данного исследования было использовано 250 станций. По вычисленным рядам координат были оценены скорости станций и их ошибки с учётом типа шумовой составляющей. В среднем для станций с продолжительностью наблюдений более 3-4 лет ошибки составили 0.04 мм/год, а для меньшей продолжительности – до 0.5 мм/год. Скорости вычислялись как с помощью взвешенной МНК оценки по модели с учётом сезонных вариаций, так и с помощью робастной оценка медианным методом по усечённой модели без учёта сезонности.

В приближении о твердотельных литосферных плитах на поверхности сферической Земли движение каждого блока земной коры можно представить как вращение вокруг некоторой оси. Ближайшую точку её пересечения с поверхностью Земли принято называть полюсом Эйлера. Совместное движение набора из n ГНСС-станций, относящихся к одному геотектоническому блоку, можно представить: $v = \Omega \times r$, где v – матрица скоростей станций размера $3 \times n$ для каждой из трех координат скоростей, Ω – вектор-столбец 3×1 из искомых угловых скоростей, r – вектор-столбец координат станций, соответственно, размера $1 \times 3n$. Для оценки компонент угловой скорости блока используется взвешенный МНК с диагональной весовой матрицей, на диагонали которой обратные дисперсии соответствующих скоростей.

Метод для определения поля деформаций по скоростям станций описан в [1].

Результаты

На рис. 1 приведены остаточные горизонтальные скорости станций после удаления влияния послеледникового поднятия (ПЛП) по модели ICE-5G [5] и углового вращения Евроазиатской (ЕА) плиты по модели ITRF14 [3].

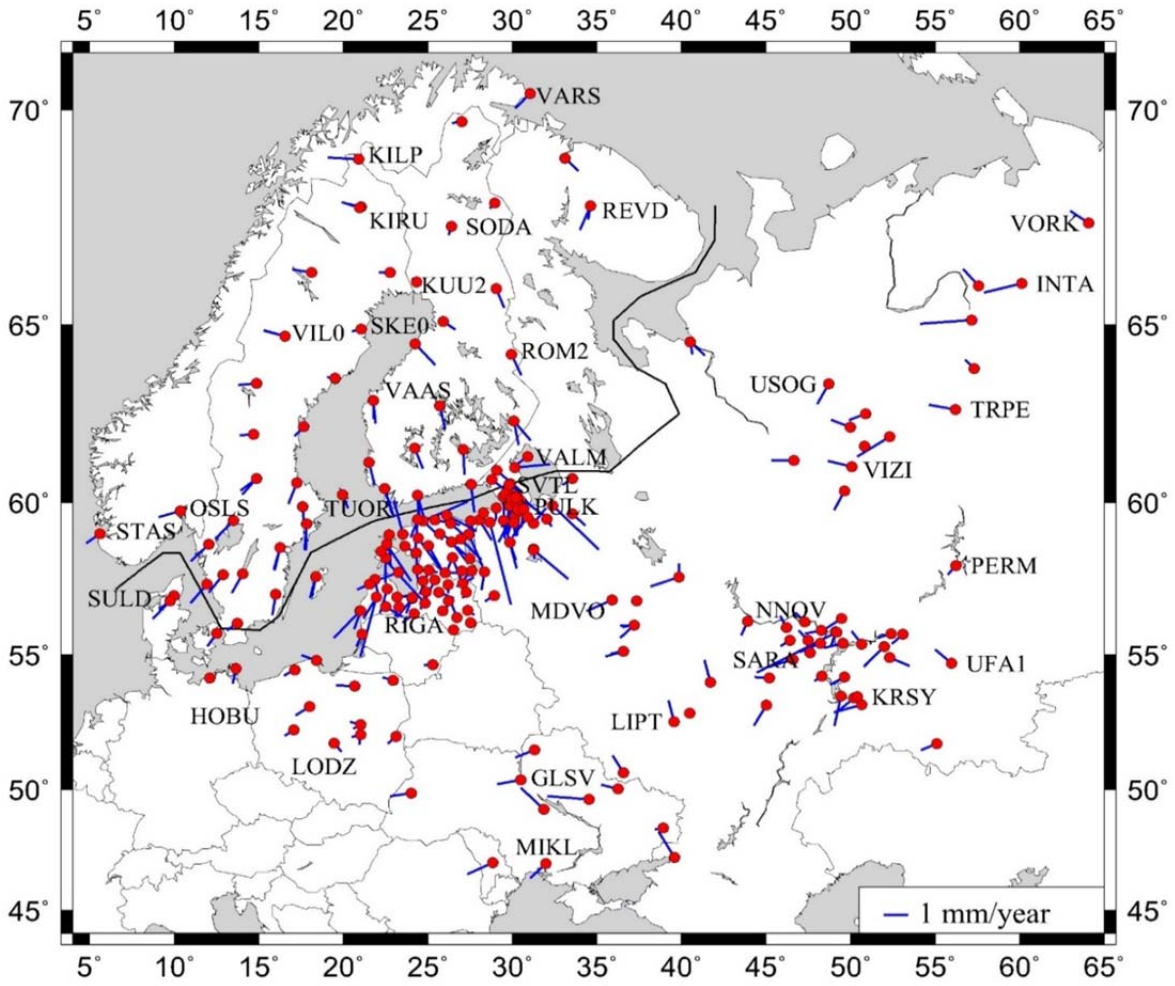


Рис. 1. Горизонтальные скорости ГНСС-станций после вычета движения Евразийской плиты по модели ITRF2014 PMM

Заметны небольшие неоднородности поля горизонтальных скоростей станций систематического характера как бы «выжимающие» центральную область ВЕП с востока и запада на юг. Вектора образуют кластеры на востоке, западе и юге ВЕП с довольно большими пустотами между ними. Для корректного исследования взаимной динамики геологических структур требуется большее количество хорошо распределённых и продолжительных рядов наблюдений. Из многочисленных блоков ВЕП только крупные блоки БЩ и РП удовлетворяют этим условиям по данным нашей базы скоростей. Поэтому именно для зоны их сопряжения нами было вычислено поле деформаций, представленное на рис. 2 (справа). При относительной малости существующих деформаций (~3 наностреина за год), заметно разделение структуры деформаций этого региона на восточную, с одноосным, в основном, сжатием, и на западную, имеющую почти меридиональную ориентацию сжатия со значимым по величине растяжением. Это разделение типа деформаций по данным ГНСС практически совпадает по простиранию с Псковско-Палдисской разломной зоной.

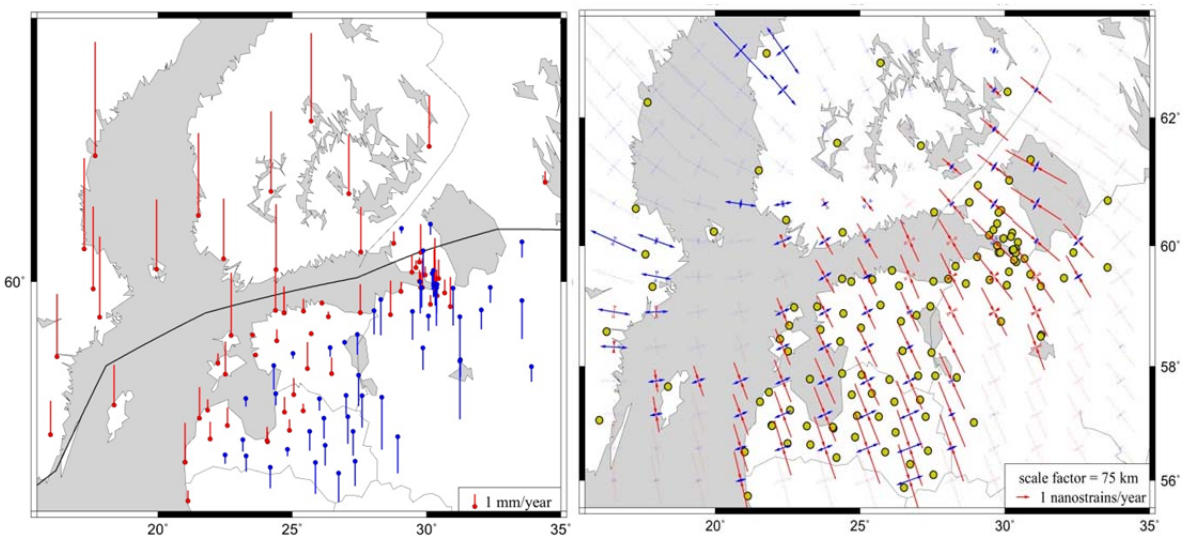


Рис. 2. Вертикальные скорости ГНСС-станций (слева) и поле деформаций (справа) для Балтийско-Ладожского региона

На рис. 2 (слева) представлена карта вертикальных скоростей, не скорректированная за ПЛП. Видно чёткое разделение скоростей по линии, разделяющей БЩ и РП, что, в целом, совпадает с геологической структуризацией – отрицательные вертикальные движения соответствуют области опускания земной коры в Московской синеклизе и авлакогенах. Вдоль границы смены знака движений располагаются эпицентры землетрясений как отмечено в работе [6]. Характер деформаций отражается в механизме очагов – сбросовый тип в Эстонии, далее на север меняется на сбросо-сдвиговый. В частности, Осмуссаарское землетрясение, расположенное в вышеупомянутой Псковско-Палдисской разломной зоне, имеет сдвиговый характер механизма очага.

Таблица 1. Угловые скорости блоков земной коры

Блок	N станций	Ωx, мс дуги/год	Ωy, мс дуги/год	Ωz, мс дуги/год
БЩ	60	-0.093 ± 0.004	-0.512 ± 0.002	0.763 ± 0.009
РП	190	-0.081 ± 0.005	-0.515 ± 0.005	0.751 ± 0.011
ВЕП	250	-0.083 ± 0.005	-0.514 ± 0.003	0.758 ± 0.009
ЕА[3]	97	-0.085 ± 0.004	-0.531 ± 0.002	0.770 ± 0.00

В табл.1 приведены угловые скорости как всей ВЕП, так и раздельно её основных блоков БЩ и РП с учетом поправок послеледникового поднятия по модели ICE-5G [5]. В последней строке приведены данные для всей ЕА плиты в системе ITRF2014, вычисленные в работе [3]. В этом решении не учитывалась ни одна станция, испытывающая послеледниковое поднятие, т.е. использованы только станции с широтой менее 55□N.

Взаимное вращение между БЩ и РП составляет ΔΩ (БЩ-РП) = 0.003 ± 0.003 (□/Ma), т.е. статистически незначимо. Это означает, что на уровне достигнутой точности и плотности данных регион консолидирован.

Выводы

По данным нашей базы скоростей ГНСС-станций на территории ВЕП поле современных деформаций в зоне сопряжения Балтийского щита и Русской плиты незначительно, но неоднородно. Таким образом, в этой зоне предпосылок для активных тектонических нарушений на современном этапе нет. Тем не менее, по величинам и направлениям векторов деформаций регион делится на блоки, среди которых особенно выразительна зона Псковско-Палдиского разлома. В целом поле остаточных после снятия общего вращения ЕА плиты горизонтальных скоростей станций ВЕП имеет незначительный избыток скоростей с западных и восточных бортов ВЕП, направленных к центру и на юг.

Список литературы

1. Горшков В.Л., Мохнаткин А.В., Смирнов С.С., Петров С.Д., Трофимов Д.А., Щербакова Н.В. Исследование геодинамики зоны сопряжения Балтийского щита с Восточно-Европейской платформой по данным ГНСС-наблюдений // *Вестник СПбГУ*. 2015. Серия I, Том 2 (60), Выпуск 3. С. 482 – 491.

2. Горшков В.Л., Мохнаткин А.В., Щербакова Н.В. О создании базы данных скоростей ГНСС-станций // *Труды ИПА РАН*. СПб. 2017. Вып. 43. С.58-67.

3. Altamimi, Z., L. M´etivier, P. Rebischung, H. Rouby, X. Collilieux. ITRF2014 plate motion model // *Geophys. J. Int.* (2017) 209, 1906–1912, doi: 10.1093/gji/ggx136.

4. Assinovskaya B., Shchukin J., Gorshkov V., Shcherbakova N. On recent geodynamics of the Eastern Baltic Sea region // *Baltica. Vilnius*. 2011. 24 (2). P. 61-70.

5. Peltier, W.R. Global Glacial Isostasy and the Surface of the Ice-Age Earth: The ICE-5G (VM2) Model and GRACE // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci*. 2004. 32. P. 111-149.

6. Nikulins V., Assinovskaya B., Seismicity of the East-Baltic region after the Kaliningrad earthquakes on 21 September 2004 // *Baltica*, 2018, 31 (1), 35–48.

Section STP. Solar-Terrestrial physics

Как геокосмос управляет биосферой?
1. Ассоциатообразование в биорастворах крайне низких концентраций в поле микроволнового излучения земной ионосферы.
2. ДНК, ионосферное микроволновое излучение и вода

С.В. Авакян[(1)], Л.А. Баранова[(2)]

1 - Всероссийский научный центр
“Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова” («ГОИ»), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Биржевая линия 12, Телефон: 78125524514, e-mail: avak@soi.spb.ru

2 - Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН («ФТИ»), 194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Телефон: 78122927951, e-mail: l.baranova@mail.ioffe.ru

Аннотация.
Рассмотрены два широко обсуждаемые в современной биофизике экспериментальных результата – аномальное увеличение количества ассоциатов в водных биорастворах, наблюдаемое при сверхвысоких разведениях в миллиарды миллиардов раз, и явление самовосстановления последовательности ДНК вирусов и некоторых бактерий. Представлена интерпретация возможной природы этих явлений с учётом воздействия на биосистемы космического фактора - потока микроволн из ионосферы.

Использован оригинальный подход к проблемам кластеризации воды в рамках супрамолекулярной физики, впервые предложенный в докладах, представленных на предыдущей конференции «Problems of Geocosmos», СПбГУ, октябрь 2016 г. Основная причина ассоциатообразования связывается с высоким сродством молекулы воды к протону. Регулятором эффективности этого процесса является поглощение микроволнового излучения внешнего происхождения электроном, нейтрализующим - привнесённый протоном положительный заряд, в результате чего снижается вероятность проникновения ридберговской орбитали этого электрона внутрь ионного остова, что ведёт к стабилизации образующегося ассоциата.
Впервые предложено учитывать в живом организме индуцированное испускание квантов микроволн той же частоты и направленности, что и внешний ионосферный поток микроволн, столкновительную передачу энергии ридберговского возбуждения водных ассоциатов биоматериалам, включая ДНК, а также вклад температурного излучения окружающего фона в генерацию сигналов УНЧ от среды вирусов и бактерий.

Ключевые слова: микроволновое излучение ионосферы, ридберговские состояния, ассоциаты, вынужденное излучение, столкновительное возбуждение

1. Введение

Одной из кардинальных проблем современной медицинской биофизики является отсутствие достаточного понимания биоэнергетики живого. В первую очередь это касается взаимодействия электромагнитных полей с водной средой организмов. Так что до сих пор актуально рассмотрение предположения А. Сент-Дьёрдьи, нобелевского лауреата по физиологии, 1937 г., что в живом организме «многообразные взаимодействия могут происходить без вещественного контакта, либо посредством энергетических связей, либо посредством электромагнитного поля, которое, таким образом, вместе с водой и её структурами представляется матрицей биологических реакций [1], стр. 150».

До сих пор не разрешён такой «кризис в биофизике», как определение физической картины быстрой миграции энергии в организме [2] , с. 120. К этому примыкает вопрос о природе «митогенетических лучей» в живом организме, т.е. излучения, сопровождающего процессы роста и

деления клеток, открытого в начале прошлого века А.Г. Гурвичем [3]. В УФ, видимом и ИК-диапазонах новое явление в дальнейшем продолжало подробно изучаться, прежде всего в нашей стране, см. [4], с. 166. Интересно предположение [3] о природе носителей эффекта – как *«…ассоциации химически несвязанных молекул, существование которых поддерживается температурным поступлением энергии»*. В нашем исследовании тоже изучается роль ассоциатов нехимической природы в поле микроволн, в том числе температурного (теплового) происхождения, см. далее. Важно, что этим «митогенетическим лучам» приписывалась возможность участия в «формообразовании», т.е. в регенерации утерянных органов и заживлении ран в живом организме.

В данной работе:

- привлечены известные квантово-электронно-молекулярные процессы из Физической оптики;

- рассмотрены в совокупности вода организма и электромагнитное поле окружающей среды [5, 6];

- введены механизмы индуцированного испускания электромагнитного (микроволнового) излучения и столкновительной безизлучательной передачи энергии возбуждения от водных ассоциатов к молекулам биоматериалов, включая ДНК, в жидкой среде [7].

Предложенные физические механизмы разрабатываются начиная с 2007-2008 гг. в ГОИ им. С.И. Вавилова, в рамках программы исследований в области физики солнечно-земных связей, с учётом нового фактора воздействия – микроволнового излучения земной ионосферы, в том числе, в периоды проявлений солнечной вспышечной активности и при геомагнитных бурях [8].

Почему понадобилось учитывать потоки микроволн из ионосферы? Дело в том, что в космических экспериментах к настоящему времени усилиями мировой науки определены вариации всех энергетических потоков, связанных с солнечной и геомагнитной активностью [9]. Полученные результаты свидетельствуют, что эти потоки не доходят до нижней атмосферы и, следовательно, прямое воздействие эффектов солнечных вспышек и магнитных бурь на биосферу и нижние слои атмосферы невозможно. В то же время в ряде отечественных и зарубежных радиофизических наблюдений было обнаружено микроволновое излучение земной ионосферы, спорадически усиливающееся в периоды солнечных вспышек и магнитных бурь (полярных сияний), но его природа оставалась непонятной. Мы предложили [10], в качестве модельного механизма генерации этого излучения, учитывать наиболее эффективный канал возбуждения ридберговских состояний атомов и молекул верхней атмосферы - электронный удар быстрыми электронами. Они возникают при ионизации ионосферы потоком рентгеновского и EUV излучения солнечных вспышек и (в периоды магнитных бурь) потоками электронов, высыпающимися из радиационных поясов Земли и прямо из геомагнитосферы. Микроволновое эмиссионное излучение (в области длин волн от 1 мм до 10 дм, т.е. в диапазоне частот спектра электромагнитных волн: КВЧ-СВЧ-УВЧ (EHF-SHF-UHF)) генерируется в разрешённых электрических дипольных переходах между подуровнями тонкой структуры

высоковозбуждённых - ридберговских уровней при $n \geq \sim 10$ (где n – главное квантовое число) с изменением орбитального квантового числа (l) на единицу, а также и в переходах с изменением n [8].

В 2002 году определяющая роль нашего «ридберговского» механизма генерации микроволн возмущённой верхней атмосферой была впервые подтверждена экспериментально на стенде нагрева ионосферы «Сура», НИРФИ, (при поглощении радиоволн на частотах 4,7 – 6,8 мГц). При этом была дана полностью основанная на работе [10] физическая интерпретация наблюдаемого явления [11], именно как результат эмиссии микроволнового излучения на частоте 600 мГц, с возбуждённых ударом ускоренными ионосферными электронами всех верхнеатмосферных газовых составляющих.

При рассмотрении физики солнечно-земных связей в приложении к биофизическим проблемам, важными являются два обстоятельства:

1) поток микроволнового ионосферного излучения пропорционален по энергетике как мощности вспышки, так и силе бури, то есть хорошо отражает степень текущей солнечно-геомагнитной активности;

2) весь спектр микроволнового излучения солнечного и ионосферного происхождения почти свободно (за исключением пяти узких полос поглощения) проникает до земной поверхности, в том числе в биосферу.

Прогресс в представляемых ниже результатах исследований по физике солнечно-магнитосферно-биосферных связей определён привлечением ряда механизмов на молекулярном уровне, скоростью которых возможно управлять величиной потока микроволн, способствуя, таким образом, генерации надмолекулярных структур - кластеров (ассоциатов), прежде всего, из молекул воды [5, 6]. Это позволяет, по-видимому, говорить о новой концепции – супрамолекулярной физике (*физике надмолекулярных структур*) в водной среде с привлечением известного механизма ассоциатообразования, обусловленного высоким сродством к протону молекул воды [12, 13].

Супрамолекулярная физика [5, 6] – это процесс за пределами молекулы (атомно-молекулярного остова), в эволюции которой в сложные формы (кластеры, ассоциаты) принимает участие электромагнитное излучение внешнего происхождения, поглощаемое ридберговски возбуждёнными составляющими молекулярного комплекса с увеличением его стабильности за счёт возрастания величины орбитального момента ридберговского электрона. Такое направление оказалось эффективным в приложении к насущным задачам физики окружающей среды и солнечно-земных связей как с целью выявления воздействия факторов активности Солнца на погодно-климатические характеристики, так и на здоровье человека. При этом показано, что образование супрамолекулярных систем – кластеров (ассоциатов) – способно кардинально менять как радиационный баланс атмосферы, так и свойства жидкостей в живом организме.

А. Сент-Дьёрдьи предвидел фактически наш биоэнергетический подход, привлекающий к рассмотрению нейтрализующий электрон в высоковозбуждённом (ридберговском) состоянии: «*Представление о переносе заряда вводит в игру возбуждённые уровни, ранее считавшиеся недоступными, ибо обычно энергия, необходимая для подъёма электрона на возбуждённый уровень*

молекулы, к которой он принадлежит, слишком велика» [14], стр. 69. Действительно, в супрамолекулярной физике основной «работающей» составляющей является как раз атом водорода молекулы H_2O, с электроном на высоковозбуждённой – ридберговской орбите. Такой электрон обеспечивает нейтрализацию положительного заряда кластерного иона, возникающего вследствие присоединения протона атома водорода из-за высокого к нему сродства. Использованный подход к биофизическим проблемам кластеризации воды в рамках супрамолекулярной физики, предложен впервые в докладе, представленном на предыдущей 11-ой международной конференции «Problems of Geocosmos», октябрь 2016 г., и опубликованном в феврале 2017 г. в Сборнике трудов конференции [5], а также в [6].

Целью работы является привлечение элементарных квантово-электронно-молекулярных процессов, известных из фундаментальной физической оптики, к разработке модельных подходов для описания актуальных, но пока нерешённых проблем современной биофизики. Это две проблемы:

- рост ассоциатообразования в водных биологически активных растворах при высокой степени разбавления и влияние магнитного экранирования на этот процесс [15];

- особенности поведения некоторых бактерий и вирусов (включая Human Imunodeficiency Virus) [16] , в том числе. самосборка с восстановлением ДНК из низкомолекулярных фрагментов.

Показано, что эти явления могут быть связаны с влиянием потоков электромагнитного излучения окружающей среды на структурообразование с участием молекул воды.

Наконец, оцениваются последствия наших предложений по учёту в жидкой среде живого организма [7] процессов генерации индуцированных излучений и столкновительной безизлучательной передачи энергии электронного возбуждения в высоковозбуждённые (ридберговские) состояния от водных ассоциатов к молекулам биоматериалов, включая ДНК.

Итак, наши исследования призваны подтвердить, что явления в высокоразбавленных биорастворах, включая ДНК [16], связаны с воздействием на структуризацию молекул воды постоянно существующего потока микроволнового излучения земной ионосферы. В лабораторных экспериментах [15, 16] не учитывалось, что искусственная магнитная экранировка кардинально ослабляет весь диапазон микроволнового излучения окружающей среды.

2.Основы супрамолекулярной физики

Каковы основы супрамолекулярной физики? Во-первых, рассматриваются известные из физики атомно-молекулярных столкновений процессы ассоциатообразования с участием ридберговского (высоковозбуждённого) электрона, нейтрализующего положительный заряд комплексного (кластерного) молекулярного иона. Во-вторых, учитывается известный факт, что вероятность образования стабильного нейтрального кластера определяется значением величины орбитального квантового момента такого электрона (l): она возрастает при $l>2$, поскольку в этом случае электрон реже проникает в ионный остов. Поэтому, наиболее важно, что в рамках супрамолекулярной физики объясняется увеличение значения орбитального момента за счёт

поглощения ридберговским электроном кванта электромагнитного, в том числе микроволнового, излучения внешнего происхождения.

Очень важно, что у привлекаемого процесса отсутствуют как энергетический порог соответствующих физикохимических реакций, так и помехи от вклада окружающего теплового фона («проблема кТ»), поскольку в схеме нейтрализации осуществляется кулоновское взаимодействие зарядов кластерного иона и нейтрализующего ридберговского электрона, при этом энергия ридберговских уровней в атомах и молекулах близка к потенциалу ионизации и более ~10 эв. Наконец, отсутствует и квантовый запрет в переходах с поглощением кванта микроволн $l \rightarrow l'$, где $l' = l + 1$, т.к. это чисто разрешённые электрические дипольные переходы.

Предложенный подход позволил учитывать роль молекул воды при решении самых важных проблем физики солнечно-земных связей [5, 6]:

- влияние магнитных бурь и солнечных вспышек на состояние жидких сред в организме человека;

- вклад в современное глобальное потепление климата парникового эффекта на оптически тонкой (разогревающей воздух приземных слоёв тропосферы) облачности.

Ведь, как регистрируемое последние десятилетия глобальное повышение приземного воздуха, так и многочисленные фактические данные о роли солнечных вспышек и геомагнитных бурь в ухудшении самочувствия человеческого организма, ослабленного различными болезнями, являются предметом повышенного внимания физиков, биофизиков и медиков.

Однако, до наших работ не было реальных результатов (в первую очередь в периоды высокой солнечно-геомагнитной активности) как по учёту парникового эффекта на парах воды в тропосфере, так и по оценке влияния структурирования водной среды на процессы в живом организме, хотя именно молекулы воды являются основным парниковым газом в тропосфере, а в организме человека жидкой воды по объёму ~ 70 %.

3. Учёт процессов физической оптики при интерпретации аномалий, обнаруженных в экспериментах [15, 16]

В нашем подходе предложено использовать процесс молекулярной ассоциации по совокупности результатов работ [12, 13], где на основе измерения оптических спектров [12] констатировано, что в случае образования сложных комплексов из молекул воды, аммиака и метана, процесс идёт через добавление протона к прародительским молекулам благодаря их высокому сродству к протону. Конкретно это в [13] стр. 457, сформулировано так: «Многоатомные ридберговские молекулы известны… Они образуются за счёт прародительских молекул… с добавлением протона, что возможно, поскольку у них высокое сродство к протону. Образующиеся ионы затем нейтрализуются захватом электрона на ридберговскую орбиталь [12]». Исследования в [12] выполнены под руководством и при непосредственном участии нобелевского лауреата 1971 года по химии Герхарда Герцберга.

В этих ситуациях вероятность процессов ассоциации определяется величиной орбитального момента (l) ридберговского электрона: уменьшается при малых величинах l и, наоборот, велика при больших значениях (l>2). Следовательно, в периоды повышения величины потока микроволн из ионосферы при поглощении их ридберговским электроном будет происходить уменьшение скорости развала кластеров. При этом, как только протон добавляется к прародительской молекуле, его собственный электрон из атома водорода нейтрализует возникший положительный заряд, захватываясь из континуума на ридберговские уровни, начиная с самых высоких значений n, где n главное квантовое число. Ведь известно представление [17], с. 9, что составные части сложных ионов ассоциатов (кластеров) сохраняют свою индивидуальность.

Следует подчеркнуть, что используемые нами процессы могут активно протекать как в газовой фазе, так и в жидкостях. В [18, 19], Т.I, с. 251-253, и Т.III, с. 175, 176, подтверждено, что ридберговские состояния регистрируются в спектрах поглощения излучения как для водяных паров, так и в конденсированных средах (в жидкой воде и во льду), при этом величины сечений поглощения практически одинаковы. Конечно, в жидкости важен вклад столкновений с безизлучательным тушением ридберговских состояний. В [20], с.210, время между последовательными соударениями с молекулами в водном растворе оценено, как составляющее около 10^{-11} сек. У нас среднее время процесса нейтрализации заряда у молекулярной частицы, включая ассоциаты, после присоединения протона, на порядок меньше (в расчётных оценках, выполненных ранее в [5, 6], это ~ 10^{-12} с), поэтому столкновительное тушение можно не учитывать.

При рассмотрении вклада электромагнитного облучения в биоэнергетику живого организма важно учесть, что для высоковозбуждённых (ридберговских) состояний, в том числе и в кластерах с участием молекул воды, параллельно с поглощением квантов микроволн, возникает индуцированное излучение в том же диапазоне с существенно большей вероятностью, чем эмиссия в спонтанных электрических дипольных переходах (см. например [13], с. 415). Это означает, что индуцированное микроволновое излучение, возникающее при прохождении в жидкой среде потока квантов внешней электромагнитной волны, участвует в дальнейших актах возбуждения ридберговского электрона на уровень $l' = l + 1$ и таким образом способствует увеличению роста кластеров с участием молекул воды, а также обеспечивает более глубокое проникновение микроволнового потока в среду.

Следовательно, есть основания учитывать данный процесс в энергетике биологических реакций, т.к. квант индуцированного излучения имеет ту же частоту и направление движения, что и первичный квант.

Итак, поток дополнительного (индуцированного) излучения в процессах возникновения нейтральных водосодержащих ассоциатов на тех же частотах, что и поток микроволн внешнего происхождения, участвует, в рамках прежнего сценария супрамолекулярной физики, практически в тех же объёмах жидкой среды, в росте скорости ассоциатообразования с включением новых молекул воды. Параллельно возникает новая порция квантов индуцированного излучения при возникновении новых водосодержащих нейтральных ассоциатов.

Ещё в [19], с. 395, обращалось внимание на экспериментальные доказательства наличия ридберговски возбуждённых уровней у биологических материалов, при этом отмечалось, что *«теория игнорирует ридберговское возбуждение»*. Представленная в [19] таблица, с. 396-397, содержит такие жизненно важные биоматериалы, как ДНК, клетки крови, олигопептиды, гликопептиды, хлоропласты и др. Следует учитывать, что возможна безизлучательная столкновительная передача запасённой водосодержащими ассоциатами потенциальной энергии ридберговских состояний другим биомолекулярным компонентам в ударах второго рода. Здесь надо иметь ввиду, что у молекул (в том числе в составе кластеров-ассоциатов) существуют колебательные и вращательные степени свободы, что приводит в возникновению множества энергетических уровней. Но уже при величине главного квантового числа $n \geq 8$ электронно-возбуждённые уровни расположены более тесно, чем колебательные и даже вращательные уровни ионного остова [21], с. 402. Так что условия резонансов для столкновительной передачи потенциальной энергии на ридберговски заселённых молекулярных уровнях практически реализуемы.

4. О сильно разбавленных водных биорастворах

Целью наших исследований было создание модельных представлений для описания природы известных в современной биофизике особенностей в проявлении ассоциативных свойств высокоразбавленных биологически активных растворов, в том числе, в условиях искусственного магнитного экранирования, см. [15] и упомянутые там публикации. В задачу работы входило показать, что экспериментально наблюдаемые явления могут быть связаны с влиянием потоков микроволн, в первую очередь, ионосферного происхождения, на молекулярное ассоциатообразование. В [15], с.1082, определено, что *«основную часть наноассоциатов в высокоразбавленных растворах составляют молекулы воды»*. При этом констатируется, что *«…открыто неизвестное ранее фундаментальное явление: образование в высокоразбавленных водных растворах под влиянием растворённого вещества и внешних электромагнитных полей молекулярных ансамблей – наноасссоциатов. Именно образование наноассоциатов определяет всю совокупность свойств – и физико-химических, и биологических – этих высокоразбавленных водных растворов»*. Предложено также исследовать роль и механизм действия наноассоциатов в биообъектах.

Отметим, что требующая интерпретации особенность – усиленное ассоциатообразование, касается действительно только случаев очень малых концентраций биомолекул – менее, чем $10^{-7} – 10^{-10}$ М, и вплоть до $10^{-18} – 10^{-20}$ М. Ведь в [15] не наблюдались существенные различия в поведении ассоциатообразования в водных растворах всех 60-ти исследованных биоактивных веществ при концентрациях от М и до ~10^{-7} М, как при наличии, так и в отсутствии электромагнитного экранирования.

Нами предлагается такая интерпретация природы этого явления с учётом воздействия микроволнового излучения ионосферы на вероятность ассоциатообразования [7]. В рамках

супрамолекулярной физики одним из лучших партнёров в механизме увеличения скорости ассоциатообразования при участии квантов потока микроволн являются молекулы воды (из-за своего высокого сродства к протону). Когда их количество при сверхразбавлениях растёт, всё больше квантов микроволн, включая индуцировано излучаемые, уходит на увеличение ассоциированности водосодержащего компонента (в рамках схемы супрамолекулярной физики). Тогда появляется всё больше возможностей, при реализации столкновительной – безизлучательной передачи потенциальной энергии от водосодержащего ассоциата на ридберговские уровни биомолекул, для усиления биохимической активности растворённого биокомпонента. В поле потока микроволн из ионосферы, эти биомолекулы становятся значительно устойчивее к диссоциации и развалу, поглощая в переходе на уровень с увеличением величины орбитального момента микроволновый квант. Это также способствует росту ассоциатообразования в биорастворе. Так что исчезновение эффекта ассоциатообразования под экраном (с пермалоевым экранированием геомагнитного поля), можно считать подтверждением нашего гипотетического объяснения, поскольку под металлическим экраном кардинально ослабляются любые микроволновые потоки.

Следовательно, можно полагать, что увеличенный - суммарный микроволновый поток квантов внешнего происхождения и индуцированного излучения также способен отражаться на состоянии электронного ридберговского возбуждения биомолекул. Это не может не влиять на энергетику и кинетику всех биохимических реакций, включая ассоциатообразование, с участием таких возбуждённых биомолекул.

В [2], с.376 подчёркивается, что имеется целый ряд фактически полных совпадений между условиями, необходимыми при получении воспроизводимых результатов в опытах [15] и [16]:

- отсутствие металлического (магнитного) экранирования исследуемых образцов, включая чистую воду и биорастворы;

- выдержка не менее 16 – 18 часов для начала опыта после снятия металлического экрана;

- наличие работающего генератора излучения с частотой, равной ~ 7 Гц, что выступает, по крайней мере, как важный стимулирующий фактор при образовании ассоциатов в водном биорастворе даже при разведениях, больших 10^{-9} [15], и при экранировке металлического контейнера. Но у [16], в случае такой экранировки, излучение в диапазоне 500-3000 Гц (генерирующее самосборку ДНК вирусов и некоторых бактерий из низкомолекулярных фрагментов, в том числе и материалов своего донора – лимфоцитов человека [2], с. 371-373, не возникает ранее, чем через 18 часов непрерывной работы генератора ~ 7 Гц при комнатной температуре [2] , с. 374-375.

Отмеченное подобие условий возникновения двух самых неожиданных явлений последних лет в водных биорастворах крайне низких концентраций позволяет нам вести изучение их природы совместно, во всяком случае, на этапе рассмотрения роли металлического экранирования и вклада эффекта сверхбольших разбавлений.

5. Влияние крайне низкочастотного излучения на аномальное поведение биорастворов

Интересным является причины вклада в биорастворы наличия низкочастотной амплитудной модуляции микроволнового излучения ионосферы [8], а также, по-видимому, и излучения чёрного тела окружающей среды при комнатной температуре. Модуляция связана с расположением резонаторов КНЧ-колебаний внутри ионосферы – в месте генерации потока микроволн и вплоть до нижней атмосферы – до земной поверхности. Всё человечество, да и вся живая природа с момента своего зарождения обитает на дне громадного объёмного резонатора, заполненного электромагнитным излучением. Излучение с частотой более 7 Гц генерируется в резонаторе Шумана (ионосфера, её Е-область на высотах ~ 100 км, – поверхность Земли) и кроме частоты 7.83 Гц, резонансными являются частоты 14.3, 20.8, 27.3 и 33.8 Гц. Главное, что в этих диапазонах располагаются частоты ритмов многих органов, прежде всего мозга, а также, например, сердца, брюшной полости (4-8 Гц), позвоночника (6 Гц), почек (6-8 Гц). Следовательно, такую модуляцию в полосах Шумана (на частотах выше 7 Гц) и Альфвена (на частотах ниже 7 Гц и вплоть до малых долей Гц), следует иметь ввиду при рассмотрении роли микроволн в передаче «сигналов» живым системам [8].

6. О вкладе излучения чёрного тела в окружающей среде в аномальные эффекты при высоких разведениях водных биорастворов

В [16] отмечены экспериментально наблюдаемые явления в биорастворах сверх высоких разведений, которые можно объяснить с учётом воздействия излучения чёрного тела при комнатной температуре в лабораториях. Это излучение, как известно [22] имеет при T~300 K пик спектральной плотности в ИК-области (~ 10 мкм) и медленное её падение к низким частотам в микроволновом диапазоне. Из-за необычно большой величины матричных элементов электрических дипольных переходов между близко расположенными ридберговскими уровнями это излучение очень эффективно приводит к двум эффектам: индуцированному излучению и к сдвигам энергии электронных уровней, при этом вероятность индуцированного излучения при больших l на порядок больше спонтанного. Сдвиги уровней называются штарковскими, поскольку происходят в электрическом поле падающей волны; они зависят от T^2 и одинаковы для всех ридберговских состояний, составляя для комнатной температуры 2.4 кГц. Имеющиеся данные [16] не позволяют пока полностью интерпретировать возможный вклад в спектр штарковской модуляции с учётом такого сдвига, а также картину биений. Но можно, в связи с оценками, приведёнными в [22], с. 355, а также в [13], с. 439, полагать [7], что именно с эффектами штарковского сдвига связаны ультранизкочастотные (УНЧ) излучения ниже 3 кГц, зафиксированные в [16]. Кстати, сами авторы [16] предлагают теоретическую интерпретацию обнаруженных эффектов в среде вирусов и бактерий как раз с привлечением гипотетического образования структур в растворах – «когерентных доменов», при этом, для воды учитывают высоковозбуждённое состояние с энергией ~12.06 эВ,

лежащее ниже порога ионизации 12.60 эВ, которое по определению относится к ридберговским состояниям молекулы воды.

Что касается излучения с частотой, равной ~ 7 Гц, в роли важного стимулирующего эффекта (как для образования ассоциатов в водном биорастворе [15] при наличии металлического экранирующего контейнера, так и для появления УНЧ-излучения в диапазоне 500-3000 Гц [16]), требуется 16 - 18 часов непрерывной работы генератора этой частоты при комнатной температуре, т.е. в условиях облучения чёрнотельным излучением окружающей среды.

Приведём численные оценки, подтверждающие, что для проявления структурирования воды в экспериментах [15, 16] (после режима металлического - магнитного экранирования) действительно необходимо облучение ионосферным потоком микроволн (флюенс) не менее 16 часов. Ранее, при определении вклада микроволнового потока из ионосферы во время мировой магнитной бури в период его максимальной интенсивности (в главную фазу бури, соответствующей в авроральной зоне четвёртому международному классу полярного сияния (IBC IY)) в образование кластеров из молекул воды в оптически тонкой - перистой облачности нами было рассчитано, что число таких кластеров в ~1000 раз превышает экспериментально полученные (фоновые) плотности в «молодых» перистых облаках [23]. С другой стороны, для периода спокойной глобальной геомагнитной активности в зоне полярных сияний практически всегда (в среднем каждые несколько часов) наблюдаются суббури, что хорошо видно из космоса в пилотируемых орбитальных полётах. Это дало основание для вывода космонавтов о практически постоянном существовании полярных сияний [24]. Поэтому, мы принимаем, что фоновое полярное сияние имеет балл IBC I в международной шкале, а поток микроволн в этом случае в 1000 раз меньше максимального, принятого нами для главной фазы мировой магнитной бури. Однако, для случая таких слабых сияний необходимо учитывать вклад столкновительного тушения ридберговски возбуждённых состояний в нижней ионосфере [25] – ниже ~ 115 км. Действительно, в случае слабой геомагнитной активности, высыпания электронов в ионосферу не только очень невелики, но и их спектр становится много жёстче, чем в период мировых магнитных бурь [9] , стр. 299. Тогда с учётом вклада поглощения (в *e-раз*) обычный (фоновый) флюэнс потока микроволнового излучения ионосферы, достаточный для обеспечения экспериментально полученных плотностей водных частиц в «молодых» перистых облаках [23] достигается за **(***6 часов x 2.72)=16.3 часа,* что вполне удовлетворительно соответствует времени задержки в наблюдаемых эффектах («16 – 18 часов»), как в [15], так и в [16].

7. Выводы

1) Всё живое на Земле находится в поле микроволнового потока из ионосферы, интенсивность которого полностью определяется текущим уровнем солнечно-геомагнитной активности.

2) Ионосферный поток микроволн способствует созданию водосодержащих кластеров (ассоциатов) в жидкой среде организмов.

3) Водные ассоциаты могут иметь ридберговское возбуждение (на уровни энергии ≥10 эВ), которое при соударениях способно передаваться многим биоматериалам, находящимся в растворе, включая ДНК.

4) Образование ридберговских биомолекул растёт при сверхвысоких разбавлениях биорастворов, из-за увеличения числа водных ассоциатов.

5) Ридберговские уровни энергии испытывают в поле микроволн и температурного излучения окружающей среды Штарковский сдвиг, способный приводить к излучению менее 3 кГц.

6) Предложены возможности решения в рамках учёта взаимодействия микроволнового излучения с составляющими водных биорастворов таких проблем современной биофизики, как усиление эффекта ассоциатообразования при сверхвысоких разбавлениях и явление воссоздания (после секвенирования) последовательности ДНК вирусов и некоторых бактерий.

Список литературы

1. Сент-Дьёрдьи А., *Биоэнергетика,* М.: Физматгиз, 1960.
2. Галль Л.Н., Физические принципы функционирования материи живого организма, СПб.: Изд-во Полит. Университета, 2014.
3. Гурвич А.А., Проблема митогенетического излучения как аспект молекулярной биологии, Л.: Медицина, 1968.
4. Самойлов В.О., Медицинская биофизика: Учебник для ВУЗов. 3-е изд. СПб.: СпецЛит (ВМА), 2013.
5. Avakyan S.V., Supramolecular physics of the ionosphere – biosphere links // In: *Proceedings of the 11th International School and Conference "Problems of Geocosmos" (Oct. 03-07, 2016, St. Petersburg, Russia)*, Eds. by V.S. Semenov, M.V. Kholeva, S.V. Apatenkov, N.Yu. Bobrov, A.A. Kosterov, A.A. Samsonov, N.A. Smirnova, and T.B. Yanovskaya (SPbSU, SPb. 2017), pp.180-186.
6**.** Авакян С.В., Супрамолекулярная физика окружающей среды: климатические и биофизические эффекты // *Вестник РАН*, **-** 2017/ –Т. 87, -№5, -С. 458-466.
7. Avakyan S.V., Baranova L.A.How does the geocosmos control the biosphere? 1, 2. // In: *Books of Abstracts. 12th Int. Conf. and School "Problems of Geocosmos", Oct. 8-12, 2018, StPbSU, St.Pb.,Russia,* pp. 135-136.
8. Авакян С.В., Физика солнечно-земных связей – некоторые результаты, проблемы, и новые подходы // *Геомагнетизм и аэрономия*.- 2008. –Т.48, -№4. -С. 435-442,
9. Авакян С.В., Вдовин А.И. и Пустарнаков В.Ф., *Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве. Справочник* СПб.: Гидрометеоиздат, 1994.
10. Авакян С.В., Серова А.Е. и Воронин Н.А., Роль ридберговских атомов и молекул в верхней атмосфере // *Геомагнетизм и аэрономия*. -1997. -Т. 37, -№ 3. -С. 99–106.
11. Grach S.M., Fridman V.M., Lifshits L.M., Podstrigach T.S., Sergeev E.N., Snegirev S.D. UHF electromagnetic emission stimulated by HF pumping of the ionosphere // Annales Geophysicae. -2002. -V. 20, -N. 10. P. 1687-1691.
12. Dabrowski I., Herzberg G., The electronic emission spectrum of triatomic hydrogen. 1. *Canad. J. Phys.*- 1980. - V. 58, -N8, P. 1238-1249.
13. *Gallas J.A.C., Leuchs G., Wallher H., Figger H.* Rydberg atoms: high-resolution spectroscopy and radiation interaction - Rydberg molecules // *Adv. in Atomic and Molec. Phys*.-1985. - V. 20. - P. 413-466.
14. Сент-Дьёрдьи А., *Введение в субмолекулярную биологию*, М.: Наука, 1964.
15. Коновалов А.И., Образование наноразмерных молекулярных ансамблей в высокоразбавленных водных растворах // *Вестник РАН*.- 2013. –Т. 83, -№12. –С.1076-1082.

16. Montagnier L., Aissa J., Del Giudice E., Lavallee C., Tedeschi A., Vitiello G., DNA waves and water // *J. of Phys., Confer. Ser.* -2011. –V. 306, 012007.
17. Смирнов Б.М., *Комплексные ионы* М.:Наука, 1983.
18. Robin M.B., *Higher excited states of polyatomic molecules V. I.* New-York, London: Acad. Press, 1974.
19. Robin M.B., *Higher excited states of polyatomic molecules V. III.* New-York, London: Acad. Press, 1985.
20. Бинги В.Н. *Магнитобиология: Эксперименты и модели*. М.: МИЛТА, 2002.
21. Фройнд Р., В: *Ридберговские состояния атомов и молекул* М.: Мир, 1985. –С. 401-444.
22. Haroche S. and Raimond J.M., Radiative properties of Rydberg states in resonant cavities // *Advances in Atomic and Molecular Physics*. -1985. -V.20, -P. 347- 411.
23. Ивлев Л.С., Аэрозольное воздействие на климатические процессы // *Оптика атмосферы и океана.* - 2011. - Т. 24, № 05. -С. 392-410.
24. Авакян С.В., Евлашин Л.С., Ковалёнок В.В., Лазарев А.И., Титов В.Г. *Наблюдения полярных сияний из космоса*, Л.: Гидрометеоиздат, 1991.
25. Авакян С.В., Столновения ридберговски возбуждённых нейтралей в ионосфере и микроволновое излучение // *Оптический журнал*. -2006. –Т. 73, -№4. -С.102-104.

Депрессия полного потока излучения Солнца в периоды генерации релятивистских протонов солнечных космических лучей

С.В. Авакян[(1)], Г.А. Никольский[(2)]

1 - Всероссийский научный центр
“Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова” («ГОИ»), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Биржевая линия 12, Телефон: 78125524514, e-mail: avak@soi.spb.ru
2 - Санкт-Петербургский государственный университет («СПбГУ»), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9, Телефон: 78123884851,
e-mail: gnik777@mail.ru

Аннотация.

Обнаружен надёжный критерий факта появления солнечных космических лучей (СКЛ) релятивистских энергий: явление антикорреляции величины потока СКЛ на уровне земной поверхности и значения TSI (Total Solar Irradiance). Явление носит фундаментальный характер для физики Солнца и солнечно-земных связей. Оно свидетельствует об уменьшении потока электромагнитного излучения атмосферы Солнца в периоды ускорения в ней релятивистских протонов. Предложено использовать эти данные, в совокупности с данными прямых измерений, для прогнозирования мощных солнечных событий. Уменьшения (до 0,3 %) величины TSI в периоды наблюдения СКЛ-GLE сопровождались падением потока в самой интенсивной линии EUV-спектра Солнца HeII (30.4 нм) по данным космических экспериментов SOHO/SEM - SDO/SolACES о вариациях потока излучения Солнца.

При сопоставлении данных за 1983 – 2009 гг. по регистрации TSI с событиями прихода к Земле СКЛ-GLE обнаружено, что около 85% случаев релятивистских протонов в СКЛ приходится на спад величины TSI.

Ключевые слова: полный поток излучения Солнца, поток солнечного излучения в КУФ-области спектра

1. Введение

Недавно в ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова [1] состоялось открытие нового явления в физике атмосферы Солнца и солнечно-земных связей: «явления антикорреляции величины потока СКЛ на уровне земной поверхности – GLE *(Ground Level Enhancements или Ground Level Events)* и значения TSI *(Total Solar Irradiance)*». Тем самым обнаружен надёжный критерий факта появления солнечных космических лучей (СКЛ) релятивистских энергий в пространстве гелиосферы. Явление носит фундаментальный характер для физики Солнца и солнечно-земных связей. Оно свидетельствует об уменьшении потока электромагнитного излучения атмосферы Солнца в периоды ускорения в ней релятивистских протонов и связывается нами с эффектом перераспределения в солнечной атмосфере излучаемой энергии между лучистой и корпускулярной составляющими в периоды генерации релятивистских потоков СКЛ. Возможность такого эффекта ранее не предполагалась. Целью работы является анализ экспериментальных данных по обнаруженной антикорреляции и обсуждение физического механизма явления.

2. Основная часть

До последнего времени не было надёжного критерия появления солнечных космических лучей релятивистских энергий на земной орбите. Это следует из анализа случаев всех 70 лет

наземных наблюдений СКЛ *Ground Level Enhancements or Ground Level Events (GLE)* [2]. Эти наблюдения свидетельствуют, что в среднем регистрируется одно событие в течение календарного года.

На рис. 1 данные за 1983 – 2009 гг. по регистрации TSI с космических аппаратов сопоставлены с событиями прихода к Земле GLE СКЛ. Обнаруживается, что около 85% зарегистрированных событий прихода к Земле релятивистских СКЛ приходятся на спад величины TSI (данные взяты из [3])**.**

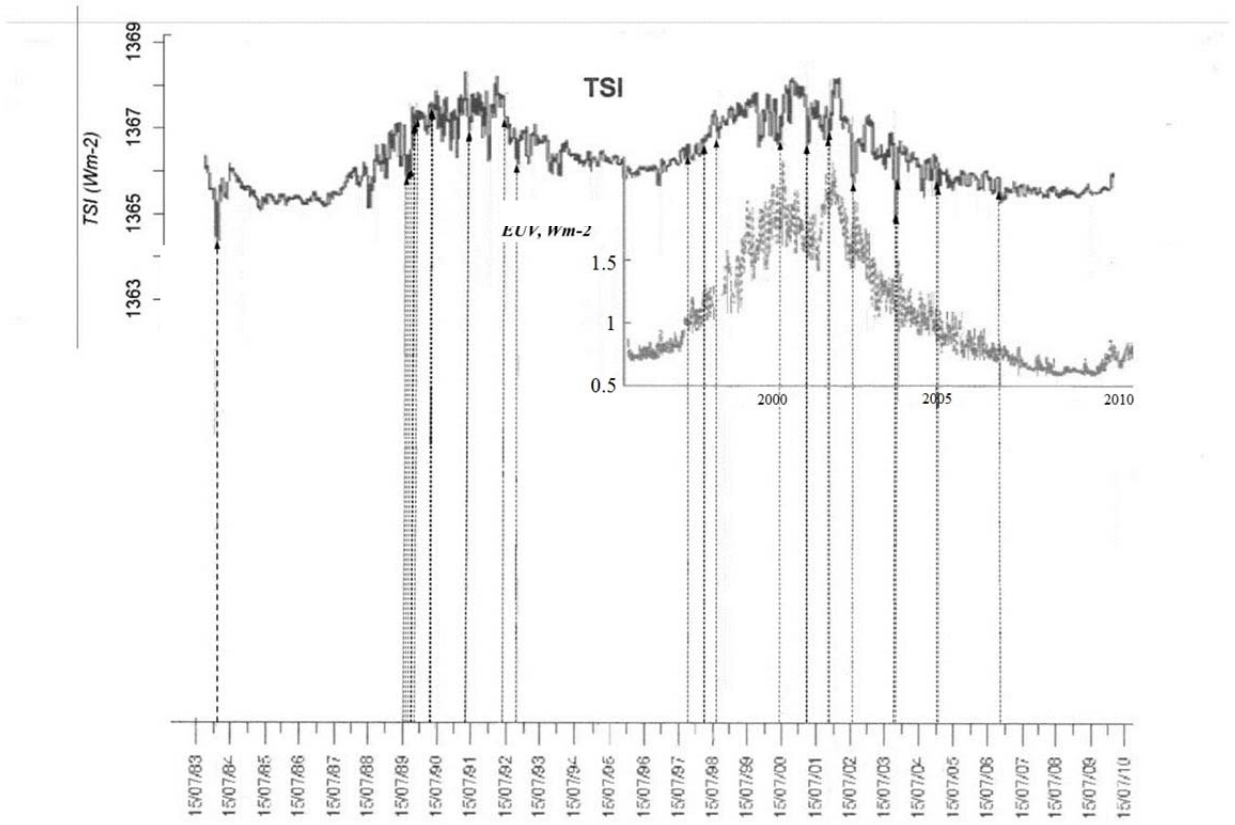


Рис. 1. - *TSI* (Total Solar Irradiance с месячным усреднением) [3]*, EUV* –- поток солнечного излучения в линии 30.4 нм [4, 5]. Вертикальные стрелки – *GLE*-события *СКЛ* [2] в период дат (по шкале абсцисс) их регистрации с первой половины 1984 г. по конец 2006 года.

Возможность такого эффекта ранее не предполагалась. В то же время, постоянно и надёжно наблюдаемые с серии спутников изменения величины *TSI* имеют объяснения только менее чем в 90 % случаев [6**]**. Эти изменения идут на различных временных шкалах и ,как правило, связываются с появлением на видимом диске Солнца тёмных пятен (групп пятен), или УФ факельных полей и флоккулов. Интересна двойственная роль солнечных пятен в вариациях *TSI* [7]. Долговременные изменения в течение цикла активности Солнца имеют тот же знак, что и изменения числа пятен: чем меньше пятен, тем меньше и *TSI.* В противоположность этому кратковременные и хорошо понятные корреляции *TSI* с прохождением пятен – противоположного знака. Эта двойственность как раз и показывает, что для объяснения изменений *TSI* недостаточно учесть влияние только активных областей атмосферы Солнца, должны существовать какие-то дополнительные компоненты влияния.

В [8] показано, что наибольший вклад в изменение величины *TSI* вносят вариации УФ-излучения Солнца в области спектра от 300 до 350 нм (~ 16%) и от 350 до 400 нм (около 26 %). При этом, это излучение происходит в УФ факельных полях (флоккулах), а вот вспышечные увеличения потока мягкого рентгеновского излучения от всего диска Солнца реального вклада в изменение *TSI* не производят[6]. Имеется определённая корреляционная связь вариаций TSI и самых распространённых индексов солнечной активности: числом солнечных пятен и потоком радиоизлучения на волне 10.7 см, но она различается для максимума и минимума активности. По [7] это указывает на существование некоего дополнительного компонента активности, не связанного прямо с рассматриваемыми индексами. Например, подтверждается реальность уменьшения TSI с уменьшением магнитной активности на Солнце.

В [9, 10] рассматривались совокупные данные по TSI и вспышечной активности Солнца в октябре 2003 года, когда наблюдались сильнейшие за последние десятилетия рентгеновские вспышки. При этом, как редчайший случай, в течение 6 суток, начиная с 28 октября, Земли достигли три релятивистских потока СКЛ, из них два в октябре: *28 октября в 12-20 UT и 29 октября в 00-03 UT*. рис. 2, и последний – 2 ноября. На рис. 2 , в отличие от рис. 1, использованы значения TSI из результатов текущих (без месячного усреднения) измерений [11].

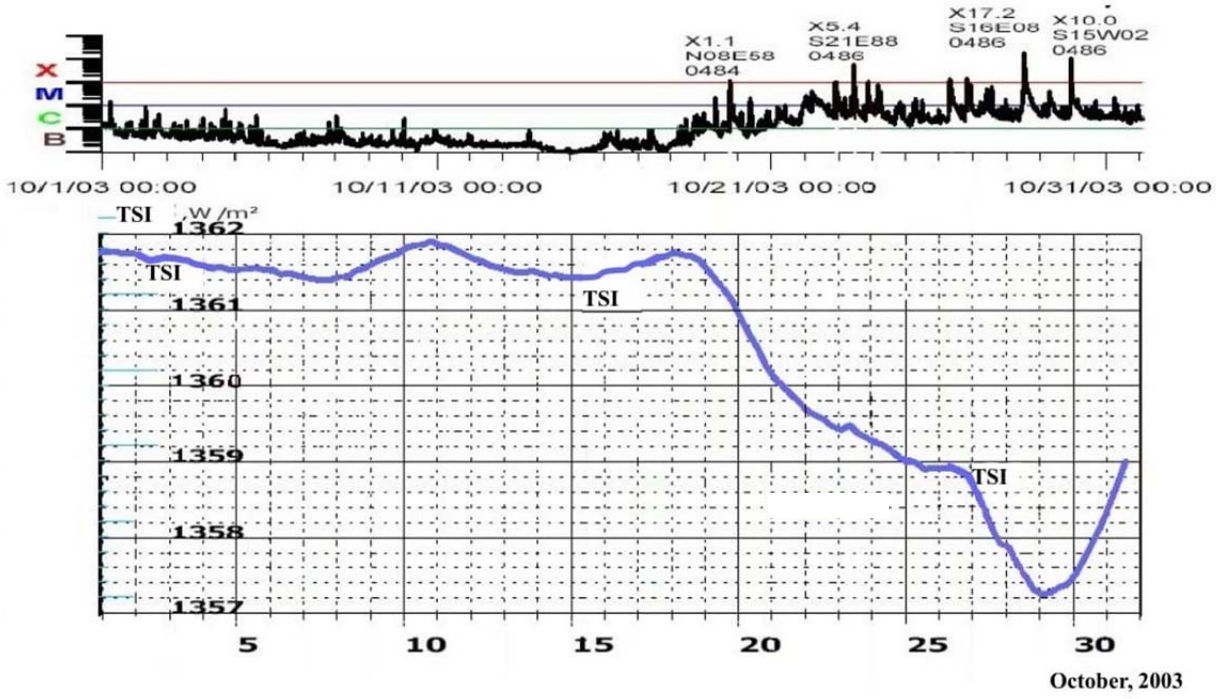


Рис. 2. - Текущее изменение величины TSI – в октябре 2003 г. (голубая кривая). В верхней части рис. приведены по данным КА ГОЕС солнечные рентгеновские вспышки и шкала их классов X, M, C и B.

Уменьшение величины TSI также было исключительно большим (почти на 4 Вт/м^2 [10], что составляет ~ 0.3%) и началось за 10 суток до первого события SCR GLE, рис. 2. Это начало совпало с первыми вспышечными возрастаниями потока мягкого рентгеновского излучения 18 октября.

Депрессия TSI шла не очень монотонно, но непрерывно до абсолютного минимума в период между первым и вторым событиями SCR GLE (28 и 29 октября). Монотонность слегка нарушалась (с замедлением падения TSI) с появлением новых рентгеновских вспышек. Следует подчеркнуть, что депрессия величины TSI с 18 по 28 октября 2003 года оказалась фактически самой значительной за весь период её регистрации с космических аппаратов (с 1978 г.). Как правило, уменьшения величины TSI в периоды наблюдения GLE SCR сопровождались падением потока в самой интенсивной линии EUV спектра Солнца HeII с длиной волны 30.4 нм, рис.2, по данным космических экспериментов SOHO/SEM - SDO/SolACES о вариациях потока излучения Солнца в диапазоне длин волн 26 - 34 нм [4, 5]. Это уменьшение потока солнечного EUV, указывающее, по-видимому, на общую депрессию всего УФ-участка спектра Солнца, полностью согласуется с выводами [7], что сравнительно кратковременные изменения величины TSI, как правило, связываются с появлением на видимом диске Солнца тёмных пятен, УФ факельных полей и флоккулов. В [8] показано, что наибольший вклад в изменение величины *TSI* вносят вариации УФ-излучения Солнца в факельных полях (флоккулах) в области спектра от 300 до 400 нм.

В [7] на стр. 143-144 указано, что один из соавторов статьи Г. А. Никольский, вместе с К.Я. Кондратьевым, выполнили (с 1961 г.) исторически первые прямые измерения солнечной постоянной вне тропосферы. Эти измерения сопровождались, ввиду их сложности и наложением эффектов серии ядерных испытаний в атмосфере, значительными, как экспериментальными, так и калибровочными погрешностями, в сумме достигшими почти 2%. Но после перехода к измерениям в космосе, начиная со спутника «Нимбус-7» (1978 г.), измерения солнечной постоянной достигли уже точности в десятую долю процентов (и лучше [7], стр. 147). Этот факт отражён в обзорном докладе от Мирового радиационного центра в Давосе, Швейцария [11], на Международном симпозиуме по Программе CAWSES (Climate and Wtather of the Sun-Earth System), где на рис. 4, стр. 221 [11], показан диапазон ошибок в 0,1%. Действительно, используемые нами данные того же автора в рис. 1 и 2, по относительным вариациям значений TSI (её депрессии), в разы превышают величину указанного диапазона ошибок, при регистрации событий GLE SCR, особенно в октябре 2003 года.

3. О физическом механизме обнаруженного явления

Объяснение физики обнаруживаемого явления связывается нами с эффектом перераспределения в солнечной атмосфере излучаемой энергии Солнцем, как звездой, между лучистой и корпускулярной составляющими в периоды генерации релятивистских потоков солнечных космических лучей. Ранее в [12] показано, что высокотемпературные рентгеновские вспышки (особенно в 22 солнечном цикле), в том числе, сопровождающиеся генерацией релятивистских протонов, локализуются на восточном и западном краях лимба Солнца. Относительно возможного механизма, обеспечивающего связь СКЛ GLE с депрессией TSI следует отметить, что в [12], при анализе причин высокой вероятности появления высокотемпературных рентгеновских вспышек (по данным мониторинга на КА GOES), обращено внимание (Abstract, p.109),

что: «Очевидно, горячие вспышки происходят вблизи видимого лимба, что предполагает сильную термическую стратификацию вспышечной плазмы, и это проявляется в событиях вокруг лимба: даже на видимой части диска Солнца около лимба нижние, более холодные области плазмы частично затемнены». Можно полагать, что именно это даёт депрессию величины TSI (из-за сокращения видимой наблюдателю на орбите Земли (как бы «сбоку» - с тонкого края) площади факельных полей), но позволяет в слоях плазмы разряжённой солнечной атмосферы лучше разгоняться протонам до релятивистских скоростей, да и выходить из этой атмосферы (вдоль таких слоёв) с большей эффективностью, поскольку меньше их потери на поглощение.

4. Выводы

1. Обнаружено новое физическое явление в атмосфере Солнца, важное для прогресса в фундаментальной физике процессов электромагнитного и корпускулярного излучений плазмы высоких температур (25 – 30 МК) в интересах решения практических задач по термоядерному синтезу, а также для приложений в солнечно-земной физике.
2. Зарегистрированная антикорреляция в величинах основных физических параметров Солнца (очевидно проявляющаяся и у солнечно-подобных звёзд) позволяет расширить наши представления о механизмах звёздной активности и условиях и методах её наблюдений.
3. Уменьшения (до 0,3 %) величины TSI в периоды наблюдения СКЛ-GLE, являются наиболее сильными депрессиями из наблюдаемых в видимой области спектра, и сопровождаются падением потока в самой интенсивной линии EUV-спектра Солнца HeII (30.4 нм) по данным известных космических экспериментов.
4. При сопоставлении данных за 1983 – 2009 гг. по регистрации TSI с событиями прихода к Земле СКЛ-GLE обнаружено, что около 85% случаев обнаружения присутствия релятивистских протонов в СКЛ приходится на спад величины TSI – основного физического параметра Солнца как звезды.

   Итак, нашему Солнцу в периоды генерации релятивистских протонов уже не хватает энергии на поддержание постоянства своей излучательной способности в электромагнитном спектре.

Список литературы

1. Авакян С.В., Кавтрев С.С., Гапонов В.А. Солнечный контроль за глобальной облачностью // *Материалы Всерос. науч. конференции «Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды»,* С.-Петербург: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2016, С. 37-43.
2. Мирошниченко Л.И., Вашенюк Э.В., Перес-Пераса Х.А. Солнечные космические лучи: 70 лет наземных наблюдений // *Геомагнетизм и аэрономия.* -2013. -Т. 53, -№ 5. -С.579-600.
3. Fröhlich, C. Total solar irradiance observations // *Surveys in Geophysics*. -2012. -V.33, -C. 453-473.
4. Wieman S., Didkovsky L., Judge D. Resolving Differences in Absolute Irradiance Measurements Between the SOHO/CELIAS/SEM and the SDO/EVE // *Solar Physycs*. -2014. –V. 289. –C. 2907- 2925.
5. Schmidtke G., S. V. Avakyan, J. Berdermann, V. Bothmer, G. Cessateur, L. Ciraolo, L. Didkovsky, T. Dudoc de Wit, F. G. Eparvier, A. Gottwald, M. Haberreiter, R. Hammer, Ch. Jacobi, N. Jakowski, M. Kretzschmar, J. Lilensten, M. Pfeifer, S. M. Radicella, R. Schäfer, W. Schmidt, S. C. Solomon, G. Thuillier, W. K. Tobiska, S.

Wieman, T. N. Woods Where goes the termospheric Ionospheric Geospheric Research (TIGER) Program do? // *Advances in Space Research*. -2015. –V. 56, -N 8. -C.1547-1577.

6. Oncica A., Popescu M.D., Mierla M., Marus G., Do flares cout for the variation of total Solar irradiance? // *Proc.10th. European Solar Physics Meeting. "Solar variability: from core to outer frontiers"*, Prague, Czech Republic, 9-14 September 2002 (*ESA SP-506*, December 2002)
7. Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В. *Поток солнечного излучения* М.: Наука, Физматгиз, 1991, 327 с.
8. Krivova N.A., Solanki S.K., Models of Solar irradiance variations: current status // *J. Astrophys. Astronom.* -2008. –V. 29, -N1. –C. 151-158.
9. Avakyan S.V., Voronin N.A., Nicol'skii G.A., Response of atmospheric pressure and temperature to the Solar events in October 2003 // *Geomagn. Aeronomy*. -2015. –V. 55, -N8. -C. 1180-1185.
10. Avakyan S.V., Gaponov V.A., Nicol'skii G.A., Solov'ev A.A. Possibilities of the forecast of generation of the high energy solar protons for the safety of Mars mission // *Acta Astronautica*. – 2017. –V. 135, -N1. –C. 187-191.
11. Frohlich C., Total solar irradiance variability: What have we learned about its variability from the record of the last three solar cycles? // *Selected papers from the 2007 Kyoto Symposium CAWSES* (Eds. T. Tsuda, R. Fujii, K.Shibata, M.A. Geller). Tokio: TERRAPUB, 2009, p.217-230.
12. Garcia H.A., McIntosh P.S. High-temperature flares observed in broadband soft X-rays // *Solar Physics* -1992. –V. 141, -N1. –C. 109-126.

Анализ концентрации химических составляющих полярной атмосферы во время высыпания высокоэнергичных электронов

К. Голубенко[(1)], И. Миронова[(1)], Е. Розанов[(2)], А. Карагодин[(1)], А. Артамонов[(3)]

1 - Санкт-Петербургский государственный университет («СПбГУ»), 198504, Россия, г. Санкт-Петербург, e-mail: golubksen@yandex.ru и i.a.mironova@spbu.ru
2 – Физико-метеорологическая обсерватория Давоса Международного радиационного центра («PMOD/WRC»), CH-7260, Швейцария, г. Давос, e-mail: eugene.rozanov@pmodwrc.ch
3 – НИИ космической медицины («ФГБУ ФНКЦ ФМБА»), 115682, Россия, г. Москва, e-mail: anton.art.an@gmail.com

Аннотация.

В настоящей работе рассматривается изменчивость концентрации химических составляющих полярной атмосферы при осаждении высокоэнергичных электронов, спектры которых были получены из баллонных измерений (для района Мурманска) и учтены при расчете скоростей ионизации. Одномерная химическая модель атмосферы была использована для анализа концентрации химического состава полярной атмосферы. Результаты анализа показывают важность учета высыпающихся в атмосферу высокоэнергичных электронов для описания изменений концентрации химического состава полярной атмосферы.

Ключевые слова: солнечно-земная физика, ионизация полярной атмосферы, химический состав атмосферы.

Введение

Международное климатическое сообщество в последние годы все чаще проявляет интерес к изучению влиянию энергичных частиц на атмосферу Земли [1]. Эти частицы, в основном электроны и протоны, имеют солнечное и магнитосферное происхождение, благодаря конфигурации магнитных силовых линий, высыпаются преимущественно на высоких широтах. Высыпания или осаждения энергичных частиц ведут к изменениям скоростей ионизации атмосферы и могут стать причиной существенных изменений химического состава в верхней и средней атмосфере, а также привести к различным динамическим вариациям, что не может не сказаться на температурном балансе атмосферы.

Осаждение является следствием рассеяния электронов в конусе потерь, которое возникает в результате нелинейного взаимодействия волновых частиц. Волны ULF и VLF генерируются в магнитосфере межпланетными возмущениями [2]. Хоровые и электромагнитные ионные циклотронные волны (EMIC) могут как ускорять электроны до более высоких энергий, так и рассеивать электроны в конус потерь. Дрейфующие электроны переходят в различные области и могут быть ускорены или потеряны [3, 4].

Энергия, осаждаемая энергичными частицами, отвечает за поддержание ионосферных свойств D-области на ночной стороне, что особенно важно для гелиофизики, аэрономии и радиофизики [5]. Однако наиболее существенны высыпания высокоэнергичных релятивистских электронов оказываются для климата [6], поскольку такие частицы ионизируют нейтральную полярную атмосферу, влияют на химический баланс, увеличивая концентрацию водородных [7] и азотных [8]

нечетных радикалов. В свою очередь, химические изменения могут влиять на динамику атмосферы, обеспечивая потенциальную связь с региональными изменениям климата и разрушением озонового слоя в стратосфере и мезосфере [9, 10, 11].

В настоящей работе анализируется изменчивость концентрации химического состава полярной атмосферы, на примере концентрации нечетного азота $(NO)_x$ и водорода $(HO)_x$, оценивается разрушение озона (O_3) под действием высыпания высокоэнергичных электронов. Особенность выполненной работы заключается в том, что в качестве входных данных используются профили ионизационных скоростей, восстановленные по баллонным измерениям [12], что значительно расширяет диапазон энергий учтенных частиц (от 20 КэВ до 10 МэВ), сравнительно с предыдущими работами [13], где энергии электронов в диапазоне от 100 КэВ до 1 МэВ.

Данные и метод

Для восстановление спектров, необходимых при расчете ионизации атмосферы, во время осаждения энергичных частиц, используются данные о потоках и энергиях частиц полученные со спутников или с баллонных наблюдений. Любые наблюдения имеют ряд преимуществ и недостатков. Так, например, на спутниках, ограниченность каналов по энергиям не позволяет детектировать высокоэнергичные высыпающиеся частицы. С другой стороны, баллонные измерения позволяют детектировать потоки таких частиц, но не могут зарегистрировать потоки низко-энергичных частиц из за высоты наблюдений. Поэтому из наблюдений на спутниках не всегда легко оценить реальные высыпания высокоэнергичных электронов [14, 15].

С 1957 года по настоящее время Физический институт имени Лебедева (Москва, Россия) регулярно проводит измерения потоков заряженных частиц в земной атмосфере (от наземного уровня до 30-35 км) на нескольких широтах. Уникальная экспериментальная база данных, полученная в течение 61 года наблюдений космических лучей в атмосфере, позволяет исследовать временные, пространственные и энергетические характеристики галактических и солнечных космических лучей, а также роль заряженных частиц в атмосферных процессах [16]. Наблюдения проводятся легкими воздушными шарами почти каждый день, время запуска баллона в пределах от 8-11 MLT и 13-18 MLT. К сожалению, такая регистрация, в определенное время, не позволяет оценить начало и конец высыпаний частиц, как это было бы возможно во время длительных полетов на воздушном шаре.

В работе [2], по базе описанных баллонных измерений, были восстановлены спектры осаждения релятивистских электронов, и с их учетом были рассчитаны скорости ионизации атмосферы с использованием предвычисленной информации о моно-энергичных потоках электронов [17]. Отдельные события, отобранные для данной работы представлены в таблице 1.

Таблица 1. Перечень отобранных событий высыпаний высокоэнергичных электронов.

Зимний сезон	Летний сезон
19.01.1966	20.07.1962
10.01.1973	29.07.1970
21.01.1976	05.07.1974
25.01.1985	04.07.1976
19.01.1994	14.07.1977
28.01.1996	26.07.1981
26.01.2001	03.07.1996
17.01.2003	10.07.2000
07.01.2004	07.07.2003

Для оценки поведения химического состава полярной атмосферы, во время дополнительной ионизации в течение определенных событий высыпаний высокоэнергичных электронов, используется одномерная радиационно-конвективная модель с интерактивной нейтральной и ионной химией (RCMC). Модель была разработана [18, 19] и соединена с модулем ионной химии, описанным [20]. Модель состоит из радиационного, химического, конвективного блоков и модуля вертикальной диффузии. Атмосфера в модели простирается от земли до 92 км и делится на 40 слоев. Однако для этого исследования рассматривались только слои от 60 км, поскольку на высотах ниже эффект не наблюдается. Солнечный спектр для расчета солнечного нагрева и скорости фотолиза разделяется на 73 интервала, которые покрывают длину волны 121-750 нм. Фотохимическая часть модели вычисляет распределение 43 нейтральных химических веществ, в том числе: кислорода, азота, водорода, углерода с 485 реакциями.

Для статистического представления результатов используется метод наложения эпох (10 событий для лета и 10 событий для зимнего сезона, все для северного полушария).

Анализ и результат

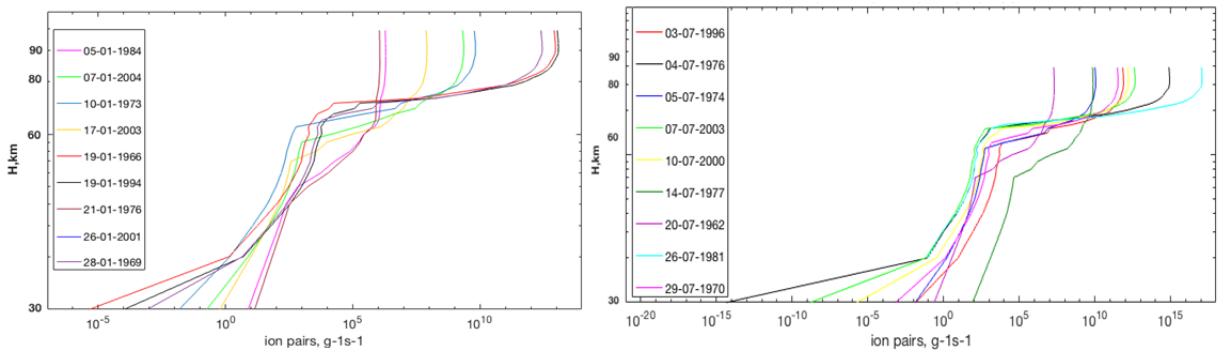


Рис. 1. – Профили ионизационных скоростей для событий двух сезонов. Слева зимний сезон, справа – лето.

На рисунке 1 представлены профили ионизационных скоростей для событий разных лет, восстановленные на базе баллонных измерений. Как видно, профили имеют очевидный максимум на высотах около или ниже 60 км. Данный максимум вызван тормозном излучением релятивистских

электронов, который учтен в предвычисленной информации о моно-энергичных потоках электронов [17].

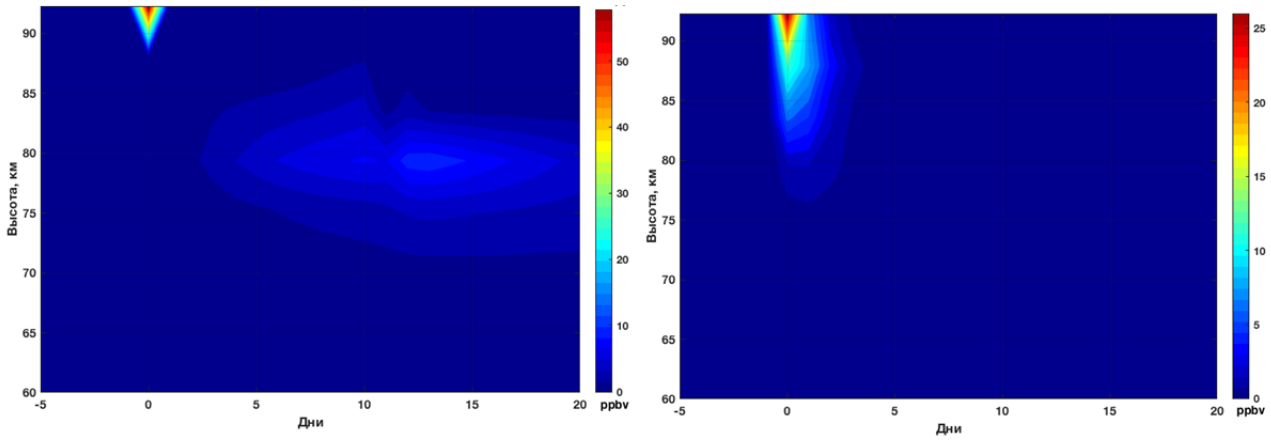


Рис. 2. – Результат метода наложения эпох для 10 событий изменения концентраций водородных радикалов HOx. Слева зимний сезон, справа – лето.

Исходя из общеизвестной реакции, предложенной Соломоном [7] еще в 1981 году, одним из первых индикаторов высыпания высокоэнергичных частиц в атмосфере служит изменение концентрации водородных радикалов. Под ними понимаются, прежде всего, H и OH. Период жизни таких соединений варьируется от пары часов до двух-трех суток. На рисунке 2 представлен результат метода наложенных эпох, который описывает чистый эффект от ионизации, исключая влияние ультрафиолетового излучения. Последнее удается путем рассчета по модели RCMC концентраций составляющих полярной атмосферы без учета ионизации. Нулевой день обозначает день начала событий и/или включения скоростей ионизации в модель. Начиная со дня события, в условиях полярной ночи, концентрация превышает значения полученные летом более чем в два раза и составляет порядка 60 ppbv, с пиком приходящимся на первый день события, на высоте выше 87 км. В летний сезон, когда атмосфера подвержена ультрафиолетовому излучению, и имеет зачастую неустойчивую стратификацию, эффект от ионизации может простираться до высот в 80 км, однако, пик по-прежнему сохраняет свое положения на высотах выше 90 км, но с величиной порядка 25 ppbv. Наличие на рисунке по прошествию времени второй едва различимой области увеличения концентрации, вероятнее всего, результат статистической погрешности.

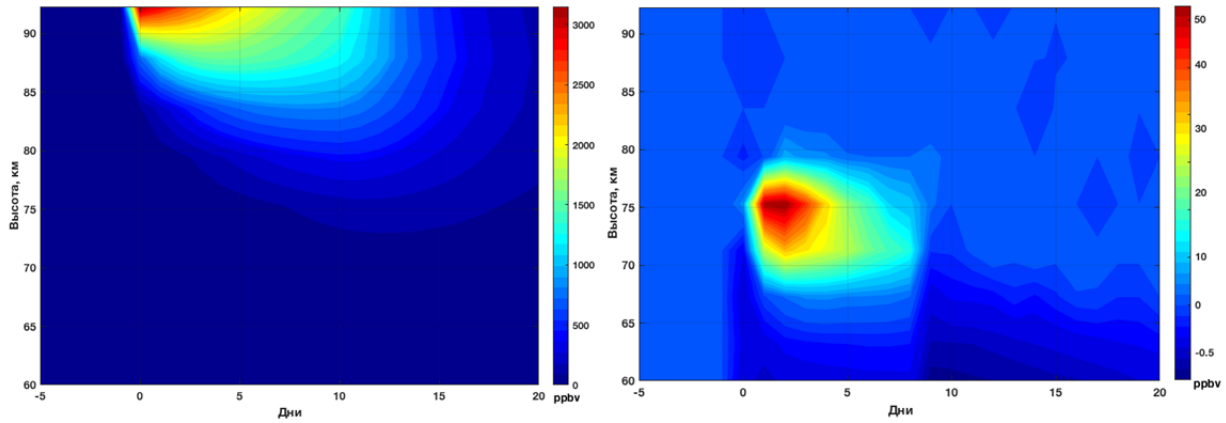


Рис. 3. – Результат метода наложения эпох для 10 событий изменения концентраций азотных радикалов NOx. Слева зимний сезон, справа – лето.

На рисунке 3 представлен чистый эффект воздействия ионизации на концентрацию NOx в составе полярной атмосферы. Под азотными радикалами рассматривают совокупность N, NO, NO_2. За нулевой день, так же принимаем день начала событий и/или включения скоростей ионизации в модель. Пик концентрации, как видно, приходится с небольшой задержкой от дня события. Это также следует из теории [7]. Срок жизни, в отличие от HOx, составляет уже более суток и может достигать 15-20 дней. Нельзя не заметить, что пики, в зависимости от сезона, располагаются на разных высотах: в зимний период это 92 км и значение в 3000 ppbv, летом величина концентрации падает до 50 ppbv, «сползая» при этом до высот в 75 км. Это также объясняется присутствием значительной доли UV-лучей в атмосфере.

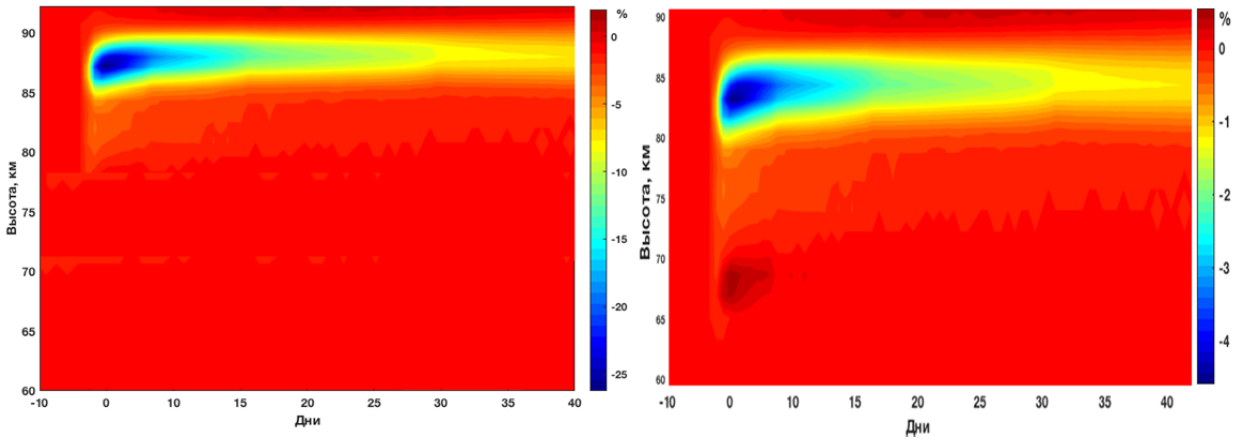


Рис. 4. – Результат метода наложения эпох для 10 событий изменения концентраций озона O_3. Слева зимний сезон, справа – лето.

Потери озона связаны с увеличением концентрации NOx и HOx [7,8]. Потери зимой за счет ионизации значительно выше, поскольку летом основной вклад в механизмы разрушения O_3 вносит ультрафиолет. Полярной ночью максимальная концентрация на высотах порядка 87 км и составляет порядка -25% (величина носит отрицательный характер, поскольку отражает потери), летом же вклад

ионизации в разрушение озона пренебрежительно мал, порядка 4%. В первые часы основным источником потерь являются водородные радикалы, затем главенствующую роль занимают NOx.

Выводы

1) Вклад ионизации в условиях полярной ночи в химический состав полярной атмосферы значительно выше, нежели в условиях полярного дня. Это связано прежде всего с присутствием UV-лучей, заглушающих чистый эффект летом.

2) Можно считать, что зимой одним из главных механизмов потерь озона выступает ионизация атмосферы, под действием которой концентрация HOx и NOx изменяется более, чем на порядок.

Благодарности

Авторы статьи благодарят организаторов школы-конференции «Проблемы Геокосмоса 2018», где был представлен стендовый доклад по теме. Также особая благодарность доценту кафедры Физика Земли СПБГУ Кубышкину Игорю Валерьевичу.

Список литературы

1. P.Arsenovic, E.Rozanov, A.Stenke, B.Funke, 2003 «The influence of Middle Range Energy Electrons on atmospheric chemistry and regional climate». Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. Volume 149, November 2016, Pages 180-190
2. Laura Simms, Mark Engebretson, Mark Clilverd, and Geoffrey Reeves, 2018 «A Distributed Lag Autoregressive Model of Geostationary Relativistic Electron Fluxes: Comparing the Influences of Waves, Seed and Source Electrons, and Solar Wind Inputs», Journal of Geophysical Research: Space Physics, 123, 5, (3646-3671).
3. K. R. Lorentzen, M.D. Looper, and J. B. Blake, 2001 «Relativistic electron microbursts during the GEM storms». Geophysical research letters, vol. 28, no. 13, pages 2573-2576.
4. R. Barra, D. Llanwyn Jonesb, C.J. Rodgerc, 2000 «ELF and VLF radio waves». Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 62 (2000) 1689–1718.
5. Jackman, C. H., and R. D. McPeters (2004), «The effect of solar proton events on ozone and other constituents, in Solar Variability and Its Effects on Climate», Geophys. Monogr. Ser., vol. 141, edited by J. M. Pap and P. Fox, pp. 305–319, AGU, Washington, D. C.
6. Rusch, D. W., J.□C. Gerard, S. Solomon, P. J. Crutzen, and G. C. Reid (1981), The effect of particle precipitation events on the neutral and ion chemistry of the middle atmosphere, 1. Odd nitrogen, Planet. Space Sci., 29, 767–774.
7. Solomon S., D.W. Rusch, J.C. Gerard, The effect of particle precipitation events on the neutral and ion chemistry of the middle atmosphere, II, Odd hydrogen, Planet. Space Sci., 29, 885-894, 1981.
8. Porter, H. S., C. H. Jackman, and A. E. S. Green, Eciencies for production of atomic nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air, J. Chem. Phys., 65, 154-167, 1976
9. Sinnhuber, M., H. Nieder, and N. Wieters (2012), Energetic Particle Precipitation and the Chemistry of the Mesosphere/Lower Thermosphere, Surv. Geophys., Springer, Dordrecht, Netherlands, doi:10.1007/s10712-9201-3.
10. Seppälä, A., M. A. Clilverd, M. Beharrell, C. J. Rodger, P. T. Verronen, M. E. Andersson, and D. A. Newnham (2015), Substorm□induced energetic electron precipitation: Impact on atmospheric chemistry, Geophys. Res. Lett., 42, 8172–8176, doi:10.1002/2015GL065523
11. Fytterer, T., M. L. Santee, M. Sinnhuber, and S. Wang (2015), The 27 day solar rotational effect on mesospheric nighttime OH and O3 observations induced by geomagnetic activity, J. Geophys. Res. Space Physics, 120, 7926–7936, doi:10.1002/2015JA021183.

12. Makhmutov, V. S., Bazilevskaya, G. A., Stozhkov, Yu. I., Svirzhevskaya, A. K., Svirzhevsky, N. S., 2016, «Catalogue of electron precipitation events as observed in the long-duration cosmic ray balloon experiment», Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Volume 149, p. 258-276.
13. Fang, X., C. E. Randall, D. Lummerzheim, S. C. Solomon, M. J. Mills, D. R. Marsh, C. H. Jackmann, W. Wang, and G. Lu (2008), Electron impact ionization: A new parameterization for 100 keV to 1 MeV electrons, J. Geophys. Res., 113, A09311, doi:10.1029/2008JA013384
14. Blum, L. W., Q. Schiller, X. Li, R. Millan, A. Halford, and L. Woodger (2013), New conjunctive CubeSat and balloon measurements to quantify rapid energetic electron precipitation, Geophys. Res. Lett., 40, 5833–5837, doi:10.1002/2013GL058546.
15. Carson, B. R., C. J. Rodger, and M. A. Clilverd (2013), POES satellite observations of EMIC□wave driven relativistic electron precipitation during 1998–2010, J. Geophys. Res. Space Physics, 118, 232–243, doi:10.1029/2012JA017998
16. Mironova, I. A., K. L. Aplin, F. Arnold, G. A. Bazilevskaya, R. G. Harrison, A. A. Krivolutsky, K. A. Nicoll, E. V. Rozanov, E. Turunen, and I. G. Usoskin (2015), Energetic particle influence on the Earth's atmosphere, Space Sci. Rev., 194, 1–96, doi:10.1007/s11214-015-0185-4.
17. Artamonov, A., Mironova, I., Kovaltsov, G., Mishev, A., Plotnikov, E. & Konstantinova, N., 2017, «Calculation of atmospheric ionization induced by electrons with non - vertical precipitation: updated model CRAC-EPII». In : Advances in Space Research. 59, 9, p. 2295-2300
18. Egorova, T., Karol, I., Rozanov, E., 1997 «The influence of ozone content loss in the lower stratosphere on the radiative balance of the troposphere». Physics of Atmosphere and Ocean (Russian Academy of Science) 33, 492–499.
19. Rozanov, E., Egorova, T., 2002 «Estimation of the ozone and temperature sensitivity to the variation of spectral solar flux». In: Proceedings of the SOHO 11 Symposium on From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO, 11–15 March 2002, Davos, Switzerland. A symposium dedicated to Roger M. Bonnet. Edited by A. Wilson, ESA SP-508. ESA Publications Division, Noordwijk, ISBN 92-9092-818-2, pp. 181–184.
20. Ozolin, Y., Karol, I., Rozanov, E., Egorova, T., 2009 «Ion chemistry in the D-layer of the ionosphere and the 1-D modeling of the solar proton event effects on the ion and gas composition of the mesosphere». Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics 45 (6), 737–750.

Изменения жесткостей обрезания космических лучей во время сильной магнитной бури в июне 2015 г.

О.А. Данилова[1], М.И. Тясто[1], В.Е. Сдобнов[2]

[1] Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН Телефон: 78123236962, md1555@mail.ru
[2] Институт Солнечно-земной физики СОРАН

Аннотация.

Как известно, космические лучи являются одним из важных факторов, определяющих космическую погоду, и их жесткости обрезания сильно изменяются под воздействием состояния магнитосферы Земли и межпланетного космического пространства. В данной работе представлены изменения геомагнитных порогов, рассчитанные для периода сильной геомагнитной бури в июне 2015 г. Эта буря имела сложный характер и характеризуется скоростью солнечного ветра более 700 км/с в минимуме Dst = -204 нТ. Теоретические вертикальные эффективные геомагнитные пороги были получены методом траекторных расчетов в магнитном поле возмущенной магнитосферы Цыганенко TS01 для ряда станций. Проведено сравнение их с экспериментальными жесткостями обрезания, полученными методом спектрографической глобальной съемки по данным мировой сети нейтронных мониторов. Проведен совместный анализ временных вариаций, полученных теоретических и экспериментальных геомагнитных порогов.

Ключевые слова: Космические лучи, жесткости обрезания

Введение

Магнитосфера постоянно испытывает воздействие солнечного ветра и, соответственно, меняется вместе с изменениями его свойств.

Эффект изменения жесткости геомагнитного обрезания космических лучей (геомагнитных порогов) присутствует в вариациях космических лучей, регистрируемых на поверхности Земли. Наиболее четко этот магнитосферный эффект проявляется в периоды возмущений солнечного ветра, когда у магнитосферы изменяет структура и интенсивность магнитных полей. Параметры солнечного ветра во время возмущений изменяются в довольно широких пределах, что приводит к магнитным бурям, которые имеют как общие, так и индивидуальные особенности. Поэтому с одной стороны исследование магнитосферного эффекта КЛ необходимо для его учета при исследовании гелиосферных вариаций КЛ, с другой стороны сам по себе магнитосферный эффект интересен как причина изменений потоков заряженных частиц КЛ в атмосфере и магнитосфере.

Климатические изменения последних десятилетий заставляют искать механизмы влияния различных факторов космической погоды на погоду и климат Земли. Одним из важных факторов, определяющих космическую погоду, являются космические лучи (КЛ). Вариации потоков КЛ определяют ионизацию атмосферы, которая связана с такими атмосферными процессами, как, например, образование облачности, гроз, тропических ураганов [например, 1–5].

Вариации потоков КЛ в магнитосфере во время магнитосферных возмущений обусловлены в основном изменениями жесткости геомагнитного обрезания КЛ и их асимптотических направлений прихода в заданную точку магнитосферы [6–7].

Теоретические геомагнитные пороги обычно определяют методом расчета траекторий заряженных частиц КЛ в модельном магнитном поле [8]. Метод спектрографической глобальной съемки определения геомагнитных порогов КЛ позволяет разделить наблюдаемые вариации КЛ на

внемагнитосферную и магнитосферную части и определить жесткости геомагнитного обрезания на базе исходных экспериментальных данных, полученных на мировой сети станций КЛ [9].

Целью данного исследования является определения геомагнитных порогов (теоретических и экспериментальных) в период сильного возмущения в межпланетной среде и магнитосфере 21–25 июня 2015 г.

Данные и методы

На рис. 1 приведены данные о параметрах межпланетной среды и геомагнитного возмущения 21–25 июня 2015 г., которые необходимы в качестве входных параметров для определения магнитосферного поля модели Ts01 [10–12], использованной для расчета геомагнитных порогов (жесткости геомагнитного обрезания).

Во время исследуемого периода, как видно из рисунка 1, Dst-вариация геомагнитного поля имеет минимум 23.06 в 5:00 UT (174 день года) Dst = –204 нТ. Этому предшествовал небольшой подъем вечером 22.06, совпадающий по времени с максимумом индекса возмущенности геомагнитного поля Kp (в 18:00 UT Kp достиг значения 83, а Dst = –8 нТ в это время, через два часа в 20:00 в условиях сохранения Kp Dst принимает значение -121 нТ). Скорость солнечного ветра Vsw постепенно увеличилась от ~300 км/с в начале бури до ~742 км/с к началу дня 23 июня — своему первому максимуму, затем немного снизилась (до 570 км/с) и вновь поднялась к середине дня 25.06 (до 703 км/с). В вариации плотности солнечного ветра Nsw наблюдалось несколько подъемов в течение 21.06 и 22.06 (172 – 173 день года) с наиболее выраженными максимумами 21.06 в 18:00 UT и 22.06 в 19:00 UT (~45 и ~50 $см^{-3}$). Следует обратить внимание на подъем Dst-индекса до –8 нТ 22.06, совпадающий по времени с довольно резкими изменениями почти во всех рассматриваемых параметрах: Kp, скорости Vsw, плотности Nsw и Bz- и By-компонентов ММП.

Мы рассчитали теоретические геомагнитные пороги космических лучей в магнитном поле эмпирической модели магнитосферы Ts01 [10–12] для каждого часа в период 21–25 июня 2015 г. Расчеты проводились для станций, расположенных на разных широтах: ESOI (33.30 N, 35.80 E), Алматы (43.20 N, 76.94 E), Рим (41.90 N, 12.52 E), Иркутск (52.47 N, 104.03 E), Москва (55.47 N, 37.32 E) и Кингстон (42.99 S, 147.29 E), пороговые жесткости которых в спокойное время охватывают область от ~10 до 2 ГВ. Выбор модели Ts01 для расчетов основан на том, что модель TS01 хорошо описывает среднюю магнитосферу во время сильных возмущений.

Экспериментальные геомагнитные пороги в период магнитной бури июня 2015 г. были определены методом спектрографической глобальной съемки (СГС) на основе данных регистрации космических лучей на мировой сети станций [9].

Изменения жесткости геомагнитного обрезания $\Delta R_{эф}$ и $\Delta R_{сгс}$ определялись как разности между рассчитанными значениями жесткости обрезания, теоретическими и экспериментальными, и жесткостями в спокойный добуревой период (2 июня 2015 г.).

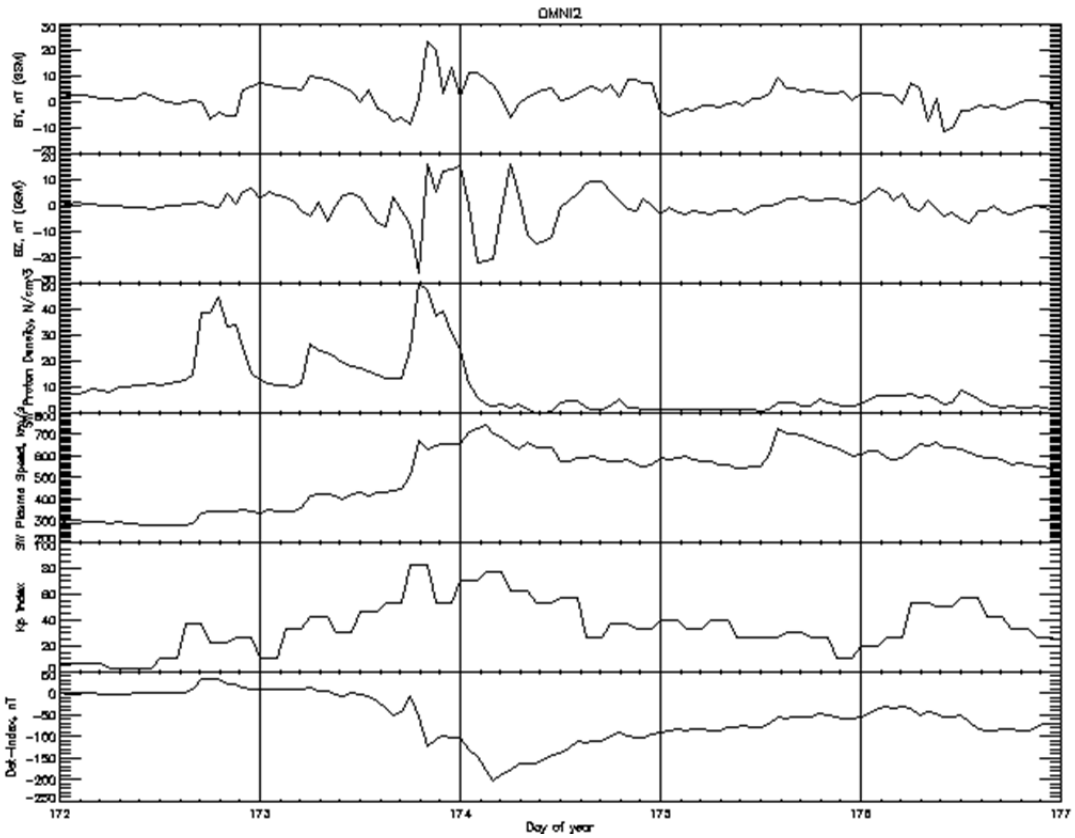


Рис. 1. – Изменения параметров солнечного ветра и ММП во время бури 21 – 25 июня 2015 г. (172 – 176 дни года). Сверху вниз: компоненты ММП By и Bz, плотность Nsw и скорость Vsw солнечного ветра, Kp- и Dst- индексы магнитного поля Земли.

Результаты и обсуждение

Результаты расчетов временных изменения геомагнитных порогов приведены на рис. 2. Изменения теоретических жесткостей геомагнитного обрезания $\Delta R_{эф}$ 01 на рис. 2 показаны кружками, экспериментальные $\Delta R_{СГС}$ — крестиками для периода 21 – 25 июня 2015 г. (172 – 176 день года); внизу показаны вариации Dst- и Kp-индексов геомагнитного поля, плотности Nsw и скорости Vsw солнечного ветра.

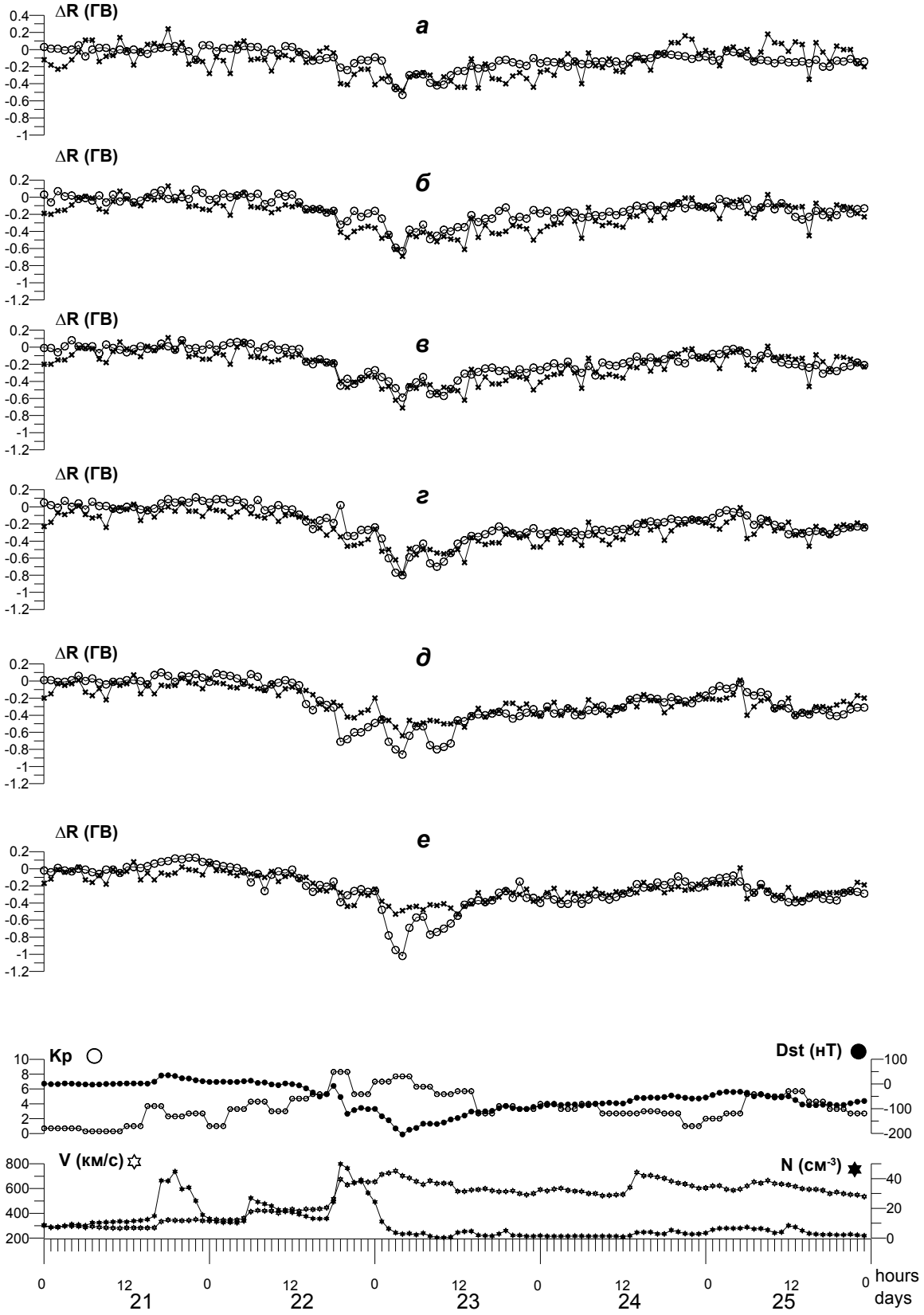


Рис. 2. – Жесткости обрезания космических лучей в период бури 21-25.06.2015 ($\Delta R_{эф}$ 01- кружки, $\Delta R_{СГС}$ - крестики), а - ESOI, б - Алматы, в - Рим, г - Иркутск, д - Москва, е - Кингстон).

Геомагнитные пороги выбранных станций 2 июня 2015 г. имели следующие значения: ESOI – 10,2 ГВ, Алматы – 5,95 ГВ, Рим — 6,14 ГВ, Иркутск — 3,11 ГВ, Москва — 2,08 ГВ и Кингстон — 1,8 ГВ.

Из рис. 2 видно, что в целом вариации порогов $\Delta R_{эф}$ и $\Delta R_{СГС}$ слабо отличаются на всех станциях, хотя и наблюдается довольно значительное расхождение (~ 0,6 ГВ) межу ними на южно-широтной станции Кингстон в максимуме бури, а также максимальное расхождение на ст. Москва достигает 0,3 ГВ в 10:00 UT 23 июня. Эти результаты хорошо согласуются с полученными нами результатами по другим бурям [13–15].

Выводы

Малое расхождение изменений жесткостей обрезания, полученных разными методами (рассчитанных в модельном поле магнитосферы Цыганенко и полученных по сети мониторов методом спектральной глобальной съемки) показывает на точность этих методов. Кроме того, эти результаты хорошо согласуются с полученными нами результатами по другим бурям.

Список литературы

1 Sloan T**.** Cosmic rays, solar activity and the climate // J. of Physics: Conf. Series. 2013. V. 409. Iss. 1. 012020.
2 Gurevich A. et al. Cosmic rays and thunderstorms at the Tien-Shan mountain station // J. of Physics: Conf. Series. 2013. V. 409. Iss. 1. 012234.
3 Makrantoni P. et al**.** Calculation of the cosmic ray induced ionization for the region of Athens //J. of Physics: Conf. Series. – 2013. – V. 409. – 012232.
4 Antonova V., Kryukov S**.** Forbush-effects and atmospheric pressure dynamics at high-altitude Tien Shan station // J. of Physics: Conf. Series. – 2013. – V. 409. – Iss. 1. – 012226.
5 Kavlakov S. Cosmic ray intensity changes and North Atlantic hurricane formations // 2012. – 23 ECRS. – Geo-291.
6 Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е., 2011**,** Вариации жесткости геомагнитного обрезания космических лучей в период магнитосферных возмущений в мае 2005 г.: связь с межпланетными параметрами // Изв.РАН, сер. физ. Т. 75. № 6. С. 875-877**.**
7 Тясто М.И.., Данилова О.А., Дворников В.М., Сдобнов В.Е. Отражение параметров солнечного ветра в жесткости геомагнитного обрезания космических лучей в период сильной магнитной бури в ноябре 2003. // Геомагнетизм и аэрономия. - Т. 48. - № 6. - 2008. - С. 723–740.
8 Дорман Л.И., Смирнов В. С., Тясто М. И. Космические лучи в магнитном поле Земли. М. Наука. – 1971. - 400 с.
9 Dvornikov V. M. and Sdobnov V. E., Variations in the rigidity spectrum and anisotropy of cosmic rays at the period of Forbush effect on 12-25 July. // Int. J. Geomagn. Aeron. - V. 3. - No 3. - 2002. - P. 217–227.
10 Tsyganenko N.A., A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure. // J. Geophys. Res.. - 2002a. - V. 107. - No. A8. - P. 1179.
11 Tsyganenko N.A**.**, A model of the near magnetosphere with a down-dusk asymmetry: 2. Parameterization and fitting to observations. // J. Geophys. Res. – 2002b. - V. 107. - No. A8. – P.1176.
12 Tsyganenko N.A., Singer H.J., Kasper J.C. Storm-time distortion of the inner magnetosphere: How severe can it get? // J. Geophys. Res. – V. 108. - No. A5. – 2003. – P. 1209 -
13 Tyasto M.I., Danilova O.A., Ptitsyna N.G., Sdobnov V.E. Variations in cosmic ray cutoff rigidities during the great geomagnetic storm of November 2004 //Adv. Sp. Res. . – 2013. – V.51. – № 7. – P.1230-1237.
14 Tyasto M.I. Danilova O.A., Sdobnov V.E. Comparison of cosmic ray cutoff rigidities as calculated with two empirical magnetospheric models for the extreme event of November 2003 //J. of Physics: Conf. Series 2013. – V. 409. – article id. 012224.
15 Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е., 2014 Теоретические и экспериментальные жесткости обрезания космических лучей в период геомагнитной бури в сентябре 2005 г. //Материалы XVIII конференции по Солнечной и солнечно-земной физике 2014. – С. 427-430.

Трехмерная структура фронтов магнитного пересоединения в присутствии ведущего поля

А. Дивин, В. Семенов, И. Зайцев

Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, Ульяновская, д.1, телефон +7(812)428-7300, email: adivin@spbu.ru

Аннотация.

Процесс нестационарного магнитного пересоединения в бесстолкновительной плазме характеризуется формированием области с резким градиентом плотности, где происходит контакт между Альвеновским потоком плазмы (ионным джетом) и существовавшим ранее спокойным токовым слоем. Подобные события наблюдаются в магнитосфере Земли и сопровождаются постепенным нарастанием скорости плазмы и усилением волновой активности. Происходит локальное увеличение нормальной к токовому слою компоненты магнитного поля, вследствие чего такие события носят название "фронтов диполяризации". Близкое к реальности численное исследование фронта пересоединения должно принимать во внимание трехмерную динамику процесса. Двумерная конфигурация неспособна воспроизвести, например, развитие токовых неустойчивостей и их влияние на структуру фронта. Задачей работы является исследование влияния ведущего поля (guide field) на устойчивость и интенсивность волновой активности на фронте пересоединения. В данной работе для исследования устойчивости фронта пересоединения двумерная вычислительная область копируется в направлении тока после установления квазистационарного пересоединения, что позволяет существенно сократить использование вычислительных ресурсов.

Ключевые слова: магнитное пересоединение, кинетическое моделирование, высокопроизводительные вычисления

Введение

Магнитное пересоединение является одним из важнейших механизмов быстрого преобразования энергии магнитного поля в тепловую и кинетическую энергию плазмы. В ходе процесса происходит выброс плазмы из диффузионной области (ядра магнитного пересоединения, где собственно и происходит изменение топологии плазменных трубок) и формирование джетов, движущихся со скоростью, близкой к скорости Альвена. При взаимодействии быстрых потоков плазмы с окружающей средой формируются ударные волны [1]. Наблюдения фронтов пересоединения в магнитосфере Земли [2] и их численное моделирование [3] показывают, что в бесстолкновительной плазме данная структура обладает масштабом, сравнимым с ионной инерционной длиной $d_i = c/\omega_{pi}$ (здесь ω_{pi} ионная плазменная частота), а в центре фронта возникают интенсивные волны в нижнегибридном диапазоне [2,4,5]. Резкое увеличение магнитного поля на фронте приводит к бетатронному ускорению электронов в направлении, перпендикулярном локальному магнитному полю, а взаимодействие с электростатическими волнами приводит к увеличению параллельной температуры электронов. Локальный нагрев плазмы на фронте имеет существенно кинетический характер, и теоретическое исследование особенностей ускорения частиц требует двух- и трехмерного численного моделирования. Полностью кинетическое моделирование методом “Частица-в-ячейке” (Particle-in-Cell) обладает серьезными требованиями к вычислительным ресурсам [6]. В настоящее время для решения нестационарных двух- и трехмерных задач физики плазмы широко применяются высокопроизводительные вычисления, базирующиеся на

использовании суперкомпьютерных ресурсов. Далее в работе дается описание численной модели и параметров задачи.

Модель

В данной работе вычисления проводились с использованием трехмерного кода iPIC3D [6]. В данном коде трехмерная динамика плазмы моделируется методом “Частица-в-ячейке”. Для дискретизации электромагнитного поля вводится однородная пространственная сетка, тогда как функция распределения плазмы аппроксимируется отдельными частицами (ионами и электронами), которые перемещаются на каждом шаге по времени под действием силы Лоренца. Для точного подсчета моментов функции распределения (т.е. плотности, скорости, давления), входящих в уравнения Максвелла, требуется не менее 100 частиц в каждой ячейке, что обусловливает необходимость использования суперкомпьютеров.

Вычислительный код iPIC3D применялся ранее для моделирования динамики плазмы в хвосте магнитосферы Земли [7], изучения кинетических аспектов магнитного пересоединения [8], взаимодействия солнечного ветра с лунными магнитными аномалиями [9] и ряда других задач. Непосредственно для данной работы расчеты посредством iPIC3D проводились на вычислительном кластере "Ломоносов" МГУ с использованием до ~1000 ядер.

В качестве начального состояния задан слой Харриса: $\mathbf{B} = [\mathrm{B_0}\tanh(y/\lambda_0),\ 0,\ \mathrm{B_g}]$ с ведущим полем $\mathrm{B_g}$; плотность $\mathrm{n_{e,i}(y)} = \mathrm{n_0}\cosh^{-2}(y/\lambda_0)$. В качестве единицы длины, времени и скорости используются ионная инерционная длина $\mathrm{d_i}$, обратная ионная гирочастота $\Omega_{\mathrm{ci}}^{-1}$ и скорость Альвена соответственно. Ось *x* в расчетах параллельна магнитному полю слоя Харриса, ось *z* антипараллельна направлению начального тока (заметим, что такой выбор координат соответствует замене оси *z* на –*y* в координатах GSM). Используется соотношение масс ионов и электронов, равное $\mathrm{m_i/m_e}$=256. Шаг сетки Δx =0.0357$\mathrm{d_i}$, шаг по времени $\Delta t = 7.3 \cdot 10^{-4}\Omega_{ci}^{-1}$. Размер вычислительной области $\mathrm{L_x} \times \mathrm{L}_y = 72\mathrm{d_i} \times 16\mathrm{d_i}$ (в трехмерном расчете Lz= 1.96$\mathrm{d_i}$). Проводились расчеты для следующих значений ведущего поля: $\mathrm{B_g}$={0,0.05,0.15, 0.45, 1.0, 1.5, 2.0}.

Результаты

В начальную стадию процесса в центре вычислительной области появляется диффузионная область, в которой плазма ускоряется до скорости Альвена. Ионный джет сталкивается с плазмой начального токового слоя, формируя фронт диполяризации [3,5]. Моделирование проводится до времени, в который фронт уже находится на достаточном расстоянии от Х-линии, но граничными условиями ещё можно пренебречь. На рис. 1 приведено вычисленное распределение плотности в зависимости от интенсивности ведущего поля. В соответствии с прошлыми исследованиями [3-5] первоначальный токовый слой сжат в окрестности фронта и плотность в 2 раза превышает $\mathrm{n_0}$ для расчетов с $\mathrm{B_g}$<1).

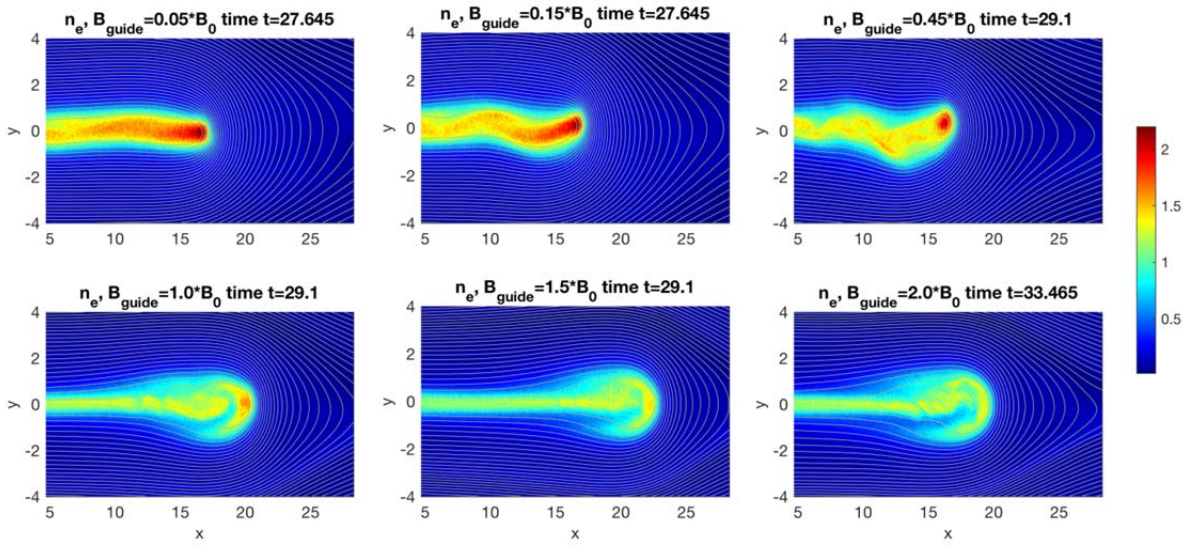


Рис. 1 - Плотность плазмы и магнитные силовые линии в окрестности фронта пересоединения для различных значений ведущего поля Bg

Характерной особенностью моделирования с $B_g<0.45$ является появление волнообразной структуры в потоке отраженных ионов, что вызывается их отклонением ведущим полем ($\sim V_x B_z$) в *y* направлении (что заметно в области перед фронтом 5<x<15 на верхних панелях рис. 1). При $B_g>1$ отклонение становится настолько значительным, что фронт утолщается (по *y*) и приобретает каплевидную форму. Длина структуры (по *x*) в таком режиме характеризуется гирорадиусом отраженных ионов в поле B_g. Необходимо заметить, что такие ведущие поля ($B_g>1$) как правило не наблюдаются в токовом слое магнитосферы Земли [10], но такие события возможны в гелиосферной, астрофизической или лабораторной плазме [10,11].

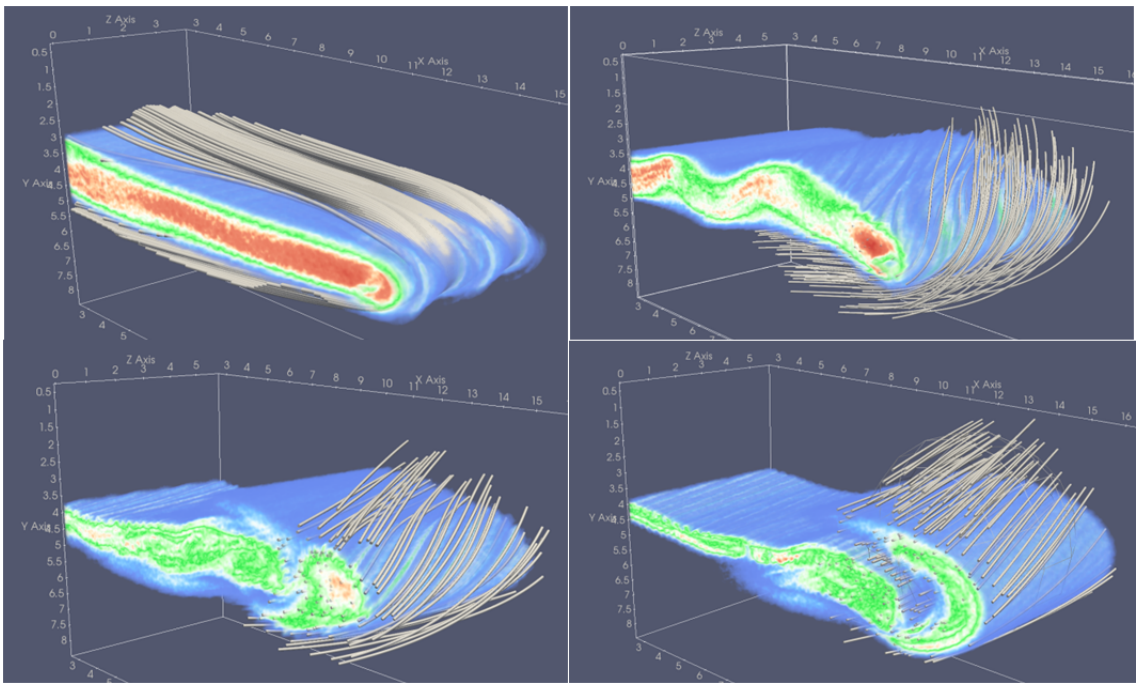


Рис. 2 Результаты трехмерного расчета плотности. Магнитные силовые линии для B_g=0.05, 0.045, 1.0, 2.0 (слева направо и сверху вниз).

Трехмерная динамика фронта исследовалась далее в симуляторе посредством копирования всей информации о частицах и полях вдоль оси z [5]. На рис. 1 приведены результаты 2D расчета перед загрузкой в 3D модель. Результаты трехмерного расчета приведены на рис. 2. Основным эффектом здесь является генерация волн с конечным k_z на поверхности фронта, приводящих к пульсациям в плотности и электромагнитном поле. Неустойчивость находится в хорошем соответствии с нижнегибридной модой (LHDI), как исследовано ранее [4,5].

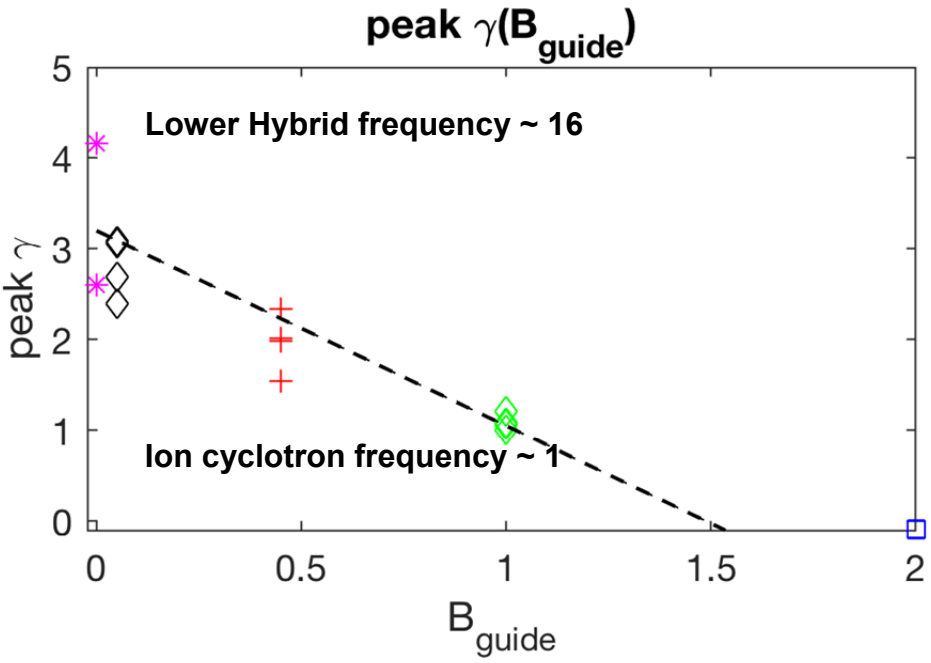


Рис. 3 Зависимость инкремента неустойчивости на поверхности фронта от величины ведущего поля.

Для количественного исследования интенсивности этих волн необходимо выделить экспоненциально растущие поправки к "усредненной" конфигурации. При этом оценка профиля моды усложняется наличием крупномасштабной конвекции (движения фронта) и локализованностью неустойчивости (т.е. волновая активность проявляется только в области с наибольшим градиентом плотности). Для упрощения задачи мы рассматриваем волны с k=(0, 0, k_z). Фоновая конфигурация электромагнитного поля $\langle E\rangle_z$, $\langle B\rangle_z$ в каждый момент времени рассчитывается усреднением по z по всей длине вычислительной области, возмущение рассчитывается в каждой точке сетки как $\tilde{E} = E - \langle E\rangle_z$, $\tilde{B} = B - \langle B\rangle_z$. Положение фронта отслеживается по точке пика магнитного поля $|\langle B_y\rangle_z|$, а инкремент неустойчивости γ рассчитывается по скорости нарастания возмущения $\tilde{E}_z$. Результат оценки $\gamma(B_g)$ как функции ведущего поля приведен на рис. 3. Величина γ выражена в единицах Ω_{ci}, при этом значение 1 соответствует ионной циклотронной частоте в поле B_0, а значение 16 соответствует нижней гибридной частоте $\omega_{l\square}$ для отношения масс $m_i/m_e = 256$. Близкое значение скорости роста моды для случая антипараллельных магнитных полей ($\sim 0.5\omega_{l\square}$) было получено в работе [5]. Хорошо заметно быстрое уменьшение $\gamma(B_g)$ с ростом B_g и отсутствие неустойчивости для $B_g > 1.5$. Таким образом, ведущее поле полностью стабилизирует фронт и делает динамику задачи близкой к двумерной. Тем не менее, область сепаратрис магнитного пересоединения остается

неустойчивой и при существенно бóльших значениях $B_g \sim 80$, где регистрируется электронная мода Кельвина-Гельмгольца [11].

Выводы

1. В работе была рассмотрена динамика фронтов пересоединения по результатам двух- и трехмерного численного моделирования методом "Частица-в-ячейке". Структура фронта в двумерных расчетах с ведущим полем $B_g \leq 0.45$ во многом напоминает результаты моделирования с $B_g = 0$. Появляется существенное сжатие плазмы токового слоя на пике фронта (до ~$2n_0$), ширина фронта (в y направлении) определяется толщиной начального токового слоя. Главное отличие от $B_g = 0$ заключается в том, что поток отраженных ионов отклоняется ведущим полем в y направлении (~V_x B_z), создавая волнообразное (вдоль x) возмущение в токовом слое (рис. 1, верхние панели).
2. В расчетах с $B_g \geq 1.0$ фронт приобретает каплевидную форму (рис. 1, нижние панели) и утолщается. Максимальная плотность плазмы ~n_0 и популяция отраженных ионов накапливается вблизи фронта (в отличие от расчетов с $B_g \sim 0$).
3. Трехмерные расчеты показывают развитие волновой активности с конечным k_z на поверхности фронта. Параметры неустойчивости для малых B_g находятся в соответствии с нижнегибридной неустойчивостью. Изучение зависимости инкремента $\gamma(B_g)$ показало, что фронт стабилизируется при $B_g > 1.5$ и динамика плазмы в окрестности фронта близка к двумерной.

Благодарности

Данная работа была поддержана грантом Российского Научного Фонда RNF14-17-00072. Численное моделирование было проведено с использованием суперкомпьютера "Ломоносов" МГУ, проекты 1576 and 1658.

Список литературы

1. Heyn, M. F., and V. S. Semenov (1996), Rapid reconnection in compressible plasma, Phys. Plasmas, 3, 2725–2741, doi:10.1063/1.871723.
2. Sergeev, V., et al. (2009), Kinetic struc- ture of the sharp injection/dipolarization front in the flow-braking region, Geophys. Res. Lett., 36, L21105, doi:10.1029/2009GL040658.
3. Wu, P., and M. A. Shay (2012), Magnetotail dipolarization front and associated ion reflection: Particle-in-cell simulations, Geophys. Res. Lett., 39, L08107, doi:10.1029/2012GL051486.
4. Divin, A., Khotyaintsev, Y.V., Vaivads, A. and André, M., 2015. Lower hybrid drift instability at a dipolarization front. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 120(2), pp.1124-1132.
5. Divin, A., Khotyaintsev, Y.V., Vaivads, A., André, M., Markidis, S. and Lapenta, G., 2015. Evolution of the lower hybrid drift instability at reconnection jet front. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 120(4), pp.2675-2690.
6. Markidis, S., and G. Lapenta. "Multi-scale simulations of plasma with iPIC3D" (2010). Mathematics and Computers in Simulation: 1509-1519.
7. Divin, A., Lapenta, G., Markidis, S., Semenov, V.S., Erkaev, N.V., Korovinskiy, D.B. and Biernat, H.K., 2012. Scaling of the inner electron diffusion region in collisionless magnetic reconnection. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 117(A6).

8. Lapenta, G., S. Markidis, A. Divin, M. Goldman, and D. L. Newman (2011), Signatures of Magnetic Reconnection for a Hydrogen Plasma at Realistic Guide Fields, Geophys. Res. Lett., doi:10.1029/2011GL048572
9. Deca, J., Divin, A., Lapenta, G., Lembège, B., Markidis, S., & Horanyi, M. (2014). Electromagnetic Particle-in-Cell simulations of the solar wind interaction with lunar magnetic anomalies. Physical review letters, 112(15), 151102.
10. Che, H., Drake, J. F., Swisdak, M., & Yoon, P. H. (2009). Nonlinear development of streaming instabilities in strongly magnetized plasma. Physical review letters, 102(14), 145004.
11. Liu, Y. H., Daughton, W., Karimabadi, H., Li, H., & Peter Gary, S. (2014). Do dispersive waves play a role in collisionless magnetic reconnection?. Physics of Plasmas, 21(2), 022113.

Особенности динамики магнитосферы в цикле солнечной активности

О.Д. Зотов[(1)], Б.И. Клайн[(1)], Н.А. Куражковская[(1)]

1 - Геофизическая обсерватория «Борок» ИФЗ РАН (ГО «Борок»), 152742 Россия, Ярославская обл., Некоузский р-н, пос. Борок, 84854724763, ozotov@inbox.ru, 84854724763, klb314@mail.ru, 84854724763, knady@borok.yar.ru

Аннотация.
Представлены результаты поиска параметров межпланетной среды, ответственных за обнаруженный нами эффект триггерного поведения активности магнитосферы, заключающийся в резком переходе от "периодического" режима к "хаотическому". Показано, что изменение спектральных характеристик Ap-индекса в цикле солнечной активности коррелирует с динамикой параметра солнечного ветра β (отношение плазменного давления к магнитному). При β~1 в магнитосфере наблюдается "хаотический" режим, при β>1 "периодический". Предполагается, что глобальным геоэффективным параметром, определяющим триггерный режим активности магнитосферы, является угол наклона оси магнитного диполя Солнца к плоскости эклиптики, от которого зависит изменение параметра β в цикле солнечной активности.

Ключевые слова: магнитосфера, солнечно - земные связи, триггерный режим, плазменное давление, магнитное давление

Введение

Ранее нами в работе [1] на основе спектрального анализа Ap-индекса было показано, что в каждом из 11-летних циклов солнечной активности возмущенность магнитосферы характеризуется резкими переходами между двумя динамическими состояниями. Первое состояние, названное нами "периодическим" режимом, представляет собой слабый широкополосный шум с наличием 27-дневной периодичности и ее нескольких гармоник. Для второго состояния магнитосферы характерен сильный широкополосный шум и отсутствие 27-дневной периодичности. Этот режим мы назвали "хаотическим". Поскольку термины "периодический" и "хаотический" достаточно условны, далее будем использовать их без кавычек. Обнаруженные резкие переходы магнитосферы от одного состояния к другому была названы нами триггерным режимом динамики магнитосферы [1].

Рис. 1 иллюстрирует чередование периодического и хаотического режимов в динамическом спектре Ap-индекса и, следовательно, в динамике магнитосферы. На временной оси периодический и хаотический режимы обозначены зелеными и красными прямоугольниками, соответственно.

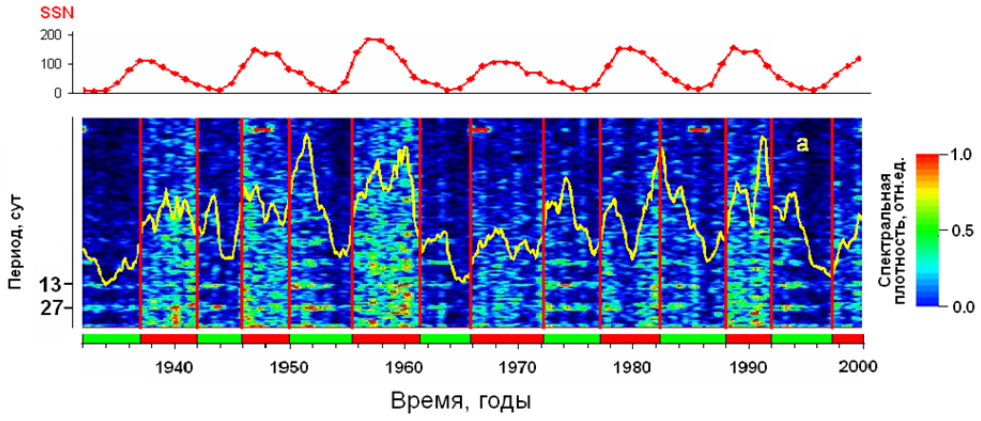


Рис. 1. - Среднегодовая динамика числа солнечных пятен - SSN (красная кривая) и Ap-индекса (желтая кривая), а - динамический спектр Ap-индекса.

Известно, (см., например, [2]) что глобальная геомагнитная активность имеет два максимума, которые связаны с максимумами 11-летнего цикла солнечной активности. Первый максимум геомагнитных возмущений наблюдается за 8-12 месяцев до максимума солнечной активности, второй - через 2-3 года после. Причем, если первый максимум в усредненной динамике Ap-индекса связывается с транзиентной (спорадической) солнечной активностью, то второй - с рекуррентной солнечной активностью, которая и определяется 27-дневным периодом вращения Солнца.

Действительно, в каждом из 11-летних циклов динамика Ap-индекса демонстрирует хаотическое и периодическое поведение. Но переход от хаотического режима к периодическому режиму и наоборот достаточно резок. Как отмечалось выше, наблюдается триггерное переключение магнитосферы из одного динамического состояния в другое (см. рис.1 и комментарий к нему). В связи с этим закономерно возникает ряд вопросов. Почему наблюдается триггерный эффект (режим переключения) от хаотического к периодическому режиму в динамике Ap-индекса? Найдется ли в системе Солнце-Земля параметр, динамика которого совпадала бы с динамикой Ap-индекса? Существует ли физический агент (внешняя сила), который является определяющим для формирования эффекта переключения режима в динамике магнитосферы? Чем определяется триггерный режим - процессами на Солнце или в солнечном ветре?

Данная работа продолжает наши предыдущие исследования особенностей динамики земной магнитосферы с целью поиска параметров солнечной активности и/или межпланетной среды, которые управляют переключением режимов в динамике магнитосферы.

Исходные данные

Для анализа были использованы ряды солнечной активности - суточных значений чисел Вольфа (SSN - Sun Spot Numbers, www.wdcb.ru), магнитосферной активности – (суточные значения Ap-индекса, www.wdcb.ru) за период с 1932 по 2016 гг., а также суточные данные о параметрах межпланетной среды (каталог OMNI, http://nssdcftp.gsfc.nasa/gov/omniweb) за период с 1964 по 2016 гг. Кроме того, в работе использованы динамические спектры радиоизлучения Солнца, общего магнитного поля (ОМП) Солнца как звезды [3], северо-южной асимметрии солнечной активности [4], широтного распределения центров пятнообразования (Закон Шпёрера и его графическое воплощение - “бабочки” Маундера, https://ru.wikipedia.org).

Результаты анализа

Рассмотрим результаты поиска физического агента (внешней силы), который является определяющим для формирования эффекта переключения режима в динамике магнитосферы.

На рис. 2 показаны циклическая вариация числа солнечных пятен (SSN) и их динамический спектр. Видно, что на протяжении шести 11-летних солнечных циклов наблюдается только фундаментальная гармоника с периодом T = 27 дней, которая имеет максимальную интенсивность в максимуме солнечной активности.

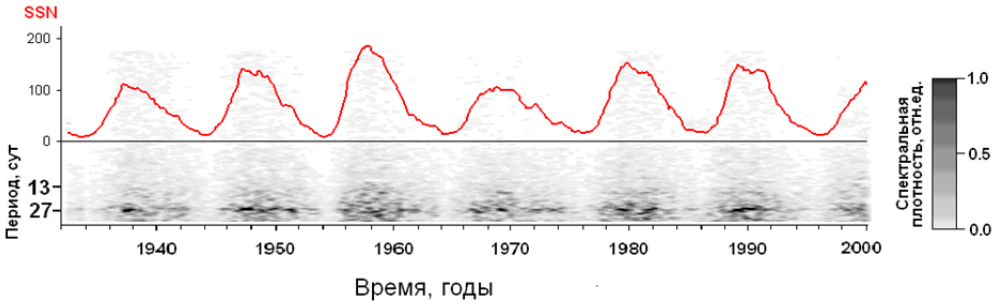


Рис. 2. - Циклическая вариация числа солнечных пятен (SSN) (красная кривая) и их динамический спектр.

Из сопоставления рис. 1 и 2 следует, что магнитосфера находится в хаотическом режиме (сильный широкополосный шум и отсутствие 27-дневной периодичности), когда в динамике SSN наблюдается максимальная интенсивность гармоники с периодом T = 27 дней, и в периодическом режиме (слабый широкополосный шум, наличие 27-дневной периодичности и нескольких ее гармоник), когда в динамике SSN наблюдается минимальная интенсивность или полное отсутствие 27-дневной периодичности. Таким образом, сравнение динамических спектров SSN и Ap-индекса (см. рис. 1, 2) позволяет сделать вывод, что режим переключения динамики Ap-индекса не определяется динамикой числа солнечных пятен.

Аналогичным образом были выполнены сравнения динамического спектра Ap-индекса с динамическими спектрами радиоизлучения Солнца, общего магнитного поля (ОМП) Солнца как звезды, северо-южной асимметрии солнечной активности, широтного распределения центров пятнообразования, которые показали, что рассмотренные характеристики Солнца не определяют режим переключения динамики Ap-индекса.

Далее, используя базу данных OMNI, были проанализированы динамические спектры практически всех основных параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП): температуры и плотности протонов, динамического давления и скорости потока солнечного ветра, электрического поля, *Bx*-, *By*- и *Bz*- компонент ММП, параметра β, характеризующего отношение плазменного давления к магнитному ($\beta = NpkT/(B^2/8\pi)$, где Np – плотность протонов, T – температура протонов, B – величина магнитного поля).

Сравнительный анализ динамических спектров параметров межпланетной среды и Ap-индекса показал, что в динамике всех исследованных параметров солнечного ветра и ММП, за исключением параметра β, не наблюдается смены динамических режимов, аналогично триггерному режиму в поведении Ap-индекса.

Мы не будем приводить динамические спектры всех анализируемых параметров солнечного ветра и ММП и представим в качестве примера для сравнения динамический спектр *Bx*-компоненты ММП и Ap-индекса (рис. 3). Из рис. 3 видны принципиальные различия в динамических спектрах *Bx*-компоненты ММП и Ap-индекса. А именно, для динамического спектра *Bx*-компоненты ММП характерен периодический режим на всем исследованном интервале в отличие от Ap-индекса, для динамики которого присущи резкие переходы от периодического к хаотическому режиму.

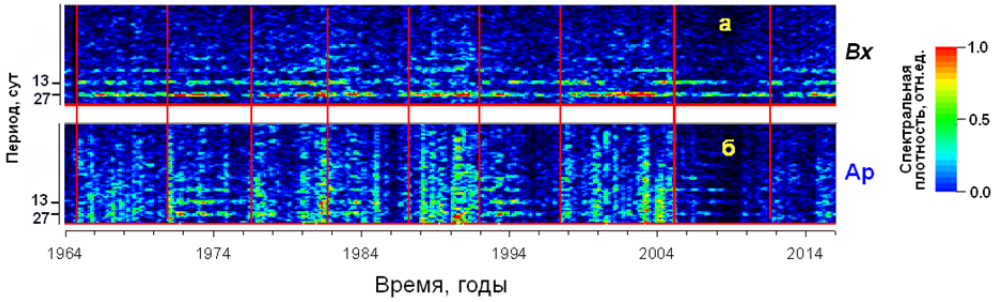


Рис. 3. - Динамические спектры *Bx*-компоненты ММП (а) и Ap-индекса (б).

На рис. 4 представлены динамические спектры параметра β и Ap-индекса. Видно, некоторое подобие этих спектров, а именно, для динамики параметра β характерны резкие переходы в хаотическом режиме, причем время переходов совпадает со сменой режима в Ap-индексе.

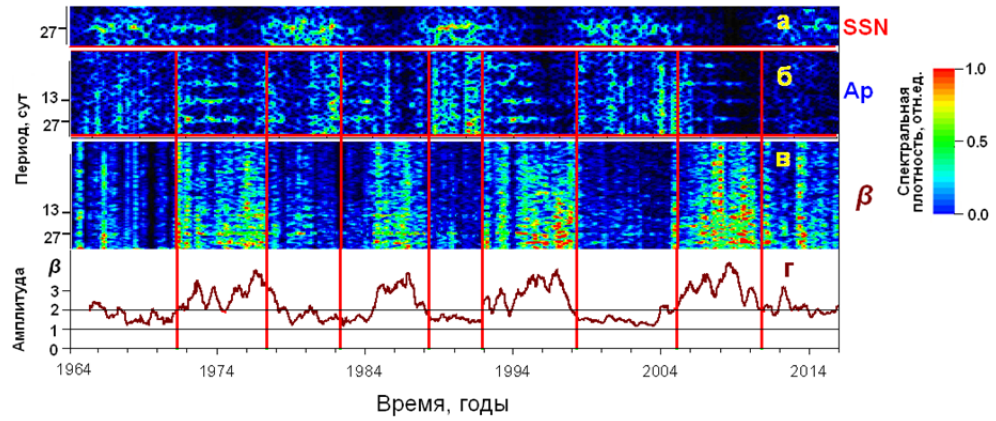


Рис. 4. - Динамические спектры SSN (а), Ap-индекса (б) и параметра β (в); среднегодовая динамика параметра β (г).

На этом же рисунке приведена среднегодовая вариация параметра β. Ее сопоставление с динамическим спектром Ap-индекса свидетельствует о том, что хаотический и периодический режимы в динамике магнитосферы наблюдаются при β~1 и при β>1, соответственно.

Обратим внимание еще на одну особенность поведения Ap-индекса. На рис. 5 приведена зависимость Ap-индекса от параметра β. Видно, что максимум Ap-индекса достигается при значениях β~1. При β>1 или β<1, как следует из рис. 5, величина Ap-индекса в среднем стремится к нулю.

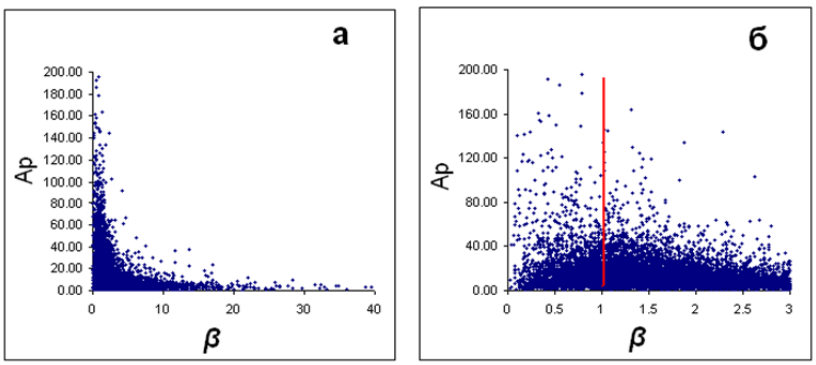


Рис. 5. - Зависимость Ap-индекса от параметра β (а), подробнее в диапазоне β ~ 1 (б).

В связи с вышеизложенным, можно предположить, что параметра β является ответственным за смену режимов магнитосферной активности.

Обсуждение

В настоящей работе мы предприняли попытку поиска факторов на Солнце, в солнечном ветре, в межпланетном пространстве, способствующих формированию триггерного режима в динамике магнитосферы. В результате спектрального анализа большого массива различных данных было показано, что наиболее вероятным параметром, ответственным за резкие переходы в активности магнитосферы от периодического к хаотическому режиму, может быть параметр солнечного ветра β. В свою очередь, сопоставляя динамику β и поведение угла наклона оси магнитного диполя Солнца θ из работы [3], мы обнаружили, что значение параметра β близко к единице, когда величина угла θ достаточно мала и изменяется в пределах ~ 0-30°. Подтверждением последнего является рис. 6, на котором представлены циклические вариации угла θ, числа солнечных пятен W [3], Ap-индекса, параметра β и динамический спектр Ap-индекса. Видно, что хаотические режимы в динамике Ap-индекса соответствуют интервалам времени, когда β~1 и θ < 30° (обозначено желтыми прямоугольниками).

С другой стороны, из распределения параметра β в окрестности Солнца, взятого из работы [7], следует, что на орбите Земли плазменное и магнитное давления будут сравнимы по величине (β~1) при углах наклона оси магнитного диполя близких к нулю. В правой части рис. 6 мы привели распределение параметра β в окрестности Солнца [7]. Таким образом, учитывая связь параметра β с динамикой Ap-индекса и зависимость β от угла θ в цикле солнечной активности, можно предположить, что глобальным геоэффективным параметром, определяющим триггерные эффекты активности магнитосферы, является угол наклона оси магнитного диполя Солнца к плоскости эклиптики.

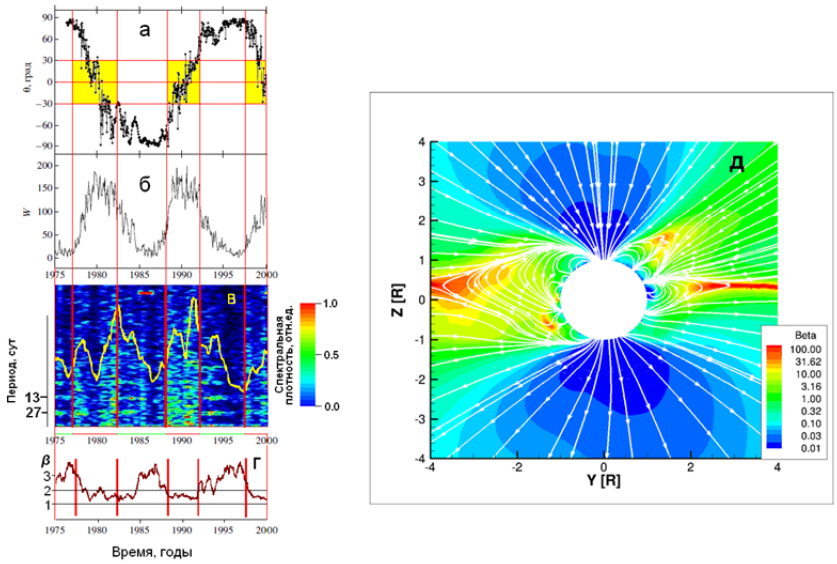


Рис. 6. - Угол θ наклона оси магнитного диполя, измеренный от плоскости солнечного экватора (широта) [3] (а), среднемесячные значения чисел Вольфа [3] (б); динамический спектр Ap-индекса (в), среднегодовая динамика Ap-индекса (желтая кривая) (в) и параметра β (коричневая кривая)(г); параметр β и линии магнитного поля в плоскости X = 0 от -4 $R_{\square}$ до 4 $R_{\square}$ [7] (д).

Следует отметить, что от величины параметра β также существенно зависит уровень турбулентности в плазме солнечного ветра. Согласно [6] уровень турбулентности достигает максимума при β~1. По нашему мнению, именно турбулентность солнечного ветра определяет уровень активности магнитосферы Земли.

Ранее [5] мы уже обращали внимание на то, что магнитосферу можно рассматривать как систему, находящуюся в метастабильном состоянии. Влияние внешнего шума на такую систему приводит к появлению случайных переключений между аттракторами системы. В результате геомагнитная активность будет определяться свойствами внешнего шума.

Выводы

Результаты проведенного исследования показали, что изменение режима хаос - периодичность в динамике магнитосферы определяется величиной параметра β. Хаотические и периодические режимы в динамике магнитосферы наблюдаются при β~1 и при β> 1, соответственно. Следовательно, отношение давления плазмы к магнитному давлению является параметром, определяющим смену режима в динамике магнитосферы.

Изменение β в 11-летнем цикле солнечной активности определяется динамикой угла наклона оси магнитного диполя Солнца. Это позволило предположить, что глобальным геоэффективным параметром, определяющим особенности динамики активности магнитосферы, является угол наклона оси магнитного диполя Солнца к плоскости эклиптики.

Благодарности

Работа поддержана грантом РФФИ 16-05-00056, Гос. темой 0144-2014-00116.

Список литературы

1. Зотов О.Д., Клайн Б.И. Триггерный режим в динамике магнитосферы // *Триггерные эффекты в геосистемах* (Москва, 6–9 июня 2017 г.): материалы IV Всероссийской конференции с международным участием / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. ИДГ РАН. М. ГЕОС. 2017. С. 442-449.
2. Webb D.F. et al., The Solar Sources of Geoeffective Structures // *Space Weather*, AGU Geophys. Monograph 125, 2001, 123 p.
3. Лившиц И.М., Обридко В.Н.. Изменения дипольного магнитного момента солнца в течение цикла активности // *Астрономический журнал*, 2006, Том 83, №11, С.1031–1041.
4. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я., Сикора Ю. Северо-южная асимметрия солнечной активности // *Солнце в эпоху смены знака магнитного поля*: Сб. трудов ГАО РАН. СПб., 2001, С. 33-40.
5. Zotov O.D., Klain B.I., Kurazhkovskaya N.A. Stochastic resonance in the Earth's magnetosphere // *Proceedings of the 7th International Conference "Problems of Geocosmos"*. (St. Petersburg, May 26-30, 2008). Ed. by V.N. Troyan, M. Hayakawa, V.S. Semenov. SPb., 2008. 505 p. ISBN 978-5-9651-0303-4. P. 360-363.
6. Чернышов А.А., Карельский К.В., Петросян А.С. Подсеточное моделирование для исследования сжимаемой магнитогидродинамической турбулентности космической плазмы //*УФН*, 2014,184 (5), С. 457-492.
7. Sokolov I. V., Bart van der Holst, Rona Oran et al. Magnetohydrodynamic waves and coronal heating: unifying empirical and MHD turbulence models // *The Astrophysical Journal*. 2013. V.764: 23. 13pp. doi:10.1088/0004-637X/764/1/23.

Естественные УНЧ возмущения электрического поля в прибрежных зонах

В.С. Исмагилов, Ю.А. Копытенко

Санкт-Петербургский Филиал Института Земного Магнетизма, Ионосферы и Распространения Радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (СПбФ ИЗМИРАН)
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 5, лит. «Б», а/я 10, т. (812) 323-78-45, т/ф. (812) 323-69-62, office@izmiran.spb.ru

Аннотация.

В 2016-2018 г.г. СПбФ ИЗМИРАН проводил исследования УНЧ электромагнитных возмущений в прибрежных морских зонах. Синхронная регистрация данных выполнялась геофизическими станциями GI-MTS-1, расположенными на берегу возле кромки воды и в точках удаленных на 150-200 м от берега.
Обнаружено, что при усилении скорости ветра происходит увеличение интенсивности широкополосных (F=0.001-1 Гц) УНЧ возмущений электрического поля в прибрежной зоне. На удаленной от берега станции этот эффект ослаблен в 3-5 раз. На о. Сахалин (берег Охотского моря) обнаружено увеличение интенсивности широкополосных УНЧ возмущений электрического поля в периоды морских приливов. На северном побережье Кольского п-ва (Баренцево море) обнаружено возникновение двух-трех узких гармоник вариаций электрического поля в диапазоне частот 0.2-0.5 Гц. Гармоники изменяют свою частоту в зависимости от фазы прилива. Зарегистрированы горизонтальные электрические поля, создаваемые морскими волнами.
Наблюдаемые эффекты, связанные с морскими приливами, зависят от высоты прилива и рельефа прибрежного морского дна. В магнитном поле эффекты, связанные с морскими приливами и с волнами не обнаружены, что, по-видимому, связано с недостаточной чувствительностью магнитометров.

Ключевые слова: электрические поля в прибрежных зонах, УНЧ возмущения

Введение

В 2017 - 2018 г. СПбФ ИЗМИРАН провел экспериментальные работы на морских побережьях Белого, Баренцева и Охотского моря (о. Сахалин), а также на восточном берегу п-ва Камчатка. Регистрация данных выполнялась геофизическими станциями GI-MTS-1, расположенными непосредственно на берегу и в точках удаленных на 150 - 300 м от берега. В состав каждой станции входили 3 трехкомпонентных магнитных датчика торсионного типа и две горизонтальные теллурические линии длиной ~50 м. E_x компонента устанавливалась ортогонально берегу, а E_y компонента – вдоль берега. Регистрируемые данные записывались на флэш-карты с дискретностью 50 Гц. Чувствительность магнитных датчиков составляла 2 пТл на частоте 1 Гц, чувствительность электрических датчиков – 0.1 мкВ/м.

Результаты экспериментов

Для построения рис.1 использованы данные зарегистрированные на побережье Охотского моря (восточный берег о.Сахалин). На рисунке представлены динамические спектры спектральной плотности мощности горизонтальных компонент вариаций электрического поля (E_x, E_y – две верхние панели) и трех ортогональных компонент вариаций магнитного поля (H, D, Z - две нижние панели) на базовой точке, расположенной в 160 м от берега в течение 17 – 23.09.2017 г. в диапазоне частот – F = 0.001 – 0.1 Гц. В ночные периоды на рисунке наблюдаются суточные усиления спектральной плотности мощности, хорошо видимые в низкочастотной части спектра, как в магнитных, так и в

электрических компонентах. Во время тайфуна 18 сентября 2018 г. (скорость ветра достигала 30 м/с) наблюдается усиление спектральной мощности во всем исследуемом диапазоне частот.

На рис. 2 для того же периода времени и в том же диапазоне частот представлены динамические спектры спектральной плотности мощности горизонтальных компонент вариаций электрического поля (E_x, E_y – две верхние панели) и трех ортогональных компонент вариаций магнитного поля (H, D, Z - две нижние панели), полученные геофизической станцией на берегу возле

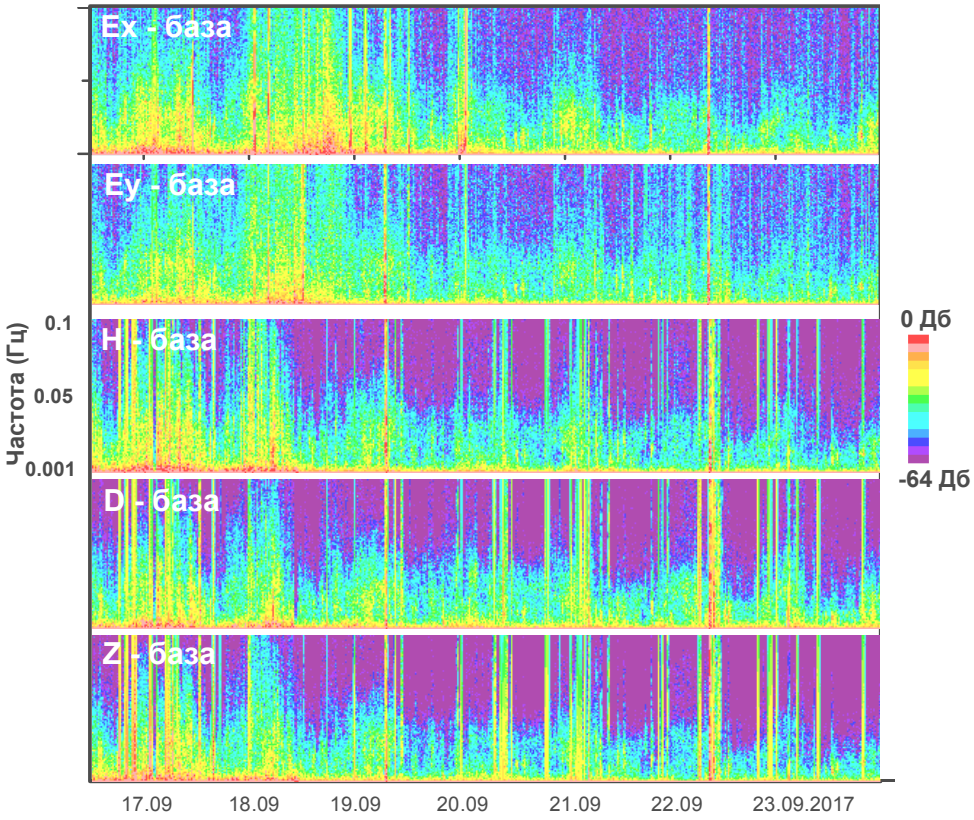


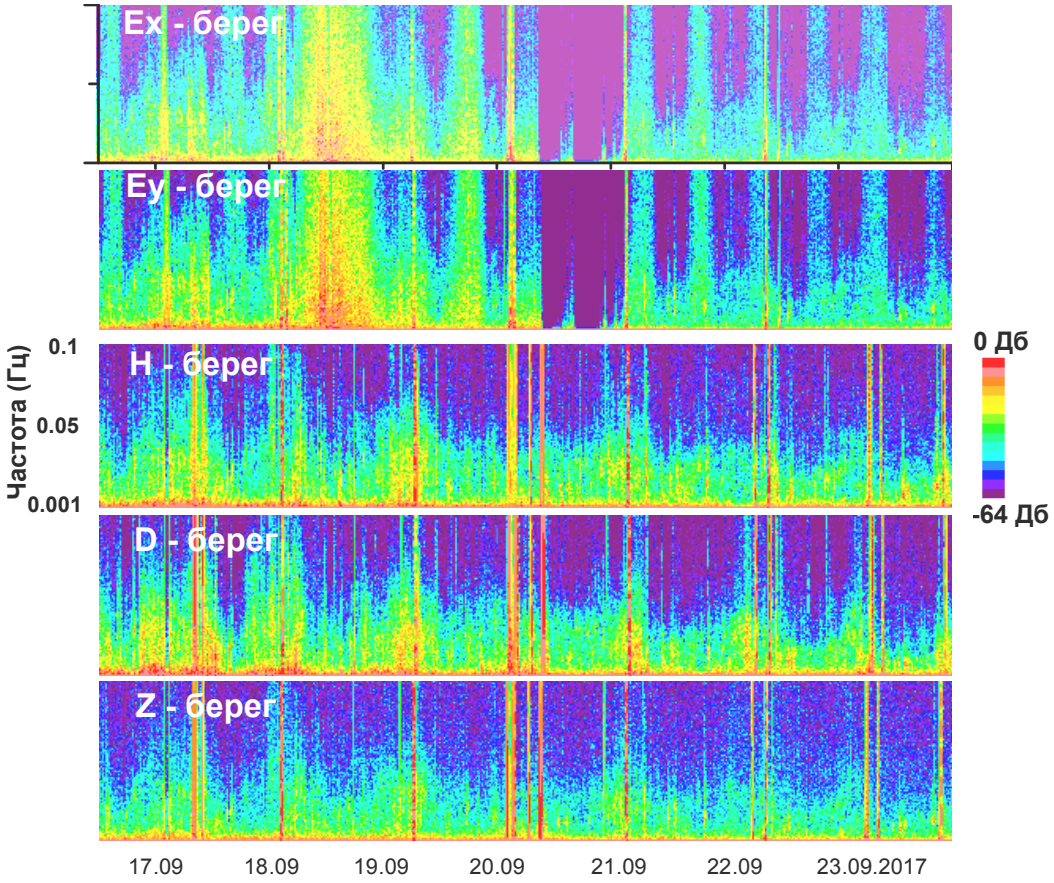
Рис. 1. Динамические спектры плотности мощности горизонтальных компонент вариаций электрического поля (E_x, E_y – две верхние панели) и трех ортогональных компонент вариаций магнитного поля (H, D, Z - две нижние панели) в диапазоне частот F = 0.001 – 0.1 Гц.
Базовая точка, о. Сахалин, 17 – 23.09.2017 г.

кромки воды.

В отличие от базовой станции (рис. 1) на береговой станции (рис. 2) в возмущениях горизонтальных компонент электрического поля кроме суточных усилений спектральной плотности мощности во всем исследуемом диапазоне частот наблюдаются также и широкополосные УНЧ возмущения связанные с морскими приливами. Максимумы этих возмущений дважды в сутки совпадают с максимумами приливов.

На рис.3 на частоте 0.02 Гц показаны вариации спектральной плотности мощности H компоненты вариаций магнитного поля на удаленной от берега станции (верхний рисунок) и Ey компоненты вариаций электрического поля на удаленной и береговой станции (нижние два рисунка). о.Сахалин, 16–23.09.2017 г. Из рисунка видно, что вариации электрического поля наблюдаются

только в вариациях электрического поля на береговой станции (нижняя часть рис. 3). Влияние



тайфуна, как видно из рисунка, отчетливо проявляется только в электрических компонентах.

Рис. 2. - Динамические спектры плотности мощности горизонтальных компонент вариаций электрического поля (E_x, E_y – две верхние панели) и трех ортогональных компонент вариаций магнитного поля (H, D, Z - две нижние панели) в диапазоне частот F = 0.001 – 0.1 Гц.
Береговая точка, о. Сахалин, 17 – 23.09.2017 г.

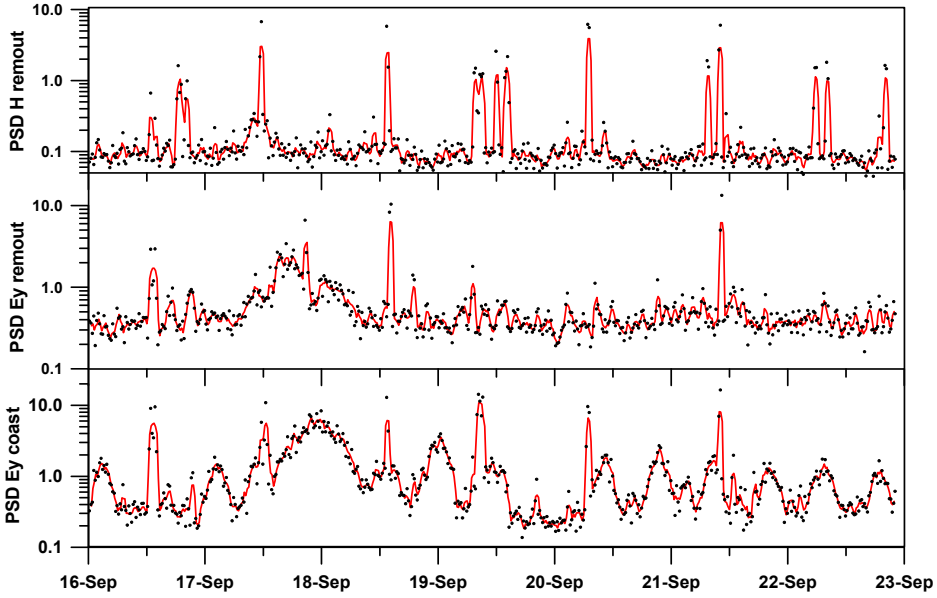


Рис. 3. - Спектральная плотность мощности на частоте 0.02 Гц H компоненты вариаций магнитного поля на удаленной от берега станции (верхняя кривая) и E_y компоненты

вариаций электрического поля на удаленной и береговой станции (нижние кривые). О. Сахалин, 16–23.09.2017 г.

На рис. 4 представлен динамический спектры плотности мощности E_y горизонтальной компоненты вариаций электрического поля в диапазоне частот F = 0.1 – 0.5 Гц, построенный за двухсуточный период по данным зарегистрированным на берегу Баренцева моря (мыс Териберский).

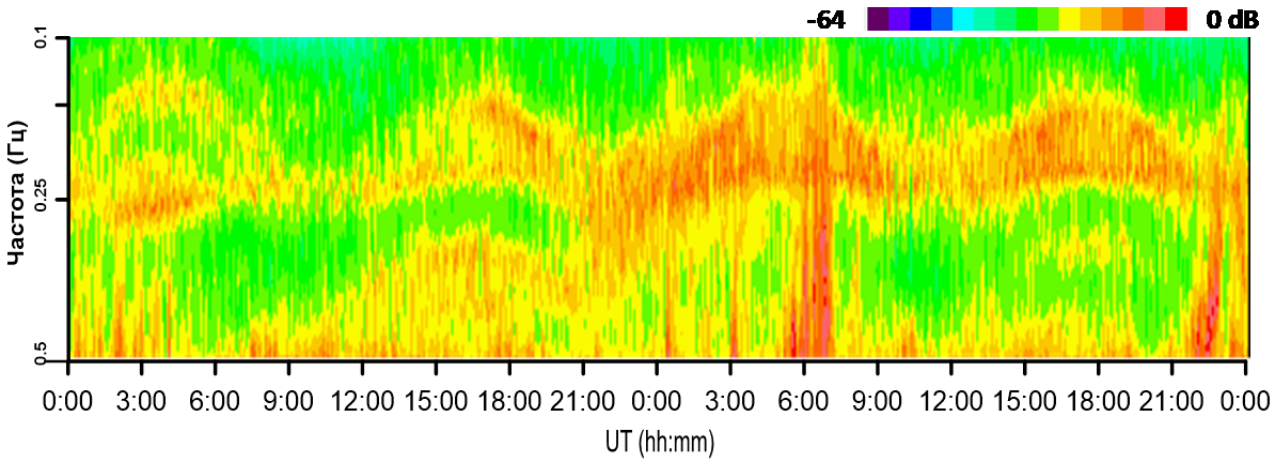


Рис. 4 - Динамический спектр (F=0.5–0.1 Гц) горизонтальной компоненты вариаций электрического поля (E_x) в точке, расположенной на берегу узкого залива. Мыс Териберский, 14.08 – 15.08.2017 г.

На рисунке отчетливо видно возникновение двух-трех узкололосных гармоник вариаций электрического поля в диапазоне частот 0.2-0.5 Гц. Гармоники изменяют свою частоту в зависимости от фазы прилива. Высокие частоты возникают во время отлива, а более низкие – во время прилива.

Обсуждение

Поверхность Земли имеет отрицательный электрический заряд, поэтому над земной поверхностью в морской аэрозоли наблюдается ~20% превышение положительных зарядов (в основном ионы NaCl+) над отрицательными [1, 2].

По-видимому, наблюдаемые УНЧ возмущения электрического поля вызываются перемещением под воздействием ветра неоднородностей электрических зарядов в аэрозоли над электродами теллурических линий. С усилением скорости ветра концентрация морской аэрозоли возле береговой линии и, следовательно, концентрация положительных зарядов возрастает и возрастает интенсивность регистрируемых УНЧ возмущений электрического поля. Концентрация аэрозоли и плотность положительных зарядов в ней сильно падает при удалении от кромки воды, поэтому эффекты, связанные со скоростью ветра, ослаблены.

Во время приливов кромка морской воды приближается к электродам теллурических линий, установленным на берегу, плотность аэрозоли и зарядов над электродами возрастает. Плотность зарядов в аэрозоли и скорость ветра неоднородны, поэтому наблюдается усиление широкополосных УНЧ возмущений. На удаленной от берега станции концентрация аэрозолей и зарядов мала и эффекта влияния приливов не наблюдается.

Коррелирующие с высотой и фазой прилива узкополосные вариации электрического поля, наблюдаемые на берегу Баренцева моря, вероятно, вызваны резонансными колебаниями возникшими на поверхности воды. В этом эксперименте измерительный электрод E_y теллурической линии был расположен на берегу небольшого сужающегося залива. По-видимому, волны из открытого моря приходили в залив и возбуждали резонансные колебания поверхности воды поперёк залива. Уровень приливов составлял ~4.5 м, что способствовало заметному изменению величин резонансных частот. На другой береговой станции, расположенной в ~500 м к западу на ровном берегу, резонансный эффект не наблюдался, что, вероятно, связано с отсутствием залива.

Выводы

1) Обнаружено, что при усилении скорости ветра происходит увеличение интенсивности широкополосных (F=0.001-1 Гц) УНЧ возмущений электрического поля в прибрежной зоне. На удаленной от берега станции этот эффект ослаблен в 3-5 раз.
2) На о. Сахалин (берег Охотского моря) обнаружено увеличение интенсивности широкополосных (F=0.001-1 Гц) УНЧ возмущений электрического поля в периоды морских приливов.
3) На северном побережье Кольского п-ва (Баренцево море) обнаружено возникновение двух-трех узких гармоник вариаций электрического поля в диапазоне частот 0.2-0.5 Гц. Гармоники изменяют свою частоту в зависимости от фазы прилива.
4) На южном побережье Кольского полуострова (Белое море) и на восточном побережье полуострова Камчатка (Тихий Океан) значительных эффектов, связанных с морскими приливами не обнаружено.

Наблюдаемые эффекты, связанные с морскими приливами, вероятно, зависят от высоты приливов и рельефа прибрежного морского дна.

В магнитном поле эффекты, связанные с морскими приливами и с волнами не обнаружены, что, по-видимому, связано с недостаточной чувствительностью магнитометров.

Список литературы

1 Ивлев Д.С., Довгалюк Ю.А. Физика атмосферных аэрозольных систем // СПб: НИИХ, СПбГУ, 1999, 194 стр.

2 Ивлев Д.С., Химический состав и структура атмосферных аэрозолей // Л. Изд. ЛГУ, 1982, 366 стр.

Проведение комплексной проверки гипотезы о влиянии By- компоненты ММП на приземное давление через гэц и микрофизику облачности

А.В. Карагодин[(1)], Е.В. Розанов[(2,3)], М. Фриман[(4)],
М. М. Лам[(4)], И.А. Миронова[(1)]

1-Санкт-Петербургский государственный университет («СПбГУ»), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9, Телефон: +79111635223, e-mail: karars94@mail.ru; телефон: +7812 428 7300, e-mail: i.a.mironova@spbu.ru;
2-Physikalisch-Meteorologisches Observatorium World Radiation Center («PMOD/WRC»), Davos, IAC ETH, Zurich, Switzerland Телефон: +41 58 467 5135, e-mail: eugene.rozanov@pmodwrc.ch;
3-Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук («ИЗМИРАН»), Россия, г. Калининград
4-British Antarctic Survey(«BAS»), High Cross, Madingley Road, CAMBRIDGE, CB3 0ET, United Kingdom Телефон: +44 (0)1223 221400, e-mail: mpf@bas.ac.uk; телефон: +44 (0)1223 221400, e-mail: maimailam7@gmail.com;

Аннотация.
Исследование посвящено численной проверке гипотезы о связи между появлением аномалий в приземном давлении под влиянием космических факторов через атмосферное электричество и микрофизику облачности с использованием химико-климатической модели SOCOL v.2. Первой частью исследования является проведение численного расчёта величины аномалии в приземном давлении за счёт установления зависимости между By-компонетой ММП и скоростью внутриоблачной автоконверсии, согласно сформулированной гипотезе в работе [1]. Вторая часть работы посвящена проверке гипотезы с другой стороны. Известно, что скорость автоконверсии напрямую связана с ростом эффективности слияния капель в облаке. В работе [2] было подчеркнуто, что влияние на тропосферное давление происходит за счет изменения радиационных свойств облаков в полярных областях. На основе этого исследования эффективный радиус облачных капель был задан согласно работе [2] как 40 μm. Обе зависимости были установлены только в географических регионах появления электрического потенциала с утра на вечер в полярных областях. Было проведено несколько численных экспериментов с январскими климатическими условиями и полученные в ходе данных экспериментов результаты были подтверждены статистическим анализом. Численная проверка связи между образованным, благодаря вариации ММП-By, потенциалом полярной шапки и приземным давлением, через нисходящий ток глобальной электрической цепи (ГЭЦ) и микрофизику облачности является важным шагом для оценки значимости данного эффекта, для локального и глобального изменение климата.

Ключевые слова: глобальная электрическая цепь, аномалии в приземном давлении, By-компонента ММП, изменение климата, облачная микрофизика, радиационные свойства облаков

Введение

Одно из направлений исследований в области солнечно-земной физики связано с процессами в магнитосфере Земли и вариациями параметров нижней атмосферы через глобальную электрическую цепь. Исследования последних лет были направлены на изучение влияния среднесуточной B_y – компоненты межпланетного магнитного поля (ММП) на возникновение ионосферного потенциала полярной шапки и изменением, в связи с этим, интенсивности нисходящего тока (J_z) в полярных регионах, что способствует образованию аномалий в приземном атмосферном давлении. Отклик в приземном давлении в результате вариации B_y – компоненты ММП был открыт в 1974 году и был назван эффектом Мансурова [3].

В нескольких работах, последних лет, представлен статистический анализ ранее описанной в работе [3] зависимости, подтвердивший, что механизм поддерживается через потенциал полярной шапки и глобальной электрической цепи (ГЭЦ), а полученные результаты показали более существенный отклик в приземном давлении полярных широт [4,5].

Исследования по оценке влияния вариаций азимутальной компоненты ММП на приземное давление проводились на основе данных ре-анализа из Национального центра атмосферных исследований (NCAR) [6-8]. Результаты исследований подтвердили существование эффекта Мансурова в данных наблюдений, а так же подтвердили, что максимальная величина аномалии в тропосферном давлении будет иметь место в полярных широтах Земли выше 70° с.ш. и ниже -70° ю.ш. Изменение приземного давления при различных значениях поля солнечного ветра составляет в среднем 2 гПа. Несмотря на столь малые изменения в приземном давлении в полярных регионах, они способны привести к существенному нарушению баланса динамики всей климатической системы.

Проблема дальнейшего изучения эффекта Мансурова состояла в том, с какими физическими процессами, протекающими между космическим пространством и нижней атмосферой, можно связать влияние B_y – компоненты ММП на приземное давление, используя при этом подтверждённую связь между ионосферным потенциалом полярной шапки (ПШ) и нисходящим током в ГЭЦ. Несколько лет назад была предложена основополагающая гипотеза [1], в которой связующий «элемент» между упомянутыми выше параметрами лежит в довольно сложных процессах, протекающих в микрофизике облачности. Нисходящий ток J_z, находящийся под влиянием потенциала ПШ, протекает через слой атмосферы со спокойными погодными условиями, где формируются слоистые облака. За счёт взаимодействия между ионами, переносимыми J_z и микрочастицами влаги в облаке, изменяется физика самого облака, что приводит к вариациям всего облачного слоя, находящегося под влиянием Jz [1]. Ответственным параметром является коэффициент слияния капель или скорость автоконверсии. Это скорость того, насколько быстро облачная вода будет переходить в состояние дождевой, то есть отвечает за рост внутиоблачных капель. В работе [1] хорошо описаны данные процессы, а именно: при получении заряда увеличивается скорость роста капель, с меньшим радиусом, за счёт усиления эффективности их слияния между собой.

Другим подходом, к сформулированной в работе [1] гипотезе, является ранее проведённое исследование чувствительности воздействия на региональный и глобальный климат, вызванное изменением оптических свойств облаков над антарктическим континентом с использованием модели NCAR v.2 (CCM2) [2]. В исследовании проводился сравнительный анализ нескольких экспериментов, в которых солнечное излучение взаимодействовало сначала с ледяными частицами со стандартным радиусом, а потом только с частицами, с заданным радиусом, равным 40 μm над антарктическим регионом. Эксперименты проводились для условия января месяца. В результате изменения радиационных свойств ледяных облаков произошло изменение температуры до 3°C в антарктическом

регионе и появилась аномальная составляющая атмосферного давления, как над сушей, так и над поверхностью океана.

В ходе проведения данного исследования впервые будут представлены численные доказательства гипотезы о влиянии космических факторов на изменение климатических условий в приземной атмосфере через ГЭЦ.

Описание модели CCM SOCOL v2

В данной работе, для проведения численных экспериментов, была использована химико-климатическая модель (CCM) SOCOL версии 2.0. [9]. Данная модель была разработана для изучения воздействия внешних (солнечных и космических) факторов на поведение климатической системы, а именно физических, химических и динамических процессов в атмосфере Земли и их влияния на изменение озонового слоя. Данная модель является комбинацией двух атмосферных моделей – модели общей циркуляции атмосферы MA-ECHAM4 и химико-транспортной модели атмосферы (CTM) MEZON. Параметры модели: шаг по долготе составляет 3.75 градуса, шаг по широте непостоянен и меняется от шага к шагу, диапазон модельных широт составляет от 90 северного и до -90 южного полушария. Таким образом, модельная ячейка MA-ECHAM4 составляет примерено 350 км на 350 км. По высоте модель работает с высотами в диапазоне от поверхности Земли и до высоты порядка 80 км (0.01 гПа), а шаг по времени составляет 2 модельных часа.

Для того чтобы уменьшить возможные численные ошибки расчёта, а так же повысить статистическую значимость полученных результатов, в данной работе было решено сделать до десяти модельных итераций. После этого, все десять итераций усреднялись с учётом численных ошибок каждого эксперимента, и находилась статистическая значимость полученных результатов. Таким образом, результаты с учётом численных ошибок позволяют сделать более достоверные выводы.

Методология проведенного исследования

В работе рассмотрены несколько путей численного подтверждения существующей гипотезы. Первый - это использование постоянного коэффициента, являющегося средней по модулю среднесуточной величиной B_y - компоненты ММП, а именно 3 nT, оказывающий постоянное влияние на скорость автоконверсии слоистых облаков, согласно описанной в работе [1] гипотезе.

В качестве второго подхода проводилось изменение радиационных свойств облачности, а именно установление радиуса всех без исключения внутриоблачных ледяных капель слоистых облаков, взаимодействующих с потоками солнечной радиации, равным 40 μm в соответствии с работой [2].

Обе зависимости были сделаны только для слоистой облачности, что полностью соответствует теории ГЭЦ, в которой указано, что нисходящий ток Jz протекает только через область

со спокойными погодными условиями без штормовой активности, т.е. в области непосредственного влияния Jz на облачный слой формируются только облака “хорошей погоды”, какими являются слоистые облака.

В обоих описанных подходах зависимости в численных экспериментах были сделаны только для районов образования ионосферного потенциала ПШ, во всех остальных модельных ячейках описанные зависимости не устанавливались. Географические области образования потенциала ПШ, согласно результатам, представленным в работе [6] описаны - в северном полушарии: выше 70° с.ш. и между 270-310° в.д.; в южном полушарии: ниже -70° ю.ш. и между 90-150° в.д.

Численные эксперименты с использованием обоих описанных подходов проводились только для января месяца. Было проведено 10 модельных итераций, как для двух экспериментов с включением описанных зависимостей по отдельности, так и для эталонного эксперимента, с которым проводилось сравнение полученных результатов симуляций. После нахождение разницы с эталонным экспериментом, были отобраны результаты, имеющие статистическую значимость более 90%.

В результате данного анализа, который подразумевал оценку вклада изменений, происходящих в микрофизике облачности в аномалию в приземном давлении, были получены численные результаты широтно-долготного распределения аномалий приземного давления.

Анализ полученных результатов

По полученным данным были построены широтно-долготные карты распределения аномалий приземного давления. Результаты первого эксперимента, полученные благодаря воздействию на скорость слияния внутриоблачный капель, представлены на рисунке 1 и второго, полученные в результате задания величины радиуса ледяных частиц равного 40 μm в слоистых облаках, представлены на рисунке 2, соответственно.

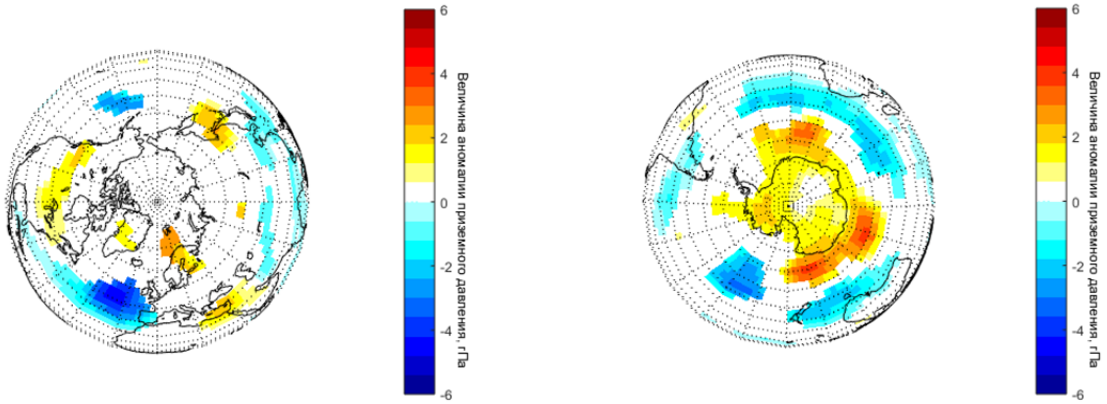


Рис. 1. – Широтно-долготное распределение аномалий приземного давления (эксперимент с зависимостью - данные из эталонного эксперимента) в полярных областях, образованных в результате воздействия на скорость внутриоблачной автоконверсии в течение января месяца. Левая панель – северное полушарие. Правая панель - южное полушарие.

На обеих панелях рисунка 1 располагаются карты распределения, в северном и южном полушарии, разницы в приземном давлении имеющую статистическую значимость более 90 процентов. На правой панели рисунка 1 хорошо заметна обширная область положительной аномалии в приземном давлении над антарктическим континентом, окружённая аномалиями с отрицательным знаком, располагающимися по большей части над поверхностью воды.

На левой панели рисунка 1 размещена карта распределения аномалии в приземном давлении в северном полушарии. Проведение анализа распределения аномалии в северном полушарии затрудняется тем, что характер их распределения имеет явно хаотичный порядок. Однако заметна тенденция чередования положительных и отрицательных аномалий на параллели около 50^0 с.ш.

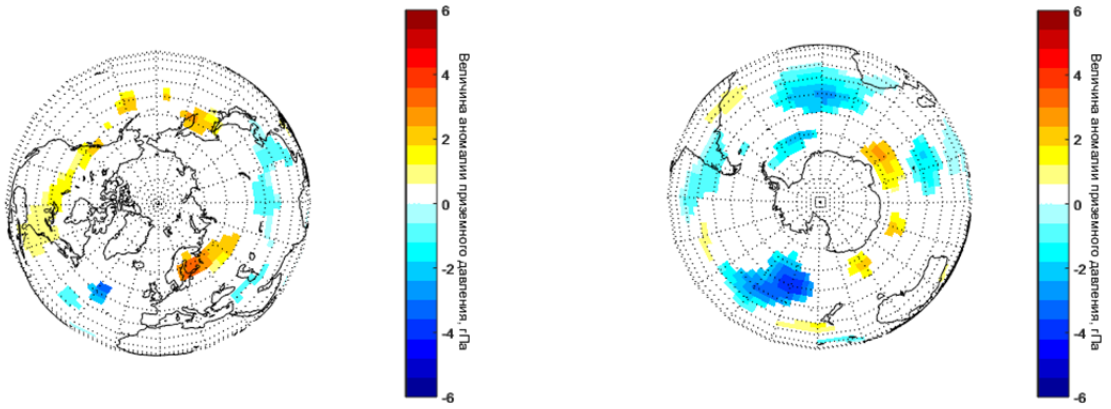


Рис. 2. – Широтно-долготное распределение аномалий приземного давления (эксперимент с зависимостью - данные из эталонного эксперимента) в полярных областях, образованных в результате установления радиуса внутриоблачных капель = 40 μm в течение января месяца. Левая панель – северное полушарие. Правая панель - южное полушарие.

На рисунке 2 представлено распределение аномалий приземного давления в обоих полушариях, образованных в результате взаимодействия солнечной радиации только с ледяными частицами с заданным радиусом равным 40 μm. Заметно, что полученные в ходе данного эксперимента аномалии являются менее интенсивными по сравнению с экспериментом со скоростью автоконверсии, по крайней мере, те из них, которые имеют статистическую значимость 90%.

При сравнении полученных в ходе обоих экспериментов аномалий, рисунки 1 и 2, видны совпадения в поведении аномалий приземного давления, как в северном, так и в южном полушарии в точности до знака, однако с разной величиной и интенсивностью распространения по поверхности Земли.

Выводы

По итогам проведённого анализа чувствительности приземного давления на изменения, происходящие в микрофизике облачности, можно сделать вывод о том, что существует зависимость

между вариацией в микрофизике облаков, вызванной воздействием извне и изменениями, происходящими в приземных метеорологических параметрах.

1) По итогам сравнения первого эксперимента с эталонным были обнаружены аномалии приземного давления в обоих полушариях. В южном полушарии значительная аномалия обнаружена над поверхностью антарктического континента.

2) При сравнении второго эксперимента с эталонным были так же обнаружены аномалии приземного давления. Однако величина и протяжённость областей с аномальным давлением значительно меньше, по сравнению с первым экспериментом.

3) Сравнение результатов обоих экспериментов выявило схожее поведение аномалий приземного давления, что подчеркивает физическую близость и обоснованность дальнейшего изучения поставленной гипотезы с использованием обоих подходов.

Заключение

Подводя итоги вышесказанного, можно сказать, что данная работа является первым шагом на пути получения численного подтверждения сформулированной гипотезы о влиянии вариаций космических факторов на поведение приземного климата через микрофизические свойства облачности и глобальную электрическую цепь.

Благодарности

АК благодарит Британский институт изучения Антарктики (British Antarctic Survey) в Кембридже, Великобритания и Санкт-Петербургский государственный университет (Мероприятие 6 “TRAIN 2018”) за оказанную материальную поддержку в проведении данного исследования. Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 17-55-10014.

Список литературы

1. Harrison, R. G., K. A. Nicoll and M. H. P. Ambaum (2015), On the microphysical effects of observed cloud edge charging, Q. J. R. Meteorol. Soc. (2015) DOI:10.1002/qj.2554.
2. Lubin D., Chen B., Bromwich D. H. , Somerville Richard C. J., Lee Wan-Ho and Hines Keith M. (1998), The Impact of Antarctic Cloud Radiative Properties on a GCM Climate Simulation, American Meteorological Society (1998).
3. Mansurov, S. M., L. G. Mansurova, G. S. Mansurov, V. V. Mikhnevich, and A. M. Visotsky (1974), North-south asymmetry of geomagnetic and tropospheric events, J. Atmos. Terr. Phys., 36(1), 1957–1962.
4. Burns, G.B., Tinsley,B.A., Frank-Kamenetsky, A.V.,Bering, E.A.,2007. Interplanetary magnetic field and atmospheric electric circuit influences on ground-level pressure at Vostok. J.Geophys.Res.112, D04103. http://dx.doi.org/10.1029/ 2006JD007246.
5. Burns, G.B., Tinsley, B.A., French, W.J.R., Troshichev,O.A., Frank-Kamenetsky,A.V., 2008.Atmospheric circuit influences on ground-level pressure in the Antarctic and Arctic. J.Geophys.Res.113, D15112. http://dx.doi.org/10.1029/ 2007JD009618.
6. Lam, M. M., G. Chisham, and M. P. Freeman (2013), The interplanetary magnetic field influences mid-latitude surface atmospheric pressure, Environ. Res. Lett., 8, 045001, doi:10.1088/1748-9326/8/4/045001.
7. Lam, M. M., G. Chisham, and M. P. Freeman (2014), Solar wind-driven geopotential height anomalies originate in the Antarctic lower troposphere, Geophys. Res. Lett., 41, 6509–6514, doi:10.1002/2014GL061421.

8. Lam, M.M., B.A. Tinsley Solar wind-atmospheric electricity-cloud microphysics connections to weather and climate (2015) / Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 149 277–290.
9. Schraner, M., E. Rozanov, C. Schnadt Poberaj, P. Kenzelmann, A. M. Fischer, et al.. Technical Note: Chemistry-climate model SOCOL: version 2.0 with improved transport and chemistry/microphysics schemes. Atmospheric Chemistry and Physics Discussions, European Geosciences Union, 2008, 8 (3), pp.11103-11147.

Исследования изменений положения аврорального овала в условиях смещения магнитного полюса Земли

Копытенко Ю. А.[(1)], Черноус С. А. [(2)], Петрова А. А. [(1)], Филатов М. В. [(2)], Петрищев М. С. [(1)]

1 – Санкт-Петербургский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук («СПбФ ИЗМИРАН»), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 5, лит. Б, Телефон: 78123237845, e-mail: aa_petrova@inbox.ru

2 – Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Полярный геофизический институт», 183010, Россия, г. Мурманск, ул. Халтурина, 15. Телефон: (8152) 253958, e-mail: chernouss@pgia.ru

Аннотация.

Овал полярных сияний фактически является естественной системой координат, к которой привязываются теоретически и практически события космической геофизики в ионосфере и магнитосфере. Овал был построен по данным МГГ более 50 лет назад и привязан к магнитному полюсу Земли, который сместился за это время более, чем на 1500км. Следует ожидать, что конфигурация и положение аврорального овала тоже могла измениться. Целью настоящего исследования являются расчеты и прямые экспериментальные исследования положения овала полярных сияний в различное время суток при различной возмущенности магнитного поля Земли в современных условиях положения магнитного полюса Земли. В статье оценивается точность измерений положения сияний относительно магнитного полюса в текущее время путем анализа прямых оптических измерений на станциях Полярного геофизического института (Ловозеро, Баренцбург, Апатиты), на сети станций Северной Скандинавии (Соданкюла, Кируна) и по данным оптических измерений из космоса. Для достижения цели использованы прецизионные данные и трехмерная компонентная модель магнитного поля Земли СПбФ ИЗМИРАН, учитывающая вклад магнитных аномалий компонент литосферы в диапазоне высот от 80 до 400км, полученная по данным аэромагнитной, гидромагнитной и аэрокосмической съемок.

Ключевые слова: Овал полярных сияний, смещение аврорального овала, магнитные аномалии компонент литосферы

Введение

Овал полярных сияний фактически является естественной системой координат, к которой привязываются теоретически и практически события космической геофизики в ионосфере и магнитосфере. Овал был построен по данным МГГ более 50 лет назад [1-3] в геомагнитных координатах в то время, когда различие в положении магнитного и геомагнитного полюсов было небольшое, и во многих расчетах им можно было пренебречь. Фактически, овал был привязан к магнитному полюсу Земли [4-5], который сместился за это время на более чем 1500 км (рис. 1). Следует ожидать, что конфигурация и положение аврорального овала тоже могла измениться [6].

Целью настоящего исследования являются анализ и прямые экспериментальные исследования положения овала полярных сияний в различное время суток при различной возмущенности магнитного поля Земли в современных условиях положения магнитного полюса Земли.

Для достижения цели использованы экспериментальные данные и компонентная модель магнитного поля Земли с учетом вклада магнитных аномалий литосферы [7-8], и прямые измерения пространственно-временного распределения полярных сияний камерой всего неба по данным

наблюдений отдельных станций и оптических наблюдений аврорального овала целиком с высоко-апогейных спутников [9]. Кроме того, в работе использована модель прогноза полярных сияний «NORUSCA», основанная на данных, полученных в ИЗМИРАН и ПГИ [9-11].



Рис. 1. – Схема полярной шапки с обозначением движения магнитного полюса в последние десятилетия [4-5].

Положение аврорального овала, полученного преимущественно по данным МГГ (1957-1958 гг.) сравнивалось с прямыми измерениями положения полярных сияний в координатах геомагнитная широта – мировое время в современную эпоху путем анализа прямых оптических измерений камерами всего неба в обсерватории ПГИ «Ловозеро» на Кольском полуострове (67.98N, 35.08E) и в обсерваториях Скандинавии «Кируна» (Швеция) (67.84N, 20.41E) и «Соданкюла» (Финляндия) (67.37N, 26.63E). Эти обсерватории выбраны потому, что на камерах, там установленных, уверенно фиксируется экваториальная граница аврорального овала при глобальных Кр индексах 2–5, при которых модель положения овала наиболее достоверна.

На рис. 2 можно увидеть положение границ аврорального овала по станции Кируна [12] (непрерывные линии) в декартовых координатах широта – время и положение экваториальной границы овала (точки) по данным камеры всего неба. В четырех сутках из семи рассмотренных наблюдалась ситуация, аналогичная приведенной на рис. 2. Положение экваториальной границы овала в ночные часы в настоящую эпоху оказывается смещенным к юго-востоку (точки) на несколько сотен километров по отношению к положению экваториальной границы, рассчитанной по модели «NORUSCA» на основании данных МГГ.

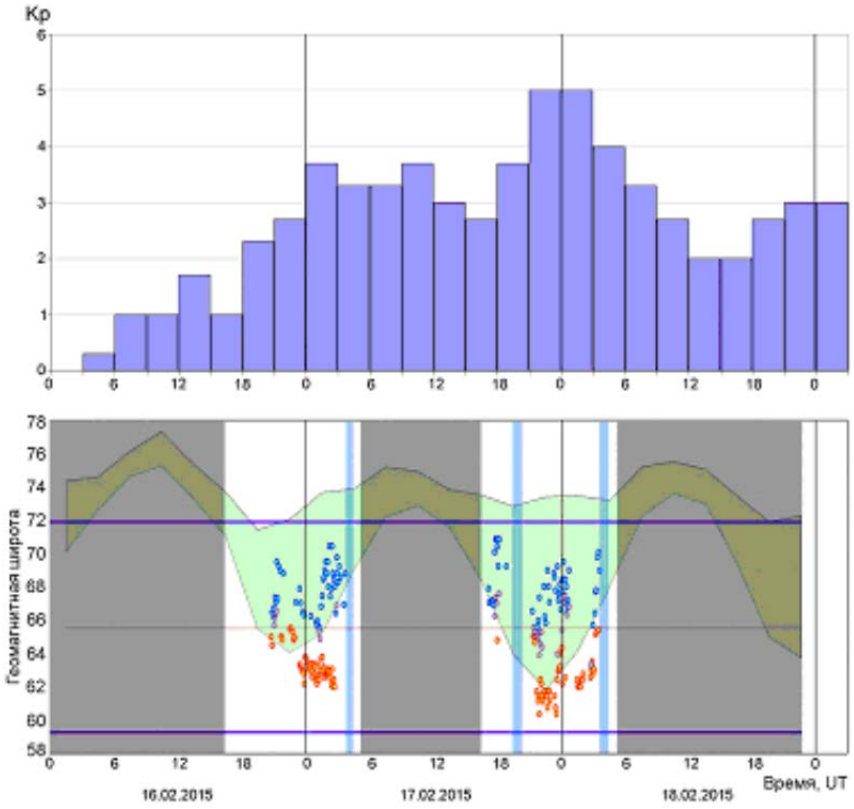


Рис. 2. – Временной ряд Kp индексов (верхняя часть рисунка) и положение аврорального овала по данным модели «NORUSCA» и по прямым измерениям в обсерватории «Кируна» (нижняя часть рисунка) 16.02.2018 – 18.02.2018. Модельные границы овала обозначены линиями, прямые измерения – точками. Горизонтальные прямые линии обозначают границы поля зрения камеры на высоте нижней границы высоты дискретных полярных сияний.

Так как наземные камеры регистрируют полярные сияния только в темное время суток, то есть преимущественно в ночное время, то мы видим только ночную часть овала. А нам было бы желательно знать изменения положения овала в целом. Это позволяют сделать современные методы наблюдения полярных сияний камерами [9], установленными на высоко-апогейных спутниках, работающих в дальней ультрафиолетовой области спектра и позволяющих вести круглосуточную съемку полярных сияний. Сравнение овалов полярных сияний, полученных на основе сети наземных камер в период МГГ, и полученных с помощью высоко-апогейных спутников в настоящее время приводится на рисунках 3-4 [9-11].

Особенности изменений компонент вектора индукции магнитного поля Земли на высотах ионосферных слоев

С целью исследования конфигурации аврорального овала в условиях смещения магнитного полюса Земли изучены особенности изменений вектора индукции магнитного поля Земли (МПЗ) за период с 1957 г. по 2017 г.

Для этого внутри Полярной шапки в диапазоне высот от 80 до 400 км проведены расчеты значений вертикальной, горизонтальной, северной, восточной компонент МПЗ, склонения и наклонения, выполненные по компонентной модели МПЗ СПбФ ИЗМИРАН [7-8]. Компонентная

модель построена на основе наблюденных и расчетных значений компонент, вычисленных по измерениям модуля вблизи поверхности Земли. Для наиболее древних тектонических структур на высотах ионосферных слоев проявилось влияние структуры магнитных аномалий литосферы на полных значениях компонент МПЗ.

Анализ изменений конфигурации овала полярных сияний за период с 1957 г. по 2017 г. проведен на основе сопоставления положения овала при разных Кр индексах в интервале от 2 до 9 для временного диапазона 16–18 UT [9-11]. Это позволило оценить характер смещения центра аврорального овала относительно линии перемещения северного магнитного полюса за исследованный период (рис. 3-4).

Наиболее существенные изменения за период с 1957 г. по 2017 г. произошли в вертикальной Z-компоненте (рис. 3). В 1957 г. Канадская магнитная аномалия, к центру которой был приурочен авроральный овал, достигала по Z-компоненте значений 61200 нТл. Но к 2017 г. ее вертикальная Z-компонента уменьшилась до 58000 нТл. При этом авроральный овал 2017 г. [9-11] переместился от центра Канадской магнитной аномалии в сторону центра Сибирской магнитной аномалии, не изменившей за 60 лет своих максимальных значений по вертикальной Z-компоненте (около 61000 нТл). Кроме того, в то время как Канадская магнитная аномалия, уменьшившись в размере, приподнялась в северном направлении с 80W почти до 85W, Сибирская магнитная аномалия за эти годы опустилась в южном направлении с меридиана 100E почти до 82E. Авроральный овал 2017 г. проследовал колинеарно смещению Сибирской магнитной аномалии. При Кр индексах 2–4 южный край аврорального овала спустился от Исландии, где он был в 1957 г., до юга Норвегии (рис. 3-4).

За период с 1957 г. по 2017 г. произошло смещение Z-компоненты Сибирской магнитной аномалии по изолинии Z=58000 нТл на юг L=600 км. При этом сдвиг аврорального овала на юг за 1957–2017 гг. составил такую же величину (L=600 км), возрастающую менее, чем на 10%, при росте Кр индекса от 2 до 8 [9-10].

Перемещение магнитного полюса за период с 1957 г. по 2017 г. наглядно представляет продвижение области минимума горизонтальной H-компоненты (H≤1000 нТл) (рис. 4) и области максимума наклонения (I≥89 градусов). За 60 лет обе эти области продвинулись в восточном направлении на L=1629 км от островов Канадского арктического архипелага в сторону Сибирской магнитной аномалии. При этом сдвиг восточного края аврорального овала за 1957–2017 гг. на восток составил L=1050 км.

Таким образом, за 1957–2017 гг. произошло пространственное смещение аврорального овала:

– в южном направлении на 600 км, параллельно продвижению Z-компоненты;

– в восточном направлении более, чем на 1000 км, коллинеарно перемещению магнитного полюса, области минимума H-компоненты (H≤1000 нТл) и области максимума наклонения (I≥89 градуса).

В результате этих перемещений овал полярных сияний сместился в юго-восточном направлении от центра Канадской магнитной аномалии в сторону Сибирской магнитной аномалии.

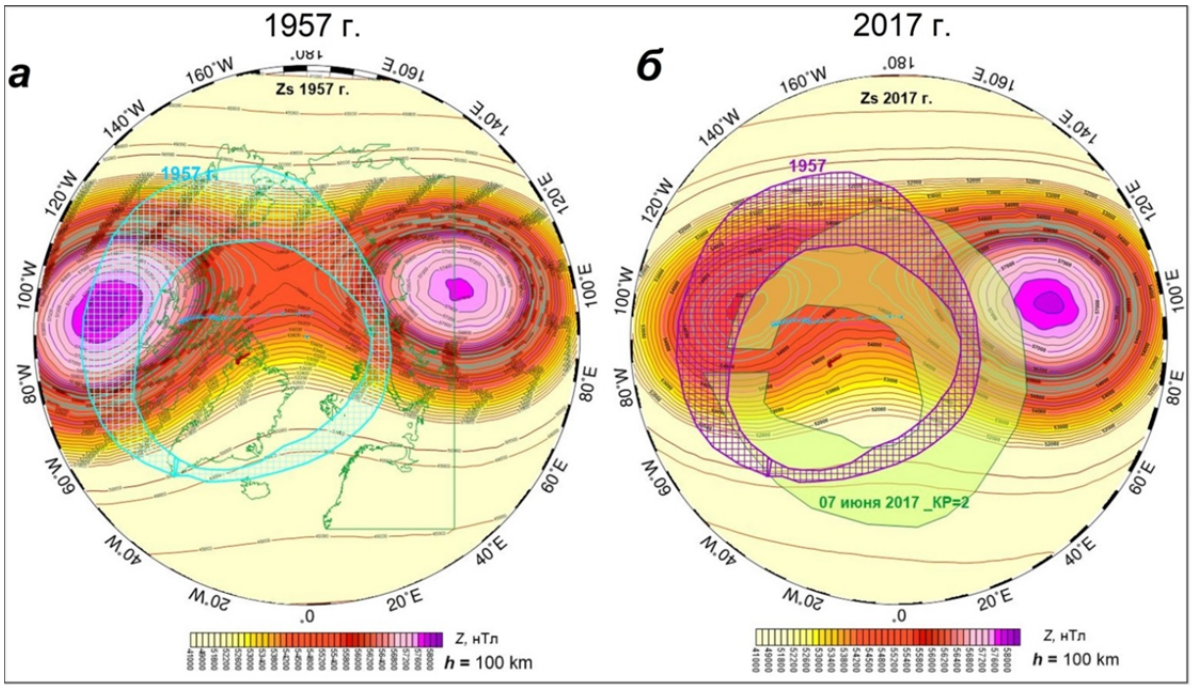


Рис. 3. – Положение овала полярных сияний и изолинии вертикальной компоненты постоянного магнитного поля Земли на высоте 100 км в 1957 г. (а) и их положение в 2017 г. (б). Для сравнения на рисунке (б) изображено положение аврорального овала в 1957 г.

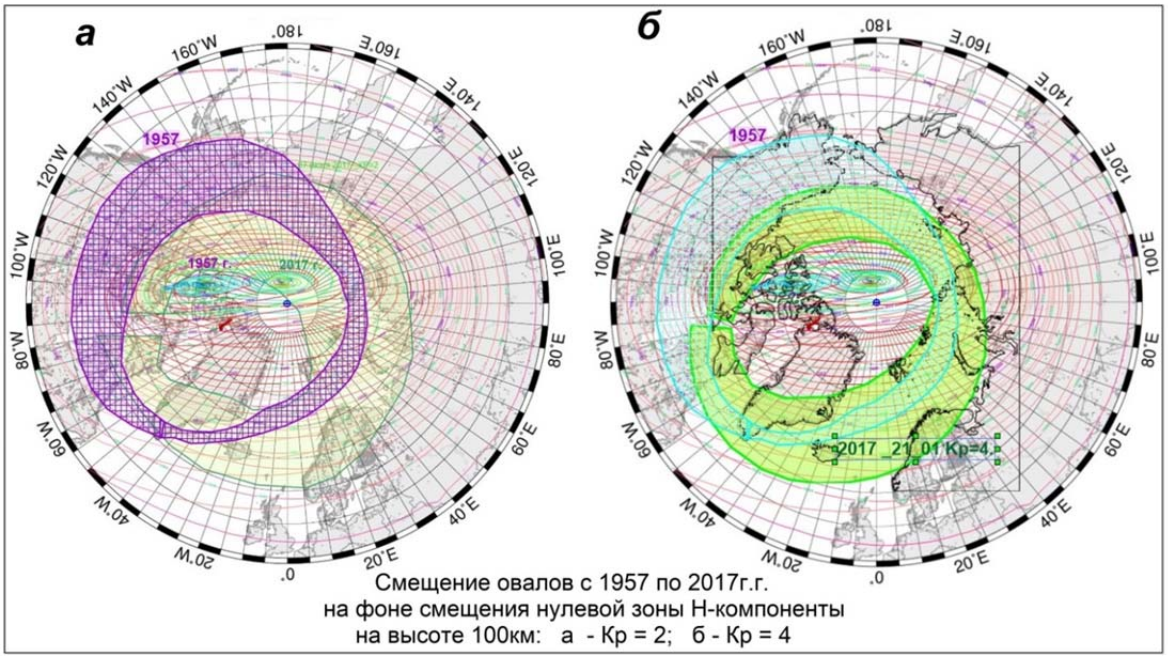


Рис. 4.– Смещение овала полярных сияний на фоне перемещения магнитного полюса на высоте 100 км при разных Кр. На рисунках изображены овалы полярных сияний в 1957 г. и 2017 г.

Обсуждение и выводы

Настоящая работа, основанная на экспериментальных данных, указывает на то, что при перемещении магнитного полюса и изменениях величины и конфигурации Z-компоненты в центрах Канадской и Сибирской магнитных аномалий произошло смещение положения аврорального овала.

Это первые результаты, полученные на ограниченном количестве измерений, и работа должна быть продолжена с использованием более значимого статистического материала на широкой сети станций оптических наблюдений.

Причиной обнаруженного смещения овала полярных сияний, возможно, является существенное уменьшение за последние 50 лет мощности источника, поддерживающего Канадскую магнитную аномалию.

Практическая ценность настоящего исследования заключается в том, что в ряде случаев при расчетах и построении моделей магнитного поля Земли необходимо использовать не только данные высотных спутниковых измерений и аналитическое описание рядом Гаусса, которые позволяют вычислять составляющие только главного геомагнитного поля. Необходимо для расчетов применять более реальные значения приземных измерений магнитного поля, учитывающие вклад магнитных аномалий компонент литосферы, оказывающих влияние вплоть до высоты 400 км. Очевидно также, что заряженные частицы вторгаются в нижние слои ионосферы вдоль реальных силовых линий МПЗ. Таким образом, если для магнитосферных исследований полезность использования расчетных моделей с учетом характеристик овала несомненна, многократно себя оправдала и новых интересов не вызывает [3], то для современных ионосферных исследований это не так очевидно. Например, для работы навигационных систем космического базирования учет современной конфигурации овала полярных сияний и прогноз его дальнейших перемещений является необходимым звеном.

Список литературы

1. Хорошева О.В. Пространственно-временное распределение полярных сияний // М.*: Наука.*– 1967.– С. 82.
2. Feldstein Ya.I., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances // *Planet. Space Sci.* 1967, vol. 15, no. 2, pp. 209–230.
3. Лазутин Л.Л. Овал полярных сияний — прекрасная, но устаревшая парадигма // *Солнечно-земная физика* – 2015. –Т. 1, –№ 1. С. 23–35.
4. Зверева Т.И. Динамика магнитных полюсов Земли в последнем десятилетии *// Геомагнетизм и аэрономия*.– 2012.–Т. 52.– № 2.–С. 278–286.
5. Thébault et al. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation *// Earth, Planets and Space* – 2015.
6. Лазутин Л.Л. Воздействие магнитных бурь на техносферу и эффект смещения северного магнитного полюса, Троицкий вариант, 17 июля 2012 года. ТрВ –№ 108, –С.10.
7. Петрова А.А. Цифровые карты компонент вектора индукции магнитного поля // *Сб. трудов ИЗМИРАН*, М.: – 2015. – С. 412–423.
8. Копытенко Ю.А., Петрова А.А. Результаты разработки и применения компонентной модели магнитного поля Земли в интересах магнитной картографии и геофизики. *Журнал «Фундаментальная и прикладная геофизика».* – 2016. –Т. 9 –№2, – С. 88-106.
9. Aurora - 30 minute forecast/ OVATION-Prime Model // Current Space Weather Conditions on NOAA Scales. https://www.swpc.noaa.gov/products/aurora-30-minute-forecast#
10. Sigernes F., Dyrland M., Brekke P., Gjengedal E.K., Chernouss S., Lorentzen D.A., Oksavik K., Deehr C.S. Овальное прогнозирование в режиме реального времени – SvalTrackII //*Optica Pura y Aplicada (OPA),* – 2011a.–Т. 44, –С. 599-603.
11. Sigernes F., Dyrland M., Brekke P., Chernouss S., Лоренцен D.A., Оксавик K. и Deerr C.S. Два метода прогнозирования авроральных проявлений // *Журнал космической погоды и космического климата (SWSC)*, 2011b. –Vol. 1, –№ 1, A03, DOI: 10.1051 / swsc / 2011003.
12. The Kiruna All-Sky camera http://www2.irf.se/allsky/

Элементы прогнозирования космической погоды и параметров ионосферы

О. А. Мальцева(1), С. А. Безвытный(2), В. Е. Морозов(2), Д. И. Шилов(2), Ю. А. Шмелев(2)

(1) – Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета («НИИФ ЮФУ»), Россия, 344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194, Телефон: 78632975063, e-mail: mal@ip.rsu.ru;
(2) - Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения («ГУАП»), Россия, 190000, г. Санкт-Петербург, ул. Большая Морская, 67А, Телефон: 79213039614, e-mail: shmelev.juri@yandex.ru

Аннотация.
Прогнозом космической погоды является предсказание параметров солнечного ветра, межпланетного магнитного поля, индексов Kp, Dst и других и в настоящее время является достаточно надежным и предоставляется на нескольких сайтах. В этой связи можно прогнозировать поведение ионосферных параметров, в частности, полного электронного содержания TEC во время возмущенных условий. Для этого необходимо знать функциональную зависимость отклонений δTEC мгновенных значений TEC от медиан. В работе для 25 случаев возмущений 2013 построены полиномиальные зависимости δTEC от индексов Kp и Dst и оценена достоверность аппроксимации по данным высокоширотной станции Longyearbuen в сравнении с результатами для среднеширотной станции Juliusruh.

Ключевые слова: Прогнозирование, космическая погода, ионосфера, полное электронное содержание, геомагнитное возмущение

Введение

Прогнозирование параметров космической погоды является заключительной стадией исследований после анализа и диагностики [1]. В настоящее время имеется много центров такого прогнозирования, одним из которых является the Center for Space Weather Forecasts (CSWF) в ИЗМИРАНе. Для предсказания параметров ионосферы наиболее используемыми являются прогнозы солнечной и геомагнитной активностей. В [1] отмечается, что среди индексов солнечной активности наиболее популярным является индекс F10.7 в виде среднесуточного значения. В серии геомагнитных индексов представлены среднесуточный индекс Ap с заблаговременностью 8 и 55 дней, вероятность максимального Kp индекса на 8 дней вперед, его трехчасовые значения на 3 дня вперед. Существует автоматическая система краткосрочного прогноза (за 1-3 часа) Ap и Dst индексов. Это позволяет использовать такие эмпирические модели ионосферы, как IRI [2], IRI-Plas [3], NeQuick [4] и другие, хотя для запуска этих моделей привлекаются и другие солнечных индексов: SSN1, SSN2, F10.7, MgII, Lyman-α, $EUV_{26\text{-}34}$, $EUV_{0.1\text{-}50}$, IG, GEC [5]. Однако в эмпирических моделях полного электронного содержания TEC наиболее используемыми являются комбинации индекса F10.7 [6]. Для прогнозирования возмущенных значений используются индексы Kp и Dst. Одним из приложений является использование TEC для определения foF2, поскольку TEC обеспечивает более глобальный охват земного шара, чем ионосферные станции. Возможность определения foF2 по TEC может быть связана с их высокой корреляцией. В работе [7] оценены коэффициенты корреляции между различными ионосферными параметрами и индексами солнечной

и геомагнитной активностей в различных широтных зонах американского континента. В данной работе представлены результаты для станции Longyearbuen (78.2°N, 15.9°E) в 2013 году. Результаты сравниваются с эталонной среднеширотной станцией Juliusruh (54.6°N, 13.4°E).

Зависимость корреляции от индекса F10.7

Зависимость от индекса F10.7 представлена на рис. 1 в виде коэффициентов корреляции ρ(foF2, F10.7), ρ(TEC, F10.7) параметров foF2 и TEC с индексом F10.7 и между собой ρ(foF2, TEC).

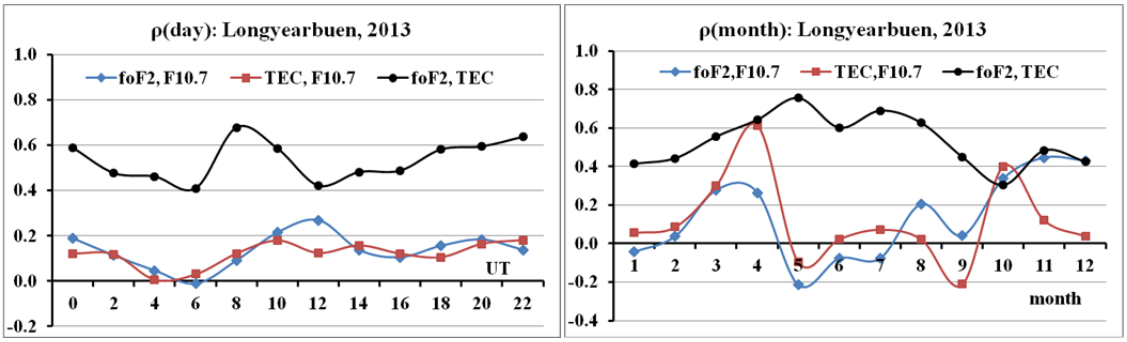


Рис. 1. - Зависимость корреляции параметров foF2 и TEC от индекса F10.7.

Видно, что корреляция обоих параметров с индексом F10.7 практически отсутствует, хотя имеется корреляция между ними. Если сравнивать с результатами для станций Juliusruh и Thule из [7], то подтверждается уменьшение связи с увеличением широты. Для Juliusruh коэффициенты корреляции с индексом F10.7 лежат на уровне 0.2-0.4 для TEC и 0.1-0.3 для foF2. Коэффициенты ρ(foF2, TEC) лежат на уровне 0.9 в суточном ходе и 0.8-1.0 в сезонном. Значения для станции Thule близки, но несколько выше.

Зависимость корреляции от индексов Кр и Dst

Наиболее важно прогнозировать параметры в зависимости от индексов геомагнитной активности. Влияние возмущений обычно оценивается с помощью отклонений параметров от средних значений, т.е. δTEC и δfoF2. В работе [8] показана возможность прогноза δTEC с помощью полиномиальной зависимости от Кр степени n=3. В данном разделе для всех возмущений 2013 года (выделено 25 случаев) были построены полиномиальные зависимости δTEC от индексов Кр и Dst и оценена достоверность аппроксимации R^2. Результаты приводятся на примере декабря, геомагнитная обстановка для которого включает 2 периода возмущений: 8-14 и 24-25 . Результаты для периода 8-14 декабря 2013 показаны на рис. 2 для обеих станций. Результаты для периода 24-26 декабря 2013 даются на рис. 3. Количественные данные приведены в таблице 1.

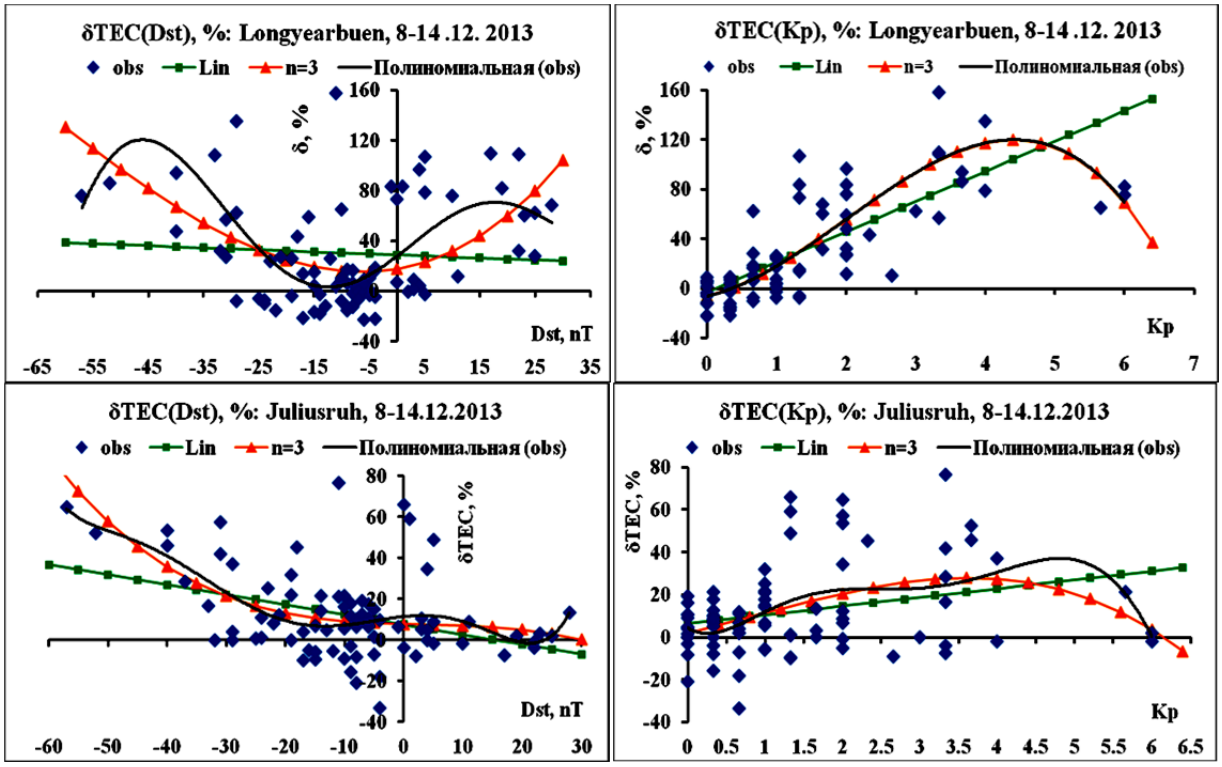


Рис. 2. - Зависимость отклонений δTEC двух станций от уровня возмущенности в период 8-14.12.2013.

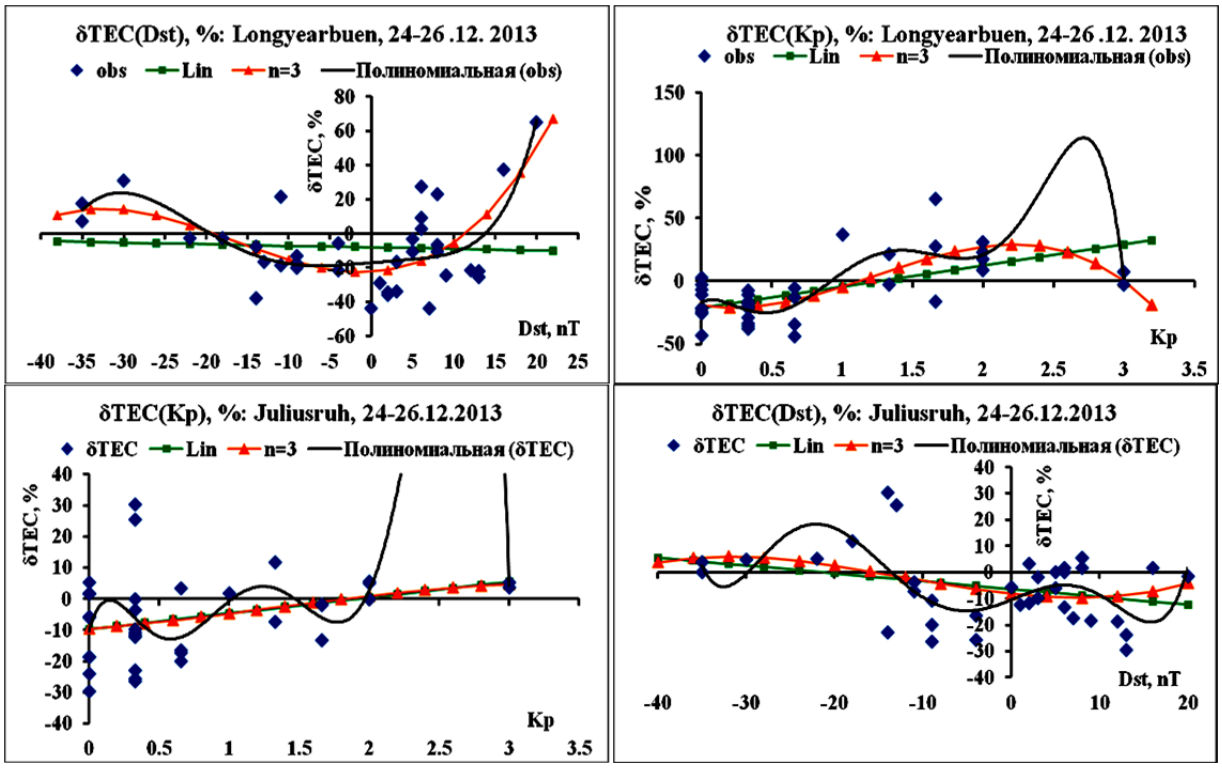


Рис. 3. - Зависимость отклонений δTEC двух станций от уровня возмущенности в период 24-26.12.2013.

Видно, что переход от линейной зависимости к полиномиальной существенно увеличивает количественные оценки. На станции Longyearbuen возмущения сильнее влияют на δTEC. Параметр

Кр имеет явное преимущество перед Dst, но, как оказалось, только в декабре. Для станции Juliusruh зависимость от возмущений лучше характеризовать индексом Dst, хотя коэффициенты для него не так высоки, как для станции Longyearbuen. В таблице 2 приводятся значения достоверности аппроксимации для других возмущений 2013 года для линейной зависимости и n=3, n=6 для двух индексов. Наибольшие значения в каждом случае выделены жирным шрифтом. Можно напомнить, что корень из R^2 характеризует корреляцию.

Преобладающим является индекс Dst. Для станции Juliusruh также преобладающим является индекс Dst в отличие от [8], но значения R^2 меньше. Если смотреть по уровню возмущенности, определяемой индексом Dst, то зависимости нет. Явная зависимость видна от сезона: летом значения больше, чем зимой, что иллюстрируется рис. 4.

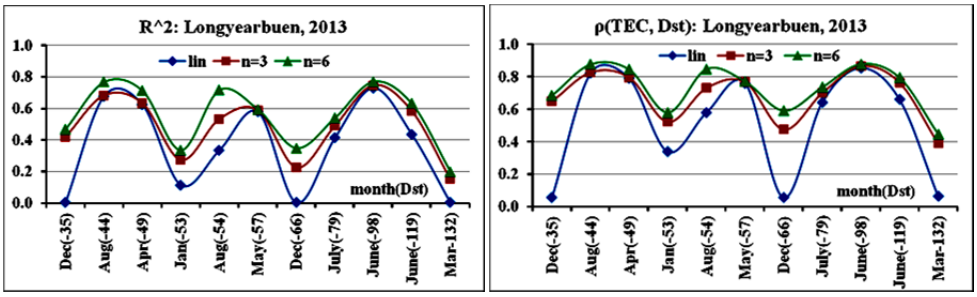


Рис. 4. - Иллюстрация сезонной зависимости реакции на возмущение.

Высокие значения R^2 свидетельствуют о возможности использования индекса Dst для прогнозирования δTEC во время возмущений.

Определение foF2 с использованием TEC

Высокая корреляция между foF2 и TEC, δfoF2 и δTEC обеспечивает возможность определения foF2 с использованием TEC, в том числе во время возмущений. На рис. 5 приводятся коэффициенты корреляции для двух станций.

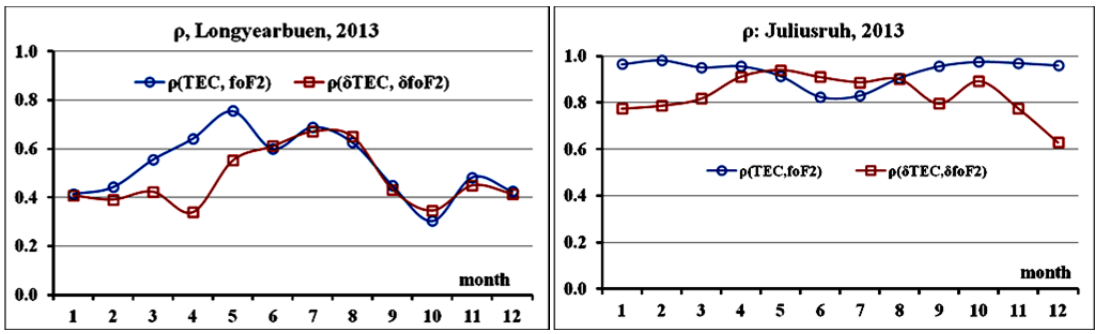


Рис. 5. - Сравнение коэффициентов корреляции для двух станций.

Данные для станции Longyearbuen доступны за 4 года (2011-2014). В таблице 3 приводится статистика среднегодовых коэффициентов корреляции за эти годы для двух станций.

Высокая корреляция между TEC и foF2 обеспечивает возможность расчета foF2 с использованием данных навигационных спутников. Корреляция между δTEC и δfoF2 во время возмущений не

намного хуже. Количественные характеристики получаются сравнением с результатами для модели IRI на рис. 6. Этими характеристиками являются среднемесячные значения абсолютных |ΔfoF2| и относительных σ отклонений рассчитанных foF2 от экспериментальных. Сравнение включает 3 опции: 1) сравниваются модельные и экспериментальные медианы foF2, поскольку модель медианная, эти величины указывают на точность модели, 2) сравниваются модельные и экспериментальные мгновенные значения foF2 и характеризуют точность модели при ее использовании для описания мгновенных условий, которая, естественно, должна быть больше, чем для медиан, 3) использование мгновенных экспериментальных значений TEC и экспериментальных медиан эквивалентной толщины ионосферы τ(med). На рис. 6 приводятся результаты для двух станций.

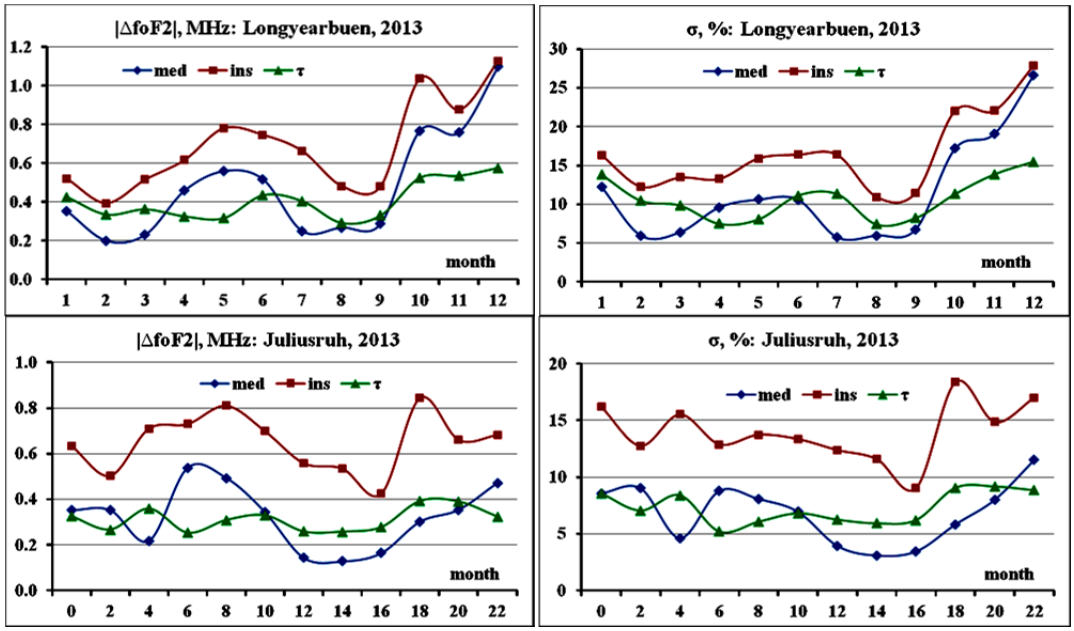


Рис. 6. - Иллюстрация эффективности использования TEC для определения foF2.

По статистике за 4 года (2011-2014) корреляция ρ(TEC, foF2) и ρ(δTEC, δfoF2) для Longyearbuen хуже, чем для Juliusruh, поэтому и отклонения ΔfoF2 больше, однако использование TEC улучшает соответствие с экспериментальными данными по сравнению с моделью IRI. Остаточные отклонения не превышают 13%.

Выводы

Исследование корреляции полного электронного содержания TEC с индексами геомагнитной активности Kp и Dst по данным высокоширотной станции Longyearbuen и среднеширотной станции Juliusruh позволяет сделать следующие выводы о возможности прогнозирования. 1. Степень и наибольший индекс корреляции зависят от широты: в данном случае преобладала корреляция с Dst. 2. Степень и наибольший индекс корреляции зависят от сезона: более высокая корреляция наблюдается в зимние месяцы 3. Степень аппроксимации зависимости δTEC от индексов n = 3 может быть не достаточной, часто степень надежности R^2 для n=4-6 превышает надежность для n = 3. 4. Степень надежности может превысить уровень 0.5, указывая на сильную зависимость и возможность

прогноза. 5. Высокая корреляция между TEC и foF2 обеспечивает возможность вычисления foF2 с использованием TEC данных навигационных спутников. Корреляция между δTEC и δfoF2 во время возмущений также является достаточно высокой.

Таблица 1. Сравнение коэффициентов для двух индексов Kp и Dst и двух станций.

		Longyearbuen				Juliusruh			
		Kp		Dst		Kp		Dst	
		R^2	ρ	R^2	ρ	R^2	ρ	R^2	ρ
8-14	lin	0.518	0.720	0.003	0.055	0.078	0.279	0.149	0.386
	3	0.635	0.797	0.226	0.475	0.170	0.412	0.236	0.486
	6	0.645	0.803	0.348	0.590	0.186	0.431	0.267	0.517
24-26	lin	0.353	0.594	0.003	0.055	0.105	0.324	0.091	0.301
	3	0.525	0.725	0.42	0.648	0.105	0.324	0.114	0.338
	6	0.571	0.756	0.467	0.683	0.161	0.401	0.303	0.550

Таблица 2. Зависимость R^2 от индексов Kp и Dst.

Long	17-18 Jan	17-18 Mar	24-25 Apr	16-20 May	1-8 June	28-30 June	5-16 July	5 Aug	28 Aug	8-14 Dec	25 Dec
Min Dst	-53	-132	-49	-57	-119	-98	-79	-44	-54	-66	-35
R2(Kp)	0.39	0.03	0.33	0.00	0.23	0.44	0.41	0.05	0.13	0.52	0.35
n=3	0.43	0.05	0.34	0.05	0.32	0.47	0.42	0.20	0.25	0.64	0.53
n=6	**0.46**	0.17	0.36	0.14	0.35	0.50	0.43	0.31	0.34	**0.65**	**0.57**
R2(Dst)	0.11	0.00	0.62	0.58	0.44	0.73	0.41	0.68	0.34	0.00	0.00
n=3	0.27	0.15	0.63	0.59	0.58	0.75	0.49	0.68	0.53	0.23	0.42
n=6	0.34	**0.20**	**0.71**	**0.59**	**0.63**	**0.77**	**0.54**	**0.77**	**0.72**	0.35	0.47

Таблица 3. Коэффициенты корреляции за 2011-2014.

	Longyearbuen		Juliusruh	
ρ	TEC,foF2	δTEC,δfoF2	TEC,foF2	δTEC,δfoF2
2011	0.619	0.480	0.930	0.786
2012	0.607	0.531	0.925	0.774
2013	0.653	0.485	0.933	0.835
2014	0.674	0.537	0.939	0.776

Благодарности

Работа поддержана грантом № 18-05-00343 РФФИ.

Список литературы

1. Gaidash, S. P., A. V. Belov, M. A. Abunina, and A. A. Abunin (2017), Space Weather Forecasting at IZMIRAN. *Geomagnetism and Aeronomy*, 57(7), 869–876.
2. Altadill, D., V. Truhlik, V. Shubin, I. Galkin, B. Reinisch, and X. Huang (2017), International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions. *Space Weather*, 15, 418 – 429.

3. Gulyaeva, T. L. (2011). Storm time behavior of topside scale height inferred from the ionosphere – plasmasphere model driven by the F2 layer peak and GPS-TEC observations. *Adv. Space Res*., 47(6), 913 – 920.
4. Nava, B., P. Coïsson, and S. M. Radicella (2008), A new version of the NeQuick ionosphere electron density model. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys*., 70, 1856 – 1862.
5. Gulyaeva, T., Arikan, F., Poustovalova, L., and Sezen, U. (2017), TEC proxy index of solar activity for the International Reference Ionosphere IRI and its extension to Plasmasphere IRI-Plas model. *International Journal of Scientific Engineering and Applied Science (IJSEAS)*, 3(5), 144 – 150.
6. Maruyama, T. (2010), Solar proxies pertaining to empirical ionospheric total electron content models. *J. Geoph. Res*., 115, A04306.
7. Maltseva, O. (2018), Use of TEC to determine foF2: differences and similarities at high and low latitudes. *Proceedings of the Seventh International Conference on Telecommunications and Remove Sensing, Barcelona, Spain – October 08-09 2018, ACM New York, NY USA@2018* ISBN: 978-1-4503-6580-2, 65-72.
8. Stankov, S.M., and N. Jakowski (2006), Indexing the local ionospheric response to magnetic activity by using Total Electron Content measurements. *Acta Geod. Geoph. Hung*., 41(1), 1–15.

Новые свидетельства влияния активности Солнца на климат северной Атлантики и северной Фенноскандии

М. Г. Огурцов[1,2], Х. Юнгнер[3]

1 – Физико-Технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021, Россия, г. Санкт- Петербург, Политехническая 26, Телефон: 78122927962, e-mail: maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru;
2 – Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, 196140, Россия, г. Санкт-Петербург, Пулковское ш. 65, к. 1;
3 – Университет г. Хельсинки, FIN-00014, Финляндия, г. Хельсинки, ул. Густава Халльстрема 2, Телефон: 358-9-191 50740, e-mail: hogne.jungner@helsinki.fi

Аннотация.

Восемь различных показателей (а) летнего климата в Фенноскандии, (б) температуры поверхности Северного Атлантического океана, (в) активности Солнца, восстановленных, как по прямым, так и по косвенным данным, были исследованы на временном интервале, охватывающем последние 3 века. Анализ возможных корреляций был проведён в различных полосах частот. Получены новые свидетельства существования связи между солнечной активностью, поверхностной температурой в Северной Атлантике и летней температурой в северной Фенноскандии. Обсуждены возможные физические механизмы этой взаимосвязи. Каких-либо свидетельств влияния активности Солнца на летнюю температуру в восточной Фенноскандии не обнаружено.

Ключевые слова: Солнечная активность, климат, палеоклиматология, солнечная палеоастрофизика

Введение

Северная Фенноскандия представляет собой географический регион весьма пригодный для изучения солнечно-климатических связей. Действительно, эта область:

(а) лежит на высоких широтах (>65° N), где порог геомагнитного обрезания низок и проникновение частиц космических лучей – потенциального переносчика влияния Солнца на нижнюю атмосферу – значительно облегчено.

(б) Лежит вдалеке от зон активной вулканической деятельности, вариации которой могут искажать климатические проявления солнечной активности [1].

(в) Лежит вдали от районов антропогенной активности, которая также способна оказывать влияние на климат.

Возможная связь колебаний температуры в северной Фенноскандии с изменениями солнечной активности (СА) исследовалась с использованием различных косвенных индикаторов. На сегодня имеются указания на существование в северной Фенноскандии связи СА с температурой:

1) на тысячелетней и двухтысячелетней временных шкалах. Соответствующая корреляция, прослеживающаяся на протяжении 7500 лет, была обнаружена в работе [2] путём анализа: (а) реконструкции летней температуры в северной Фенноскандии (Northern Fennoscandia mid-summer temperature – NFMST), полученной при помощи данных по кольцам деревьев (tree-ring width, TRW), и (б) числа солнечных пятен, восстановленного при помощи данных по концентрации радиоуглерода в атмосфере Земли ($\Delta^{14}C$).

2) На вековой временной шкале. Соответствующая корреляция, прослеживающаяся на протяжении 300-500 лет, была обнаружена в работах [1,3] путём анализа: (а) реконструкций NFMST,

полученных с помощью TRW и данных по плотности поздней древесины (tree-ring density – TRD), годовому приросту стволов деревьев (tree height increment – TRH), концентрации стабильного изотопа ^{13}C в кольцах деревьев (δ^{13}C) и (б) различных индикаторов СА, включая число групп пятен R_G и концентрацию космогенного бериллия [^{10}Be] во льдах Гренландии.

3) На полной временной шкале. Корреляция между исходными несглаженными рядами данных по (а) NFMST (TRW, TRD) и (б) солнечной активности (R_G, [^{10}Be]), прослеживающаяся после 1715 г., была обнаружена в работе [4].

Кроме этого, в работе [4] была обнаружена корреляция между СА и температурой поверхности воды в северной Атлантике (North Atlantic sea surface temperature – NASST) после 1716 г.

Данная работа посвящена продолжению исследования возможной связи активности климата северной Фенноскандии с активностью Солнца с использованием новых, недавно полученных индикаторов СА:

1) Числа солнечных пятен S_N [5]. Этот ряд, охватывающий временной промежуток, начиная с 1700 г., был получен путём коррекции ряда неоднородностей, имевшихся в предыдущем цюрихском ряде чисел Вольфа R_Z.

2) Погодичные реконструкции солнечного модуляционного потенциала Φ, полученные в работе [6] с использованием данных по концентрации ^{10}Be во льду, извлечённом из скважин Dye-3 (южная Гренландия) и NGRIP (северная Гренландия). При получении этих реконструкций были учтены эффекты: (а) перемешивания ^{10}Be в атмосфере, (б) нелинейной связи между концентрацией бериллия во льду и модуляционным потенциалом. При этом значения Φ были (в) нормированы на инструментальные данные, полученные при помощи нейтронных мониторов.

В работе был также использован ряд данных по длительности солнечного сияния в северной Фенноскандии [7].

Данные

В работе были использованы следующие временные серии:

(1) Ряд данных по отношению изотопов ^{13}C/^{12}C в кольцах деревьев (δ^{13}C), произраставших в Кесси (68.9º N, 28.3º E, северная Финляндия). Измеренная в работе [8] величина δ^{13}C служит индикатором температуры середины лета, по крайней мере, не худшим, чем сами кольца деревьев. Этот ряд охватывает временной интервал 1600-2002.

(2) Ряд данных по соотношению δ^{13}C, измеренному в кольцах деревьев, произраставших в Иломантси (63.0° N, 31.3° E, восточная Финляндия), в работе [8]. Ряд охватывает временной интервал 1600-2002 гг.

(3) Реконструкция температуры поверхности воды в северной Атлантике (0-70°) в 1567–1990 гг., полученная в работе [9] (NASST-Gray).

(4) Реконструкция Атлантической Мультидекадной Осцилляции в 500–2006 гг. (AMO, вариация NASST с периодом 60-80 лет) полученная в работе [10] (AMO-Mann).

(5) Реконструкция числа часов солнечного сияния (NFSunsh) в июле и августе в Лаанила в 886-2001 гг. (68°5 N, 27°5 E, северная Финляндия), полученная при помощи данных по отношению изотопов $^{13}C/^{12}C$ в кольцах деревьев в работе [11].

(6) Инструментально измеренное число солнечных пятен S_N [5], охватывающее промежуток 1700-1995 гг.

(7) Солнечный модуляционный потенциал Φ_{NGRIP} (MV) восстановленный в работе [6] при помощи данных по потоку ^{10}Be, измеренному в скважине NGRIP (75.1^0 N, 42.3^0 W). Ряд охватывает промежуток времени 1389-1994 гг.

(8) Солнечный модуляционный потенциал Φ_{Dye3} (MV) восстановленный в работе [6] при помощи данных по потоку ^{10}Be, измеренному в скважине NGRIP (75.1^0 N, 42.3^0 W). Ряд охватывает промежуток времени 1424-1986 гг.

Результаты

Коэффициенты корреляции между параметрами климата северной и восточной Фенноскандии и индикаторами активности Солнца были рассчитаны на временном промежутке 1600-1985 гг. в трёх частотных окнах:

(1) полночастотном – оценивалась корреляция между исходными нефильтрованными рядами данных.

(2) Высокочастотном – оценивалась корреляция между рядами данных, фильтрованными в полосе частот, соответствующем периодам менее 30 лет. В этом частотном интервале проявляется влияние солнечных циклов Швабе (≈11 лет) и Хейла (≈22 года). Для фильтрации применялся Фурье-фильтр.

(3) Вековом – оценивалась корреляция между рядами данных, фильтрованными в полосе частот, соответствующем периодам 55-135 лет (солнечный цикл Глайссберга). Для фильтрации применялся вэйвлетный фильтр (базис MHAT).

Результаты расчётов приведены в Таблице 1. В данной Таблице отражены коэффициенты корреляции значимость которых превышает 0.90. Если имела место полночастотная (entire-scale) корреляция то ставилась буква E. В случае высокочастотной (high-frequency) корреляции ставилась буква H. В случае корреляции на вековой временной шкале (century-scale) ставилась буква C.

Таблица 1. Корреляции, оцененные на промежутке 1716-1985 гг.

	Φ (NGRIP)	Φ (Dye-3)	SST (Gray)	AMO (Mann)	$\delta^{13}C$ (NF)	$\delta^{13}C$ (EF)	S_N	NFSunsh
Φ (NGRIP)		**EH**	**EH**	**EC**	**EHC**		**EHC**	**C**
Φ (Dye-3)			**H**				**EHC**	
SST (Gray)				**EHC**	**EH**	**EHC**	**E**	**EHC**
AMO (Mann)					**C**			**EC**
$\delta^{13}C$ (NF)						**EH**	**EH**	**EHC**
$\delta^{13}C$ (EF)								**EH**
S_N								**H**
NFSunsh								

Выводы

1) Новые свидетельства влияния СА на летний климат северной Фенноскандии получены при помощи новейших индикаторов активности Солнца (S_N, Φ_{NGRIP}, Φ_{Dye3}) и климатических реконструкций, основанных на данных по $\delta^{13}C$.

2) Какой-либо связи летней температуры в восточной Фенноскандии с СА не обнаружено.

3) Связь СА с климатом северной Фенноскандии предположительно осуществляется достаточно непростым способом и опосредована рядом процессов, происходящих в системе океан-атмосфера. Это может усложнять выявление солнечных эффектов в региональном климате.

Благодарности

М.Г. Огурцов выражает благодарность грантам РФФИ (16-02-00090, 18-02-00583) за финансовую поддержку.

Список литературы

1. Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Meriläinen J., Eronen M., Nagovitsyn Yu.A. Evidence of solar variation in tree-ring-based climate reconstructions *Solar Physics*. 2002, 205(2), 403-417.
2. Helama, S., Fauria, M.M., Mielikäinen, K., et al. Sub-Milankovitch solar forcing of past climates: Mid and late Holocene perspectives. *Geol. Soc. Am. Bull*. 2010. 122, 1981–1988.
3. Ogurtsov, M., Lindholm, M., Jalkanen, R., Veretenenko, S.V. New evidence of solar variation in temperature proxies from Northern Fennoscandia. *Adv. Space Res*. 2013. 52(9), 1647-1654.
4. Ogurtsov, M., Lindholm, M., Jalkanen, R., Veretenenko, S.V. North Atlantic sea surface temperature, solar activity and the climate of Northern Fennoscandia. *Adv. Space Re*s. 2017. 59(4), 980-986.
5. SILSO, World Data Center - Sunspot Number and Long-term Solar Observations, Royal Observatory of Belgium, on-line Sunspot Number catalogue: **http://www.sidc.be/SILSO**.
6. Ogurtsov M.G. Solar activity during the Maunder Minimum: comparison with the Dalton Minimum *Astronomy Letters*. 2018, 44 (4), 278–288.
7. Gagen, M., E. Zorita, D. McCarroll, G. H. F. Young, H. Grudd, R. Jalkanen, N. J. Loader, I. Robertson, and A. Kirchhefer, Cloud response to summer temperatures in Fennoscandia over the last thousand years, 2011, *Geophys. Res. Lett*., 38, L05701.
8. Hilasvuori, E., Berninger , F., Sonninen, E., Tuomenvirta, H., Jungner, H. Stability of climate signal in carbon and oxygen isotope records and ring width from Scots pine (Pinus sylvestris L.) in Finland. 2009. *J. Quat. Sci.*, 24, 469-480.
9. Gray, S., Graumlich, L., Betancourt, J., Pederson, G. A tree-ring based reconstruction of the Atlantic Multidecadal Oscillation since 1567 AD. 2004. *Geophys. Res. Lett*. 31, L12205.
10. Mann, M. E., Zhang, Z., Rutherford, S. et al. Global signatures and dynamical origins of the Little Ice Age and Medieval climate anomaly. 2009. *Science* 326, 1256–1270.
11. Gagen, M., E. Zorita, D. McCarroll, G. H. F. Young, H. Grudd, R. Jalkanen, N. J. Loader, I. Robertson, and A. Kirchhefer, Cloud response to summer temperatures in Fennoscandia over the last thousand years, 2011. *Geophys. Res. Lett*., 38, L05701.

Локализация высокоширотных ионосферных источников геомагнитных пульсаций по 2D распределениям поля

А.В. Петленко

Санкт-Петербургский филиал институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн российской академии наук («СПбФ ИЗМИРАН»),199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб.5, лит.Б, Телефон: 89214221131, e-mail: petlenko.58@mail.ru;

Аннотация.

В рамках ограничения, предполагающего, что расстояния между точками проекций продольных токов превышают высоту ионосферы, вычисляется магнитное поле, индуцированное холловскими токами на поверхности Земли – распределения их интенсивностей и направлений определяются по заданным значениям координат и интенсивностей продольных токов. На примере распределений, вычисленных для трех продольных токов, показано, что совпадение особенностей магнитного поля и поля холловских токов объясняется возможностью представления холловских токов вблизи проекций продольных как индукционного источника. Это позволяет оценивать количество, положения, и интенсивности продольных токов по экспериментально построенным распределениям поля магнитных пульсаций.

Ключевые слова: Геомагнитные пульсации, магнитосферные продольные токи, холловские токи

Введение

На основании представлений [1] построены распределения интенсивностей и направлений холловских токов, инициируемых в тонкой однородно проводящей ионосфере магнитосферными продольными токами, положение и интенсивности которых полагаем известными. Рассчитываем магнитное поле установившихся токов. Ограничимся рассмотрением трех продольных токов, расстояния между точками проекций которых больше чем высота ионосферы.

Целью работы является сопоставление положений особенностей в распределениях поля холловских токов и индуцированном ими магнитном для интерпретации распределений поля геомагнитных пульсаций, построенных по экспериментальным данным.

Модель

Поле высокоширотных геомагнитных пульсаций формируется системой холловских токов $\mathbf{j}_\mathrm{H}$, инициируемых магнитосферными продольными токами $j_\parallel$. Пусть заданы число продольных токов K, их интенсивности ι_k и координаты точек проекций на ионосферу $\mathbf{r}_k = (x_k, y_k)$. Магнитное поле в точке $\mathbf{r}_{m,n} = (x_m\ y_n)$ на поверхности Земли находим как $\widetilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}_{m,n}) = \iint_{\{\mathbf{r}\}} d\mathbf{r}\left[\mathbf{j}_\mathrm{H}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n})\right] R^{-3}$, где $R = \sqrt{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n})^2 + h^2}$, h – высота ионосферы.

Компоненты холловских токов, инициируемых током $j_{\parallel,k}$, в точке $\mathbf{r} = (x\ y)$ будем считать пропорциональными компонентам его магнитного поля $j_{x,k} \propto -(y - y_k)\rho_k^{-2}$, $j_{y,k} \propto (x - x_k)\rho_k^{-2}$, $\rho_k^2 = (x - x_k)^2 + (y - y_k)^2$, и его интенсивности. В силу принципа суперпозиции $\mathbf{j}_\mathrm{H}(\mathbf{r}) = \sum_k^K \mathbf{j}_{\mathrm{H},k}(\mathbf{r})$, $\mathbf{j}_{\mathrm{H},k} = (j_{x,k}, j_{y,k})$, для произвольно заданного числа продольных токов компоненты холловского тока запишем как $j_x \propto -\sum_k^K \iota_k (y - y_k) \prod_k^K \rho_{\widehat{k}}^{-2} / \prod_k^K \rho_k^{-2}$ и $j_y \propto \sum_k^K \iota_k (x - x_k) \prod_k^K \rho_{\widehat{k}}^{-2} / \prod_k^K \rho_k^{-2}$, где символ $\widehat{k}$ указывает на пропуск множителя с индексом k, откуда находим, что линии постоянного уровня

интенсивности $\iota_L = \sqrt{j_x^2 + j_y^2} = \beta^{-1}$ определяются как решение алгебраического уравнения степени 2K в переменных x, y, коэффициенты которого определяются параметрами $\mathbf{r}_k$, ι_k и β. При специальном выборе координат $\sum_k^K \mathbf{r}_k = 0$ в случае $K = 3$ уравнение для y(x) имеет вид

$$y^6 + c_2 y^4 + c_3 y^3 + c_4 y^2 + c_5 y + c_6 = 0\,. \qquad (1)$$

Так как вещественное решение (1) при произвольном β представляет собой совокупность замкнутых контуров, число которых ≤ K, то выражение $\widetilde{\mathbf{B}}$ можно переписать в виде

$$\widetilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}_{m,n}) = \int_{\hat{\jmath}_H}^{\check{\jmath}_H} d\iota_L \int_0^{2\pi} d\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{m,n}) \left[\mathbf{j}_L(\mathbf{r}(\varphi)) \times \left(\mathbf{r}(\varphi) - \mathbf{r}_{m,n}\right)\right] R(\mathbf{r}(\varphi), \mathbf{r}_{m,n})^{-3}\,, \qquad (2)$$

где $\check{\jmath}_H$ – минимальное значение тока, различимое магнитометром на расстоянии h и $\hat{\jmath}_H$ – уровень допустимых значений холловских токов, исключающий появление сингулярностей $\mathbf{j}_L(\mathbf{r}_{m,n})$ в узлах сети $\mathbf{r}_{m,n}$, определяют внешнюю и внутренние границы области интегрирования $\{\mathbf{r}\}$. Заметим, что точки проекций $j_{\|,k}$ локализованы в пределах $\iota_L = \hat{\jmath}_H$, соответствующих малым значениям уровня β.

Направление $\mathbf{j}_L(\mathbf{r}(\varphi))$ определяется дифференциальным уравнением силовых линий тока [1]. Уравнение линии вида $d_x y = j_y(x,y)/\, j_x(x,y) = \sum_k^K \iota_k (x - x_k) \prod_k^K \rho_{\hat{k}}^{-2} \,/\, \sum_k^K \iota_k (y - y_k) \prod_k^K \rho_{\hat{k}}^{-2}$ ДУ 1-го порядка [2] в правой части представлено рациональной функцией с числителем и знаменателем, записанными как полиномы степени $2K - 1$ от x, y координат. Заметим, что в выбранной системе координат в выражении $j_y(x,y)$ коэффициент при x^4, равный $\sum_{k=1}^3 \iota_k x_k / \sum_{k=1}^3 \iota_k \neq 0$. Операторными методами [3] ДУ приводится к алгебраическому уравнению степени 2K, откуда следует, что силовые линии холловских токов ι_F также как и линии уровня ι_L замкнуты.

Результаты расчетов

Пусть проекции $j_{\|,k}$, обозначенные ромбиками на рис. 1, расположены в области $\Omega \subset \{\mathbf{r}\}$, в пределах которой вычисляется распределение $\widetilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r})$. Полагая несущественными абсолютные значения

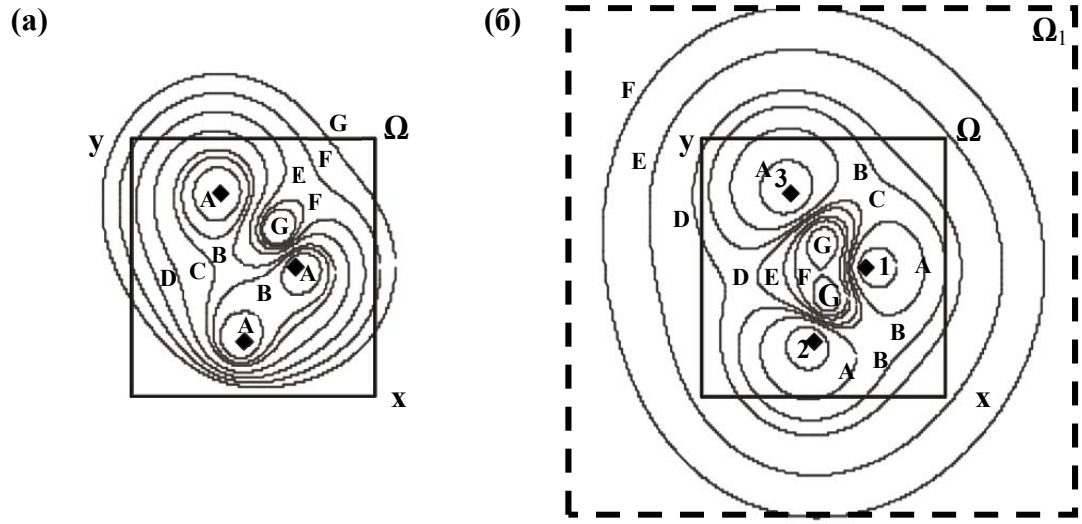


Рис. 1. Покрытие Ω изолиниями ι_L: (а) $\iota_2 = -1.1$, $\iota_3 = 1.4$; (б) $\iota_2 = 1.1$, $\iota_3 = 1.4$. Цифрами нумерованы проекции продольных токов (ромбики). Буквы индексируют значения параметров уровня β. Внешний контур линии $\iota_L = \beta_G{}^{-1}$на (б) расположен за пределами области Ω_1 вдвое больших размеров.

размеров Ω и интенсивностей ι_k, рассматриваем только $\iota_3 : \iota_2 : \iota_1 = 1$, учитывая направление $j_{\|,k}$ знаком ι_k. Очевидно, что при $K = 3$ случай однонаправленных $j_{\|,k}$ и случай, когда только два тока протекают в одинаковом направлении, исчерпывают всевозможные варианты выбора знаков ι_k. Значения β на рис. 1а $\beta_A = 0.07$, $\beta_B = 0.10$, $\beta_C = 0.12$, $\beta_D = 0.17$, $\beta_E = 0.22$, $\beta_F = 0.27$, $\beta_G = 0.32$ и $\beta_A = 0.07$, $\beta_B = 0.12$, $\beta_C = 0.15$, $\beta_D = 0.17$, $\beta_E = 0.22$, $\beta_F = 0.27$, $\beta_G = 0.42$ на рис.1б показывают вложенность линий уровня ι_L, или структуру холловских токов.

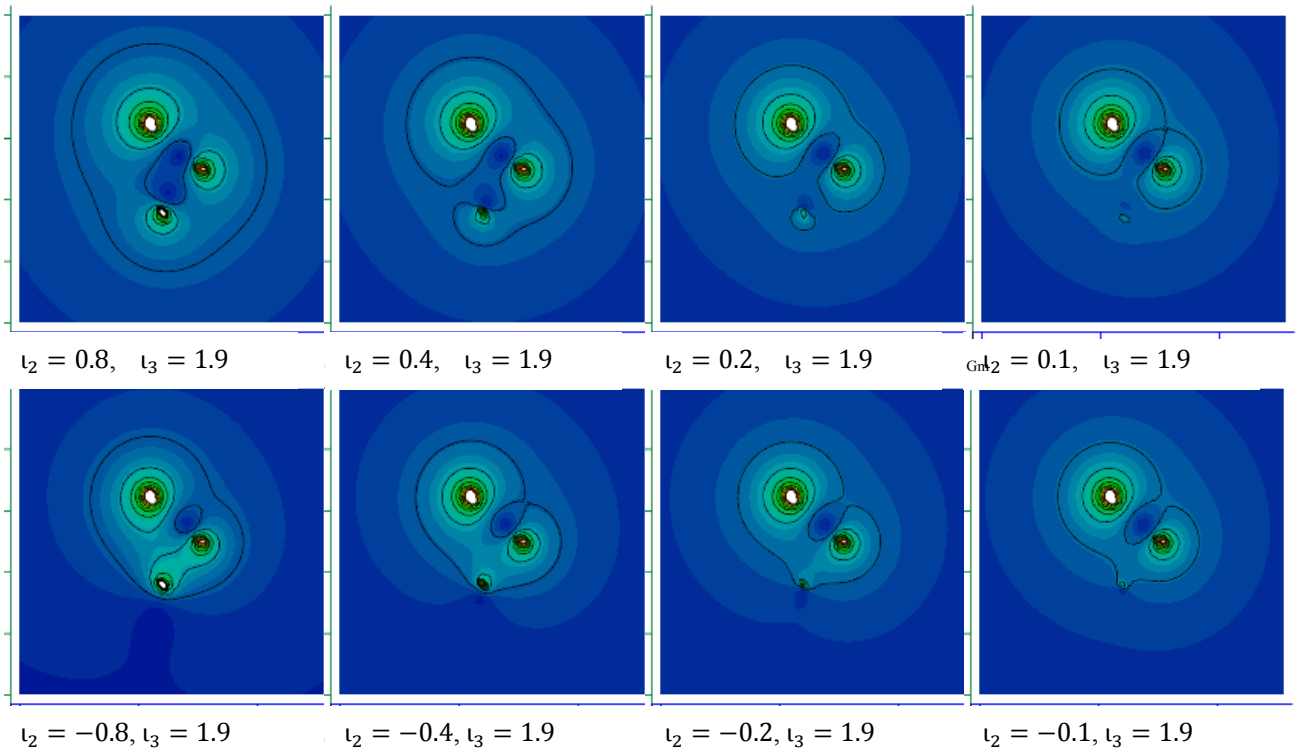


Рис. 2. Распределения интенсивности холловских токов $\iota_L(x, y)$ при различных значениях ι_2.

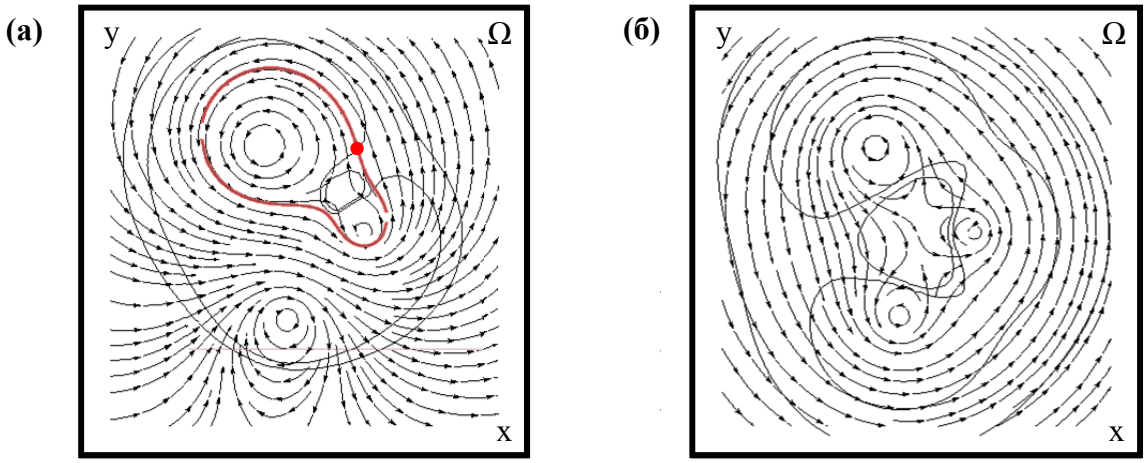


Рис. 3. Силовые линии (стрелки) и линии уровня (сплошные) для $j_{\|,k}$ разных (а), (б) – одинакового направлений. Красным цветом выделен контур ι_F, построенный как решение ДУ силовой линии.

На распределениях интенсивности $\iota_L(x,y)$, представленных на рис. 2, отношения вложенности изолиний проявляют наличие двух типов особенностей функции $\iota_L(x,y)$, первый из которых включает локальные максимумы интенсивности $\mathbf{j}_H$, второй – минимумы.

Направления токов $\mathbf{j}_H$ показаны на рис. 3 силовыми линями ι_F (стрелки), построенными по вычисленным распределениям $j_x(x,y)$ и $j_y(x,y)$. Красным цветом на рис. 3а показан контур ι_F, найденный как решение ДУ силовой линии. В качестве НУ использованы координаты точки на контуре ι_L, построенном как линия криволинейной сетки (сплошные линии на рис. 3а, б). Сеть линий ι_L и ι_F не ортогональна, однако, точки их касания образуют на Ω множество меры-0 [4]. Вблизи внутренних и внешних границ $\{\mathbf{r}\}$ направления $\mathbf{j}_H$ не слишком сильно уклоняются от направлений касательных к линиям ι_L, а ориентированные по и против часовой стрелки векторы $\mathbf{j}_H$ в окрестности точек $\mathbf{r}_k$ позволяют отслеживать направления $j_{\|,k}$.

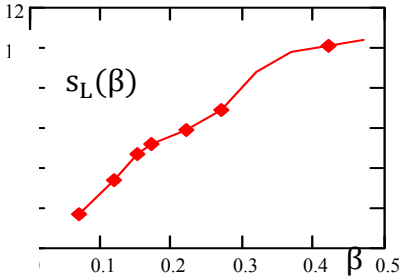


Рис. 4. Зависимость длины линии уровня от параметра β для ι_L рис. 1б. Маркированы $s_L(\beta_A)$,.. $s_L(\beta_G)$.

Выразим элемент дуги $dj_L = \sqrt{1 + y'(x)^2}$ в терминах производной решения уравнения (1) и, вычислив длину каждого контура, найдем общую длину s_L линии уровня β. Зависимость $s_L(\beta)$ определяет изменение интенсивности холловских токов по разным ι_L (рис. 4). Из непрерывности токаследует возможность определения $|\mathbf{j}_L(\mathbf{r})| = \iota_L$ по известным ι_k. Поведение $s_L(\beta)$ вблизи внутренних и внешних границ области $\{\mathbf{r}\}$ практически линейно. Таким образом, на этих границах распределение холловских токов не слишком отличается от распределения, инициированного одним продольным, а индуцированное ими магнитное поле можно рассматривать как поле индукционного источника.

Используя криволинейную сеть ι_L, ι_F, представим магнитное поле холловских токов (2) в виде

$$\widetilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}_{m,n}) = \int_{\check{\jmath}_H}^{\hat{\jmath}_H} dj_L \int_0^{2\pi} d\varphi(\mathbf{r}_{L,F}) \left[\mathbf{j}_L(\mathbf{r}_{L,F}) \times (\mathbf{r}_{L,F} - \mathbf{r}_{m,n})\right] R(\mathbf{r}_{L,F}, \mathbf{r}_{m,n})^{-3}, \qquad (3)$$

где $\varphi(\mathbf{r}_{L,F})$ представляет собой распределение узлов $\mathbf{r}_{L,F}$ вдоль каждого контура ι_L. Неравномерность этого распределения видна на рис. 3. Чем выше кривизна силовых линий ι_F, пересекающих линию уровня ι_L, тем плотнее на $d\iota_L$ располагаются узлы $\mathbf{r}_{L,F}$. Рассчитаем распределение магнитного поля холловских токов $\widetilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}_{m,n})$ в области Ω, выполняя интегрирование как по узлам сети $\mathbf{r}_{m,n}$ области больших (в 1.5 раза линейных) размеров, так и по узлам $\mathbf{r}_{L,F}$ криволинейной координатной сети (3). Высоту ионосферы примем равной ~0.15 линейных размеров Ω.

На рис. 5а показано векторное поле холловских токов, инициируемых распределением двух вытекающих ($\iota_1 = 1$, $\iota_3 = 1.9$) и втекающего ($\iota_2 = -1.4$) токов $j_\parallel$, проекции которых обозначены кружками красного и синего цвета. Векторное поле горизонтальной составляющей магнитного поля $\widetilde{\mathbf{B}}_G$ на поверхности Земли представлено на рис. 5б. Рис. 5в отображает распределение вертикальной $\tilde{Z}$, рис. 5г – распределение модуля горизонтальной составляющей $|\widetilde{\mathbf{G}}| = \sqrt{\widetilde{X}^2 + \widetilde{Y}^2}$ магнитного поля. При увеличении линейных размеров области интегрирования в два раза точность представления $\tilde{Z}$ и $|\widetilde{\mathbf{G}}| \equiv \widetilde{G}$ возрастает на 3% и соответствует точности интегрирования (3) с верхним пределом $\beta \sim 0.5$.

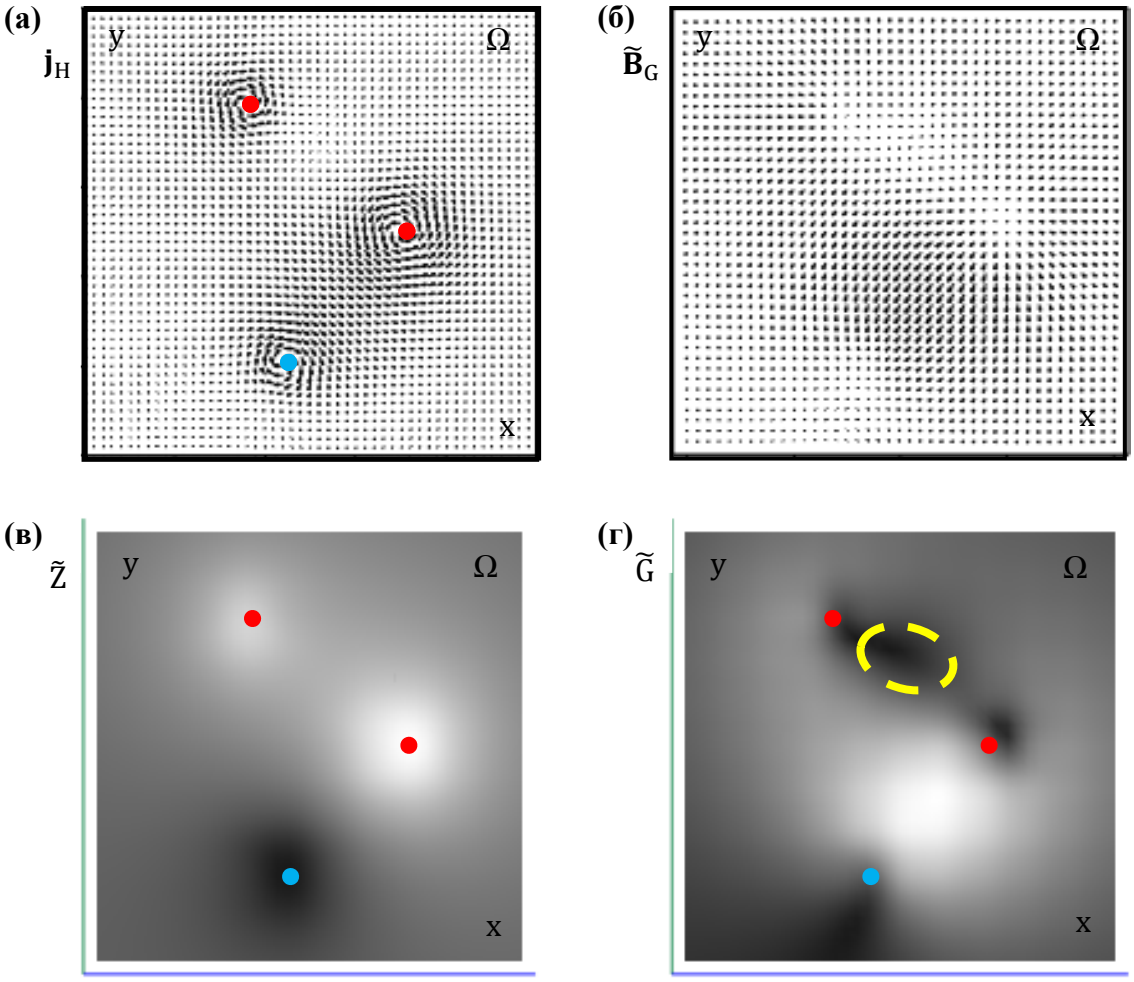


Рис. 5 Распределение (а) поля холловских токов $\mathbf{j}_H$; (б) горизонтальной составляющей вычисленного магнитного поля $\widetilde{\mathbf{B}}_G$; (в) вертикальной и (г) модуля горизонтальной компонент поля $\widetilde{\mathbf{B}}$. Кружками показаны проекции $j_{\parallel,k}$. Штриховым овалом – область влияния особенностей типа 2 распределения ι_L.

Распределение $\widetilde{G}(x,y)$ на рис. 5г и распределение направлений векторов $\widetilde{\mathbf{G}}$ на рис. 5б хорошо совпадает с результатами моделирования поля магнитных пульсаций полем асимметричных диполей, помещенных на высоте ионосферы [5]. Однако, представленная нами модель учитывает заметные возмущения $\widetilde{\mathbf{B}}_G$, связанные с наличием особенностей типа 2 в распределениях поля холловских токов. На рис. 5г область локализации этих возмущений обведена овалом, нарисованным желтой штриховой линией. Распределение $\tilde{Z}(x,y)$ на рис. 5в согласуется с наблюдением [6] о совпадении локальных

экстремумов вертикальной компоненты магнитного поля с положениями локальных ионосферных источников иррегулярных магнитных пульсаций Pi2, что объясняется индукционным возмущением магнитного поля токами $\mathbf{j}_H$ в окрестности точек проекций $j_{\parallel,k}$.

Отношения экстремальных значений $\tilde{Z}$, равные ~ 1.8 и -1.3, примерно совпадают с заданными отношениями интенсивностей и направлений продольных токов. Следовательно, построенные по экспериментальным данным распределения вертикальной компоненты поля магнитных пульсаций позволяют оценить положения, интенсивности и направления продольных токов.

Выводы

Рассматривается построение распределений поля холловских токов и индуцированного ими магнитного поля по заданным координатам точек проекций продольных токов (предполагается, что расстояние между точками проекций превышает высоту ионосферы) и их интенсивностям.

1) Рассмотренная модель позволяет визуализовать особенности распределения холловских токов по заданным распределениям магнитосферных (продольных).
2) Выявлены совпадающие особенности распределений холловских токов и индуцируемого ими магнитного поля. В распределениях интенсивностей холловских токов выделены два типа особенностей, первый из которых показывает положение проекций продольных токов на ионосферу и свидетельствует об индукционном возбуждении поля магнитных пульсаций.
3) Установленное соответствие положений особенностей позволяет оценивать количество, положения, интенсивности и направления продольных токов, инициирующих наблюдаемые распределения поля магнитных пульсаций.

Список литературы

1. Kato, Y., Tamao T. (1956). Hydromagnetic oscillations in a conducting medium with Hall conductivity under the uniform magnetic field. // *Sci. Rept. Tohoku Univ. Ser. 5, Geophys.,* 7, 147-164.
2. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.:ФИЗМАТЛИТ – 2003. – 616 с.
3. Айнс Э. Л. Обыкновенные дифференциальные уравнения. Харьков: ОНТИ – 1939. – 719 с.
4. Арнольд В. И. Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.:Наука – 1978 – 304 с.
5. Roldugin V. C., Roldugin A. V. (2008). Pc5 pulsations on the ground, in the magnetosphere and in the electron precipitation: Event of 19 January 2005. // *J. Geophys. Res*., 90, p. A04222-A04227.
6. Петленко А. В., Копытенко Ю. А., Мартинес В. А., Пилипенко В. А., Исмагилов В. С. (2011). Тонкая структура геомагнитных пульсаций типа Pi2. // *Геомагнетизм и Аэрономия*, 51, с. 1-16.

Вклад вариаций главного магнитного поля земли в авроральную активность в 1600-1909 гг.

Н.Г. Птицына, И.М. Демина, М.И. Тясто

Санкт-Петербургский филиал учреждения Российской академии наук Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова (СПбФ ИЗМИРАН), 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 5, лит. "Б", а/я 10, Телефон: 78123236962, e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru

Аннотация.

Мы оценили вклад систематической составляющей главного магнитного поля Земли (ГМПЗ) в вековой ход среднеширотных полярных сияний. Найдено, что основные особенности изменения величины магнитного момента ММ главного диполя в 1600-1909 гг. находят свое отражение в вариациях числа полярных сияний *N*, но с обратным знаком. Получена модель зависимости *N* от солнечной активности, выраженной числом Вольфа *W,* и от величины ММ. Учет влияния ММ заметно улучшает свойства зависимости *N* от *W*. Получено, что рассогласованность 11-летних циклов *N* и *W*, которая наблюдалась в 1700-1775 гг., так же, как и продолженные минимумы *N* в ~1760-1767 гг. (минимум Сильвермана) и вблизи 1900 г., обусловлены влиянием изменений в ходе ММ в соответствующие периоды времени. Дополнительным фактором, который может ухудшать или улучшать связь авроральной и солнечной активности, является движение магнитного полюса в период 1600-1909 гг.

Ключевые слова: Магнитный момент Земли, полярные сияния, вековые вариации, движение магнитного полюса, исторические минимумы солнечной и авроральной активности

Введение

Ежегодное число полярных сияний *N* на средних широтах пропорционально уровню солнечной и геомагнитной активности. Наибольшее число сияний наблюдается в авроральных овалах, которые расположены асимметрично вокруг геомагнитных полюсов. Во время сильных магнитных бурь овал смещается к экватору, и тогда полярные сияния наблюдаются на средних и низких широтах. Кроме того, на проникновение в магнитосферу и атмосферу Земли заряженных частиц солнечного ветра, которые вызывают полярные сияния, влияет напряженность и конфигурация главного магнитного поля Земли - расположение геомагнитного полюса, а также величина магнитного момента ММ его дипольной составляющей. Цель нашей работы - оценить влияние ГМПЗ на наблюдаемое число полярных сияний, используя данные о появлении сияний в 1600-1909 гг. и изменения ММ Земли в этот же период времени.

Данные и метод

Мы сформировали сводный каталог ежегодного числа полярных сияний *N*, которые наблюдались визуально в 1600-1909 гг. по данным каталогов [1-4]. Для характеристики солнечной активности мы использовали индексы пятнообразования - число пятен или число Вольфа *W* и индекс групп солнечных пятен *GN* (SILSO data/image, Royal Observatory of Belgium, Brussels, http://www.sidc.be/silso/datafiles). Для оценки величины ММ и его вековых изменений мы использовали коэффициенты сферического гармонического анализа - модель gufm1 [5], позволяющую вычислять компоненты ГМПЗ в период времени 1600-2010 гг.

Вековой ход солнечной и авроральной активности

Вариации чисел Вольфа *W*, а также *GN* и *N* показаны на рис 1. Этот рисунок демонстрирует тот факт, что ход солнечной и ход авроральной активности согласуются между собой лишь в общих чертах. Наиболее характерной особенностью заметной на рис. 1 является наличие 11-летнего цикла в обоих рядах данных. Видно, что начиная с ~1775 г., 11-летние циклы числа полярных сияний находятся в хорошем согласии с солнечными циклами. Однако до этого года почти на всем протяжении 18 века наблюдается нестандартная для средних широт ситуация: существенная рассогласованность кривых *N* и *W*. В частности, в 1732 г. максимум числа сияний *N* приходится на минимум солнечной активности (*W* и *GN*), а продолженный минимум *N* в ~1760-1767 гг. (минимум Сильвермана) начинается на фазе максимума *W* и *GN*.

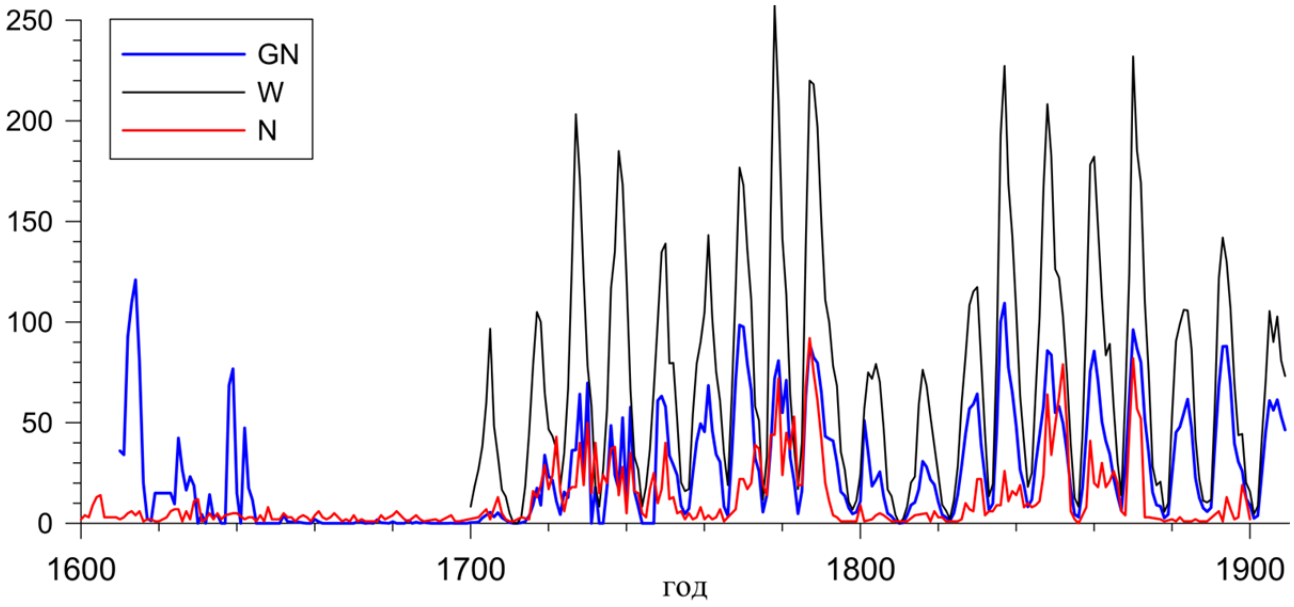


Рис. 1. - Число сияний *N*, число Вольфа *W*, число групп пятен *GN*.

Связь вариаций магнитного момента и авроральной активности

На рис. 2 синей линией показан результат полученного при помощи модели gufm изменения величины магнитного момента ММ главного диполя в 17-19 веках. Красной линией показаны изменения за то же время ежегодного числа полярных сияний *N*. Видно, что в 1600-1700 гг. заметных изменений величины ММ нет, что может быть связано с ограниченностью информации о геомагнитном поле в 17 веке, использованной в модели. До 1700 г. число зафиксированных полярных сияний *N* также мало. Поэтому основное внимание в данной работе было уделено 18-19 векам.

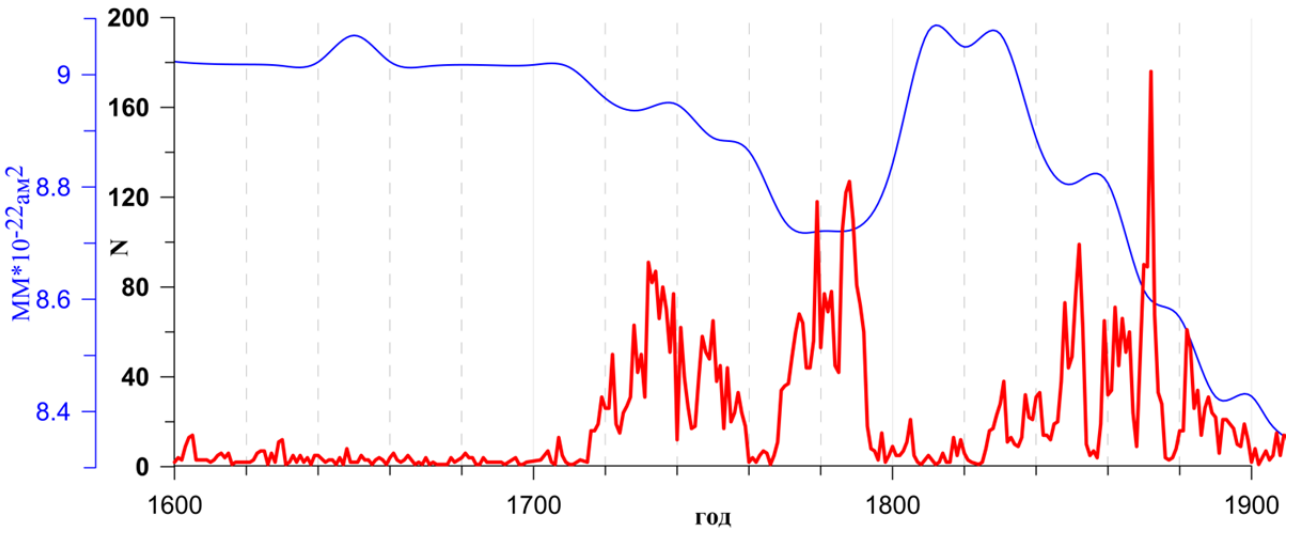


Рис. 2. - Вариации величины магнитного момента ММ главного диполя (синяя линия) и числа *N* полярных сияний (красная линия).

В 1700-1909 гг. в изменении ММ можно выделить три периода: а) 1700-1760 г.: быстрое уменьшение; б) 1760-1850 г.- выраженное колебание; в) 1840-1910 г.- вновь быстрое уменьшение. Эти периоды находят отражение и в изменении *N*, но с обратным знаком. Коэффициент корреляции между ММ и *N* для различных периодов находится в пределах К= - 0.6÷ -0.8. Таким образом, можно заключить, что изменение величины ММ оказывало существенное влияние на наблюдаемое число полярных сияний.

Линейная модель зависимости N от величины ММ

В первом приближении можно ограничиться линейным характером зависимости *N* от *W*, т.е. $N \sim k_1 \cdot W + f$, где k_1 - коэффициент, а f - включает все остальные факторы и возможные ошибки. С другой стороны, воздействие магнитного поля Земли приводит к ослаблению связи *W* и *N*, которое в первом приближении мы также будем принимать линейным. Тогда зависимость *N* от ММ можно представить в виде:

$$N_i = k_1 W_i (1 - k_2 \mathrm{MM}_i) + \varepsilon_i \qquad (1),$$

где *i* - номер точки, k_2 –коэффициент, ε_i, - возможные ошибки и неучтенные факторы.

Таким образом, задача состоит в получении оценок двух коэффициентом k_1 и k_2. Как видно из системы уравнений (1) эта задача, вообще говоря, нелинейная относительно коэффициентов k_1 и k_2. Использование итерационного метода позволило решить эту задачу и получить в некотором приближении коэффициенты k_1 и k_2.

Учет влияния магнитного поля Земли

Зная коэффициенты k_1 и k_2, можно оценить степень влияния ГМПЗ на наблюдаемую авроральную активность. Введем величину $N^* = N + k_1 W \cdot k_2 \mathrm{MM}$, представляющую собой число сияний, "исправленных" за влияние ММ, т.е. то количество авроральных событий, которое при данном

уровне солнечной активности могло бы наблюдаться в отсутствие влияния ГМПЗ. На рис. 3 представлен вековой ход *N* наблюденного и *N** исправленного.

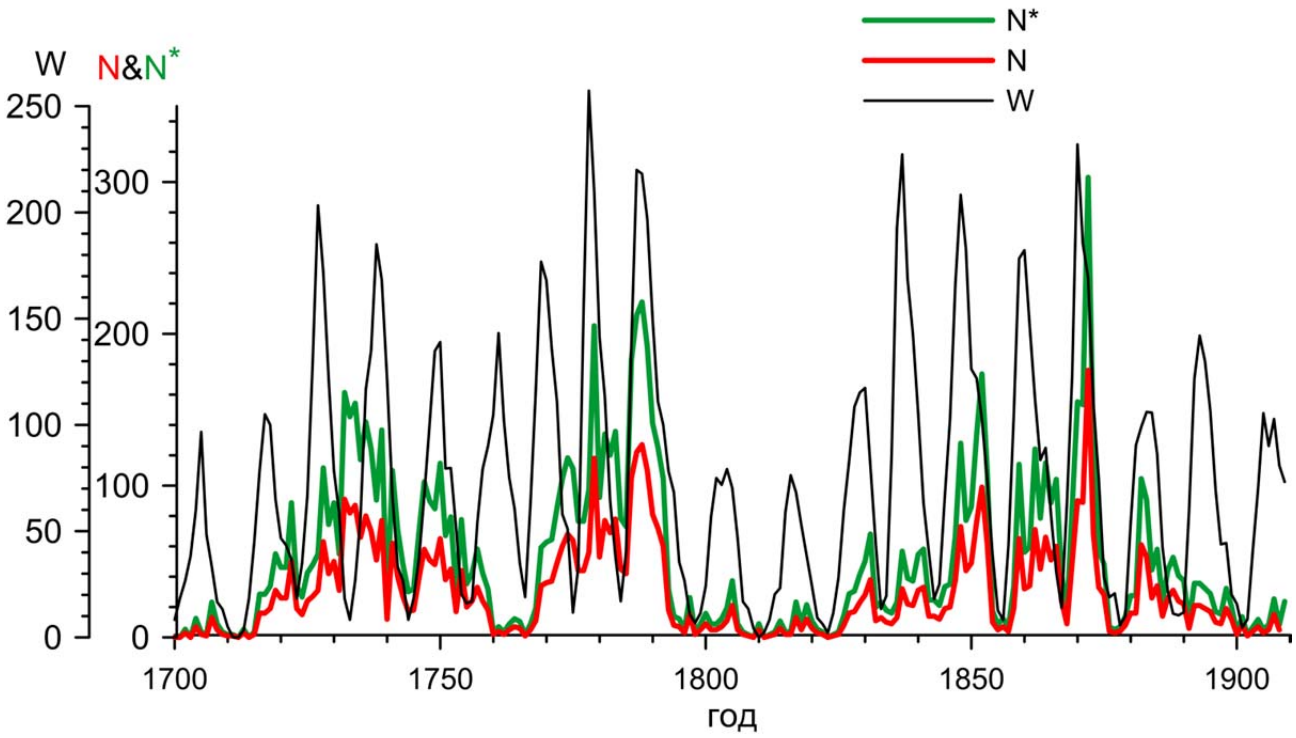


Рис. 3. - Вековой ход числа наблюдаемых сияний *N* и числа N^* сияний, исправленных за влияние ММ, в сравнении с солнечной активностью *W*.

Видно, что ход N^* лучше повторяет ход W, чем *N*. В частности видно, что упомянутая рассогласованность 11-летних циклов *W* и *N* (красная линия) в 1700-1775 гг. отсутствует для исправленного за действие ММ числа сияний N^* (зеленая линия). Отмеченный ранее минимум в районе 1765 г. (минимум Сильвермана) отсутствует на кривой N^*, которая повторяет ход *W*. Кроме того известный минимум на рубеже столетий (~1900 г.) наблюдаемый в *N,* отсутствует в N^*. Таким образом, можно сделать вывод, что именно магнитный момент ММ диполя Земли отвечает за наблюдаемую рассогласованность *W* и *N*, а также за продолженные минимумы в период около 1900 г. и 1760 г.

На рис. 4 представлена корреляции авроральной и солнечной активности без учета влияния ММ и с его учетом. Число полярных сияний N^*, исправленных за влияние ММ, коррелирует с *W* на уровне к=0.86, в то время как для *N* к=0.53. Причем зависимость N* от W более выражена. Для дальнейшего повышения этой зависимости, по-видимому, требуется усложнение модели, в частности, учет других факторов, которые могут влиять на связь *N* и *W*. Одним из таких факторов может быть изменение позиции геомагнитного полюса.

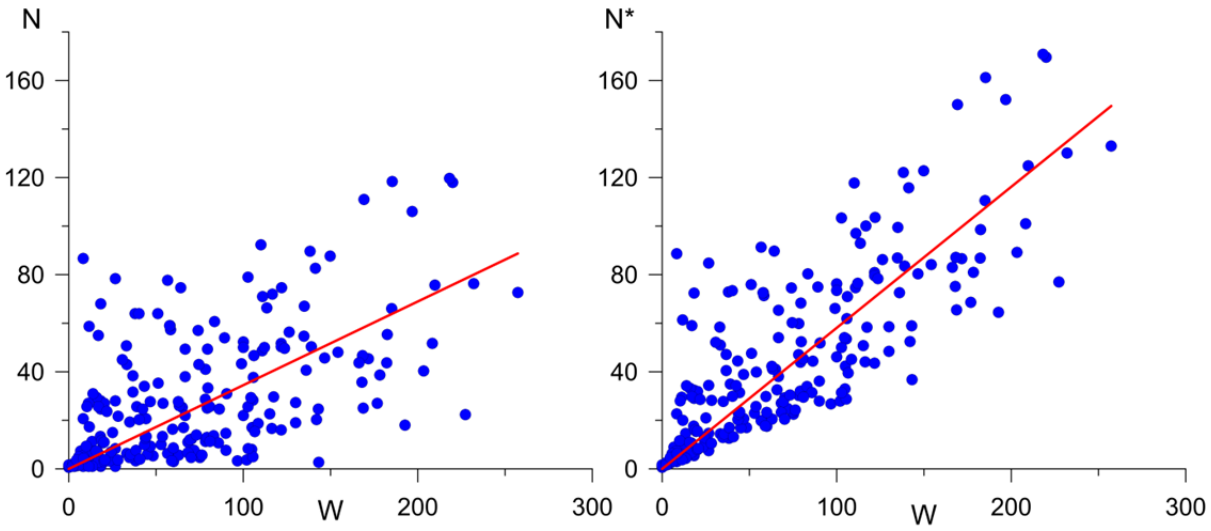


Рис. 4. - Корреляции авроральной и солнечной активности без учета влияния ММ (слева) и с его учетом (справа).

На рис. 5 показано движение магнитного и геомагнитного полюсов Земли в 1650-1900 гг. на высоте 500 км. Зеленым цветом показано перемещение магнитного полюса на поверхности Земли. Положение геомагнитного полюса на 500 км и на поверхности Земли практически совпадают.

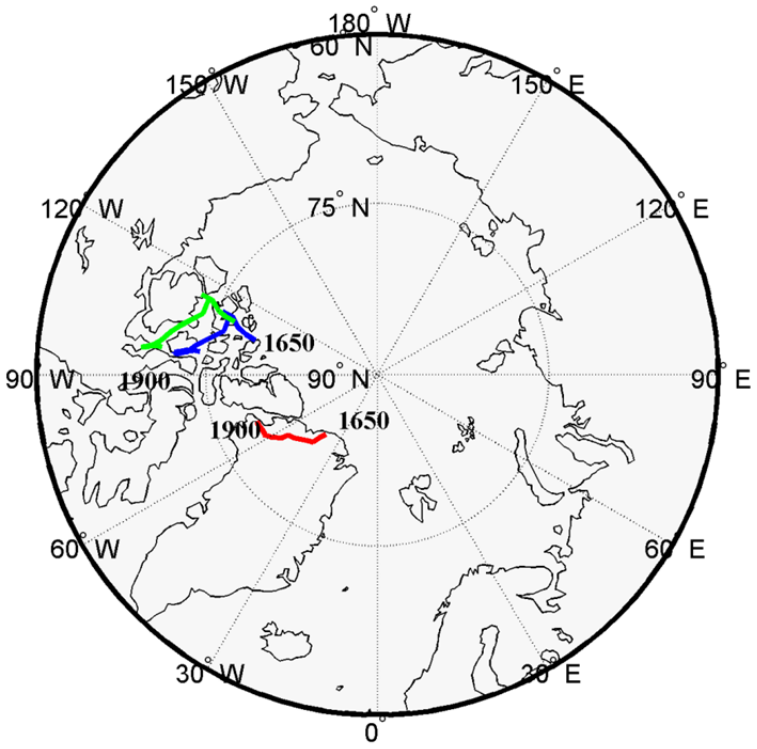


Рис. 5. - Движение магнитного и геомагнитного полюсов. Синим цветом показано движение магнитного полюса на высоте 500 км, зеленым - то же на поверхности Земли, красным - движение геомагнитного полюса на высоте 500 км.

Характер изменения положения магнитного и геомагнитного полюсов существенно отличаются. Причем, несмотря на сближение этих полюсов по мере удаления от поверхности Земли,

это различие сохраняется вплоть до высоты 20-30 тыс. км. Если геомагнитный полюс с 1650 по 1900 гг. продвинулся к югу на 3º-4º и одновременно удалился от Европы на 10º-20º, то магнитный полюс после 1725 г. смещался практически только к югу. Возможно, что это движение магнитного полюса могло внести некоторый вклад в наблюдаемое количество полярных сияний и тем самым повлиять на связь *W* и *N*. Однако для более определенных выводов нужны дополнительные исследования.

Заключение

Мы оценили вклад систематической составляющей главного магнитного поля Земли ГМПЗ (главный диполь) в вековой ход среднеширотных полярных сияний. Найдено, что основные особенности изменения величины ММ главного диполя в 1600-1909 гг. находят свое отражение в вариациях *N*, но с обратным знаком. Получена модель зависимости *N* от солнечной активности, выраженной числом Вольфа *W,* и от величины ММ. Учет влияния ММ заметно улучшает свойства зависимости *N* от *W*. Коэффициент корреляции между *W* и N^* (количество сияний, которое могло бы наблюдаться в отсутствии геомагнитного экранирования) возрастает до 0.86.

Получено, что рассогласованность 11-летних циклов *N* и *W*, которая наблюдалась в 1700-1775 гг., так же, как и продолженные минимумы *N* в ~1760-1767 гг. (минимум Сильвермана) и в районе 1900 г., обусловлены влиянием изменений в ходе ММ в соответствующие периоды времени.

Дополнительным фактором, который может ухудшать или улучшать связь авроральной и солнечной активности, является движение магнитного полюса в период 1600-1909 гг., который после 1725 г. смещался к югу. Возможно, что это движение полюса могло внести некоторый вклад в наблюдаемое количество полярных сияний и тем самым повлиять на связь *W* и *N*. Однако для более определенных выводов нужны дополнительные исследования.

Список литературы

1. Angot A. The Aurora Borealis. The international scientific series. N.Y. D. Appleton & Co 264 p. 1897.
2. Křivsky L., Pejml K. Solar Activity, Aurorae and Climate in Central Europe in the last 1000 Years // Travaux de l'Institut Geophysique de l'Academie Tchecoslovaque Des sciences. Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Acad. of Sciences V. 33. № 606. P. 77–151.1985.
3. Лойша В.А., Краковецкий Ю.К., Попов Л.Н. Полярные сияния. Каталог IV-XVIII вв. М.: Межведомственный геофизический комитет АН СССР. 128 с. 1989.
4. Птицына Н.Г., Тясто М.И., Храпов Б.А. Вариации частоты появления полярных сияний в 1837–1900 гг. по данным сети метеорологических обсерваторий России. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 1–10. 2015.
5. Jackson A., Jonker A. and Walker M. Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records. // Phil. Trans. R. Sos. Lond. A (2000) V.358. P.957-990.

Долготное и широтное распределение жесткости геомагнитного обрезания космических лучей во время магнитной бури в ноябре 2003 г.

Н.Г. Птицына, И.М. Демина, О.А. Данилова, М.И. Тясто

Санкт-Петербургский филиал учреждения Российской академии наук Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова (СПбФ ИЗМИРАН**),** 199034, Россия, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. 5, лит. "Б", а/я 10, Телефон: 78123236962, e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru

Аннотация.

Важным фактором космической погоды являются потоки космических лучей (КЛ), которые проникают в магнитосферу и атмосферу Земли из межпланетного пространства. Жесткость геомагнитного обрезания (ЖГО) – это пороговая жесткость, ниже которой поток частиц равен нулю из-за геомагнитного экранирования. В работе рассчитаны ЖГО для магнитной бури 20 ноября 2003 г. Получено, что в максимуме бури на средних и низких широтах наблюдается снижение геомагнитных порогов по сравнению с порогами в главном поле (ΔR) на величину, доходящую до 1.8 ГВ. Глобальное распределение ЖГО демонстрирует северно-южную асимметрию, а также асимметрию день-ночь. Это выражается в том, что в дневном секторе в северном полушарии максимум ΔR наблюдается на широте ~40º, а в южном на широте ~60º. В ночном секторе в северном полушарии максимум ΔR наблюдается на широте ~55º, а в южном полушарии на широте ~45º. Наблюдаемые магнитосферные эффекты в распределении ΔR обусловлены, по-видимому, доминирующим влиянием частичного кольцевого тока развивающегося в максимуме бури.

Ключевые слова: Космические лучи, жесткости обрезания, распределение по мировой сетке, северо-южная асимметрия

Введение

Потоки космических лучей (КЛ) проникают в магнитосферу и атмосферу Земли из межпланетного пространства. Геомагнитное поле разрешает или запрещает приход частиц КЛ в данную точку в магнитосфере в зависимости от их энергии. Жесткость геомагнитного обрезания (ЖГО) — это пороговая жесткость, ниже которой поток частиц равен нулю из-за геомагнитного экранирования. Во время геомагнитных бурь токовые системы магнитосферы становятся чрезвычайно интенсивными. Это приводит к перераспределению потоков заряженных частиц в магнитосфере, в том числе потоков, достигающих границы атмосферы и поверхности Земли, и к значительному снижению геомагнитных порогов. Целью работы является расчет ЖГО космических лучей по мировой сетке в модельном магнитном поле магнитосферы Ts01 для выявления особенностей распределения геомагнитных порогов по земной поверхности во время сильного возмущения в межпланетной среде и магнитосфере 20 ноября 2003 г.

Метод

Геомагнитные пороги получены методом численного интегрирования траекторий заряженных частиц в модельном магнитном поле Земли. Магнитное поле магнитосферы представлено эмпирической моделью Цыганенко Ts01 [1-3] Для расчетов магнитного поля от внутренних источников использовалось представление главного магнитного поля Земли (ГМПЗ) в виде разложения в ряд по сферическим гармоническим функциям. В качестве коэффициентов ряда

использована общепринятая модель IGRF12. Поскольку коэффициенты IGRF построены с интервалом в 5 лет, для расчета восточной (X) компоненты ГМПЗ на момент бури 20 ноября 2003 г. значения коэффициентов были интерполированы линейно.

Для построения карт получены геомагнитные пороги на высоте 20 км над поверхностью Земли по широтно-долготной сетке 5°×15° (мировая сетка).

Мировая карта геомагнитных порогов в максимуме бури (минимум Dst)

Результаты расчетов геомагнитных порогов по мировой сетке в модельном поле Ts01 в 20:00 UT 20 ноября 2003 г. представлены на рис. 1. На рис. 1. (верх) показано глобальное распределение порогов с учетом внешних и внутренних источников. На рис. 1 внизу показаны жесткости обрезания, полученные в поле только внутренних источников, т.е. в главном магнитном поле Земли. Для того, чтобы оценить вклад внешних источников в вариации ЖГО, мы рассчитали ΔR как разность между геомагнитными порогами в магнитном поле модели Ts01, учитывающей как внутренние, так и внешние источники, и геомагнитными порогами в главном магнитном поле. Изолинии ΔR представлены на рис. 2. Следует обратить внимание, что локальный полдень приходится на 120ºW.

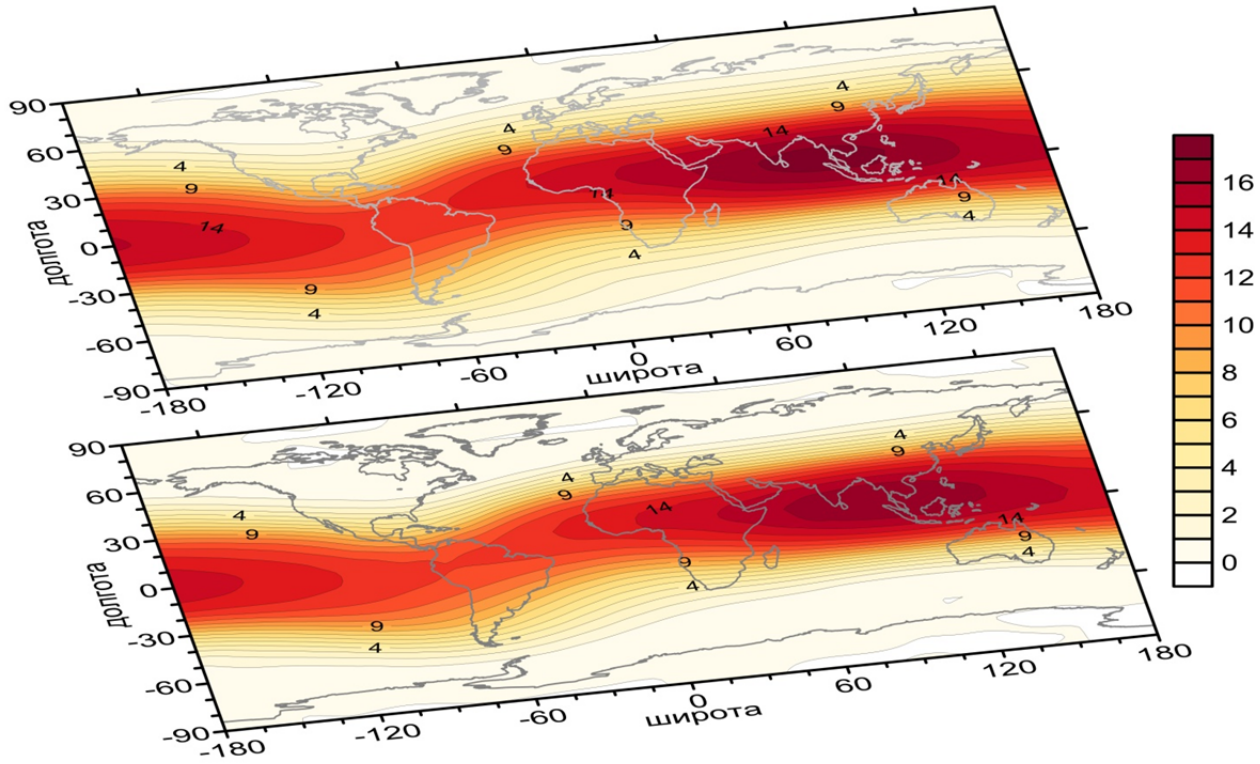


Рис. 1. - Изолинии вертикальной жесткости обрезания КЛ в модельном поле магнитосферы Ts01 с учетом внешних и внутренних источников (верх) и в поле IGRF (низ). Цветная шкала показывает различные уровни ЖГО в единицах ГВ.

На рис. 2 видно, что жесткости обрезания во время максимума бури падают больше всего в области средних и низких широт. Это падение доходит до 1.8 ГВ в области широт 40º – 50º в

северном полушарии в вечернем секторе. В экваториальной части пороги снижаются не более чем на 0.5–0.6 ГВ.

Полоса широт с наибольшими падениями ЖГО в секторе долгот 180° – 0ºW демонстрирует дугу, которая в северном полушарии обращена выпуклостью к экватору, а в южном полушарии к полюсу. Падение на ~1.6–1.8 ГВ наблюдается в северном полушарии в дневном и вечернем секторах на широтах ~25°–50°N. В южном — максимальное падение на 1.4–1.6 ГВ наблюдается на широтах ~40° – 75°S. Таким образом, максимальное падение геомагнитных порогов в северном полушарии, в отличие от южного, наблюдается ближе к экватору. Кроме того, в северном полушарии ΔR несколько больше, чем в южном.

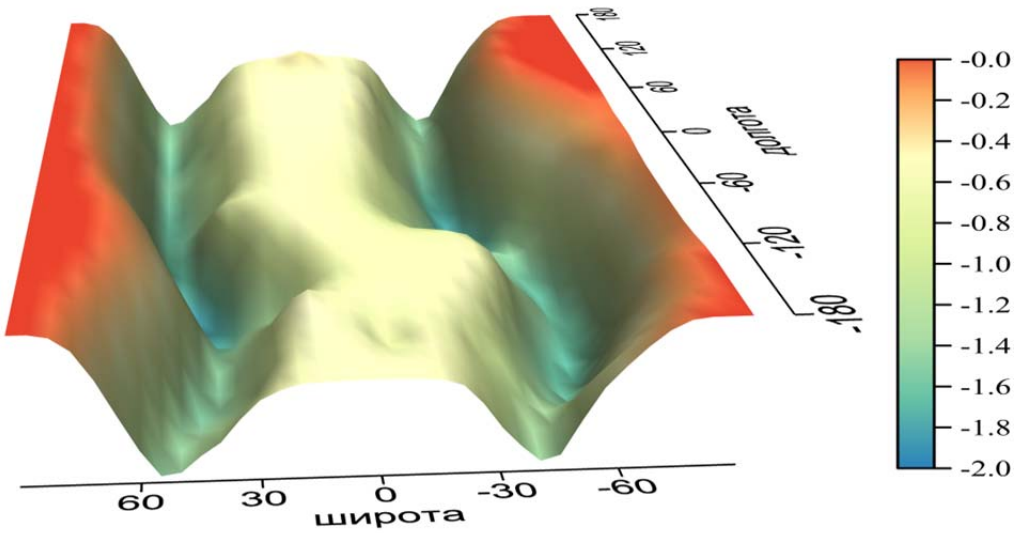


Рис. 2. - Магнитосферный эффект в жесткостях обрезания. Разности между ЖГО (ΔR) для возмущенного поля и главного геомагнитного поля. Локальный полдень приходится на 120º долготы.

Глобальная карта, показанная на рис. 2, демонстрирует довольно сложную картину распределения понижений геомагнитных порогов во время максимума бури по широте и долготе. Наиболее характерной чертой карты является несимметричное распределение максимальных ΔR. Асимметрия проявляется в разнице максимального падения жесткостей и в разном приближении к экватору широтных поясов с максимальными ΔR в различных полушариях Земли.

Для более детального и наглядного отображения наблюдаемой асимметрии на рис. 3 приведены зависимости ΔR от широты вдоль меридиональных профилей 60º–105ºW и 60º–105ºE. Это, соответственно, дневной и ночной сектора. Профили взяты через 15º, т.е. на каждом графике изображены четыре широтные кривые ΔR, отображающие сходное поведение падения геомагнитных порогов в каждом из исследуемых секторов.

Из рис. 3 видно, что в дневном секторе в северном полушарии (рис. 3 NW) максимум ΔR наблюдается на широте ~40ºN, а в южном (рис. 3 SW) на широте ~60ºS. В ночном секторе в северном полушарии (рис. 3 NE) максимум ΔR наблюдается на широте ~55ºN, а в южном (рис. 3 SE) на широте ~40ºS. Кроме того, в северном полушарии максимальные значения ΔR в дневном секторе (1.7 ГВ) выше, чем в ночном (1.55 ГВ), а в южном полушарии максимальные значения ΔR в дневном секторе (1.6 ГВ) несколько ниже, чем в ночном (1.7 ГВ).

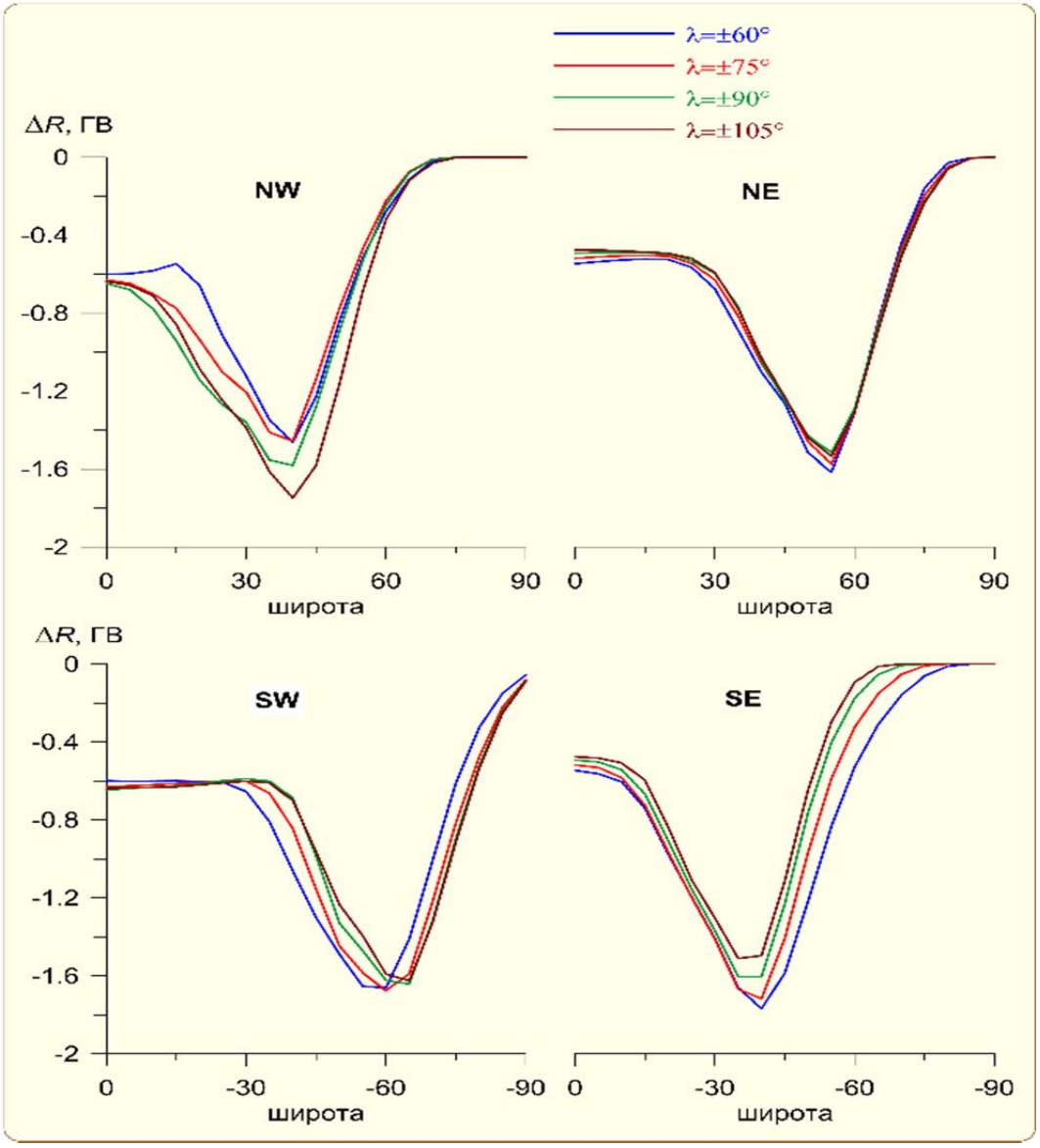


Рис. 3. - Широтная зависимость падения геомагнитных порогов ΔR в северном и южном полушариях в двух долготных интервалах: (NW, SW): 60º–105ºW; (NW, SE): 60º–105ºE.

Таким образом, наши результаты (см. рис. 2 и рис. 3) демонстрируют северо-южную асимметрию, а также долготную зависимость распределения падений ЖГО. Полученная нами долготная асимметрия с максимумом падений ЖГО в вечернем секторе (рис. 2 и рис. 3) позволяет предположить, что изменения геомагнитных порогов в максимуме бури 20 ноября 2003 г. происходили в основном за счет усиления частичного несимметричного кольцевого тока. В [4]

получены свидетельства того, что понижения жестокостей во время максимума бури 23 октября 2003 г. также вызвано частичным круговым током.

Выводы

Мы оценили вклад внешних источников в вариации жесткости геомагнитного обрезания ΔR во время главной фазы магнитной бури 20 ноября 2003 г. Для этого мы рассчитали ΔR как разность между ЖГО в магнитном поле магнитосферной модели Ts01, учитывающей как внутренние, так и внешние источники, и ЖГО только в главном магнитном поле Земли. Геомагнитные пороги рассчитаны по широтно-долготной сетке 5ºx15º в минимуме Dst в 20:00 UT. Анализ полученных результатов показал следующее:

1. На средних и низких широтах наблюдается снижение геомагнитных порогов по сравнению с порогами в главном поле на величину, доходящую до 1.8 ГВ. В экваториальной области ΔR составляет 0.5–0.6 ГВ. Падение жесткостей имеет наибольшую величину в вечерне-ночном секторе.

2. Глобальное распределение ΔR обнаруживает северо-южную асимметрию, а также асимметрию день-ночь. Это выражается в том, что в дневном секторе в северном полушарии максимум ΔR наблюдается на широте ~40º, а в южном на широте ~60º. В ночном секторе в северном полушарии максимум ΔR, напротив, наблюдается на широте ~55º, а в южном полушарии на широте ~45º.

3. В северном полушарии максимальные значения ΔR в дневном секторе (1.7 ГВ) выше, чем в ночном (1.55 ГВ), а в южном полушарии максимальные значения ΔR в дневном секторе (1.6 ГВ) несколько ниже, чем в ночном (1.7 ГВ).

Наблюдаемые магнитосферные эффекты в распределении ΔR обусловлены, по-видимому, доминирующим влиянием частичного кольцевого тока развивающегося в максимуме бури.

Список литературы

1. Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // J. Geophys. Res. V. 107. A8. 1179. doi:10.1029/2001JA000219. 2002a.
2. Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 2. Parametrization and fitting to observation // J. Geophys. Res. V. 107. A8. 1176. doi:10.1029/2001JA000220. 2002б.
3. Tsyganenko N A., Sitnov, M. I. Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms // J. Geophys. Res. V. 110. A03208. doi:10.1029/2004JA010798. 2005.
4. Kress, B.T., C.J. Mertens, and M. Wiltberger. Solar energetic particle cutoff variations during the 29–31 October 2003 geomagnetic storm // Space Weather. V. 8. S05001. doi:10.1029/2009SW000488. 2010.

Простое аналитическое описание для потока релятивистских (> 2 МэВ) электронов на геосинхронной орбите

С. В. Смолин

Сибирский федеральный университет («СФУ»), 660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, д. 79, Телефон: 79832006264, e-mail: smolinsv@inbox.ru

Аннотация.
Используются наблюдения потоков релятивистских (> 2 МэВ) электронов, усредненные по местному часу вдоль геосинхронной (геостационарной) орбиты (ГСО) с 1995 г. по 2009 г., собранные космическим аппаратом (КА) «GOES». Распределение потоков по местному времени (local time) LT имеет пик около полудня (между 1100 и 1200 LT) и виден его минимум около полночи (между 2300 и 2400 LT). Как аналитическое описание предлагаются простые формулы для определения перпендикулярного (для питч-угла 90 градусов) дифференциального потока и интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, которые зависят от LT, параметра МакИлвейна L, индекса геомагнитной активности Kp и перпендикулярного дифференциального потока или интегрального потока релятивистских (> 2 МэВ) электронов, взятых для LT = 0 ч.. Эти формулы могут быть рассмотрены как первые приближения для перпендикулярных (дифференциальных) интегральных потоков на геосинхронной (геостационарной) орбите. Сделано сравнение аналитической зависимости для перпендикулярного интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ с усредненными экспериментальными данными КА «GOES» на геосинхронной орбите Земли. Получено очень хорошее согласие. Для всего диапазона от 0000 до 2400 LT вдоль ГСО величина эффективности предсказания (prediction efficiency) точности предложенной модели получена PE = 0,963. А для диапазонов от 0000 до 1100 LT и от 1800 до 2400 LT величина эффективности предсказания еще больше PE = 0,987.
Ключевые слова:Геосинхронная (геостационарная) орбита, модельные перпендикулярные дифференциальный и интегральный потоки, релятивистские электроны

Введение

Существует несколько моделей для предсказания релятивистских электронов во внешнем естественном радиационном поясе Земли (ЕРПЗ). В работе [1] описана модель предсказания для суточного усредненного потока релятивистских электронов на ГСО. Эта модель численно решает одномерное уравнение радиальной диффузии, используя параметры солнечного ветра. В [2] использована модель предсказания [1], чтобы развить модель прогноза для предсказаний на 24 часа и 48 часов логарифма суточного усредненного потока релятивистских электронов на ГСО. Эта модель включает несколько других особенностей в дополнение к солнечному ветру. В [3] создана модель предсказания, которая использовала поток низкоэнергичных электронов, чтобы предсказать релятивистский поток на ГСО. В [4] предложили основанную на данных модель, чтобы получать предсказание на одни сутки для суточного максимума потока электронов на ГСО. Модель комбинирует условную вероятность с техниками нелинейного анализа временных рядов. В [5] развили основанную на физике модель среды радиационного пояса RBE (Radiation Belt Environment), чтобы исследовать внешний ЕРПЗ и обеспечивать реальное во времени текущее предсказание популяции электронов внешнего пояса. В [6] ввели другую модель предсказания, которая предсказывает кубический корень от суточного усредненного потока электронов с энергией > 2 МэВ на ГСО. Их метод использует два уравнения с источниками и потерями. Модель предсказания потока (FluxPred) [7] – это нейронная сетевая модель, использующая 17 входов, состоящих из последних 10

дней данных о потоках на ГСО и 7 дней Kp – индекса геомагнитной активности. Выходом нейронной сети были предсказания на 24 часа, 48 часов и 72 часа суточного усредненного потока электронов с энергией > 2 МэВ на ГСО. В работе [8] рассматривается прогнозирование максимальных за сутки значений потока релятивистских электронов на ГСО при помощи адаптивных методов.

В [9] представлена улучшенная система предсказания для релятивистских электронов на ГСО, которая включает три реальные во времени модели предсказания. Результаты недавних измерений протонов и электронов на ГСО и их обсуждений представлены, например, в [10, 11].

Целью данной работы является математическое моделирование потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на геостационарной (геосинхронной) орбите в магнитосфере Земли. Моделирование в виде: 1) новой математической модели, описывающей дифференциальные и интегральные потоки релятивистских (>2 МэВ) электронов на ГСО в зависимости от местного времени LT на ГСО и Kp – индекса геомагнитной активности, 2) аналитической формулы для оценки (при прогнозировании или предсказании) суточного максимума потока релятивистских (>2 МэВ) электронов на ГСО в зависимости от Kp – индекса геомагнитной активности и 3) сравнения модельного потока релятивистских (>2 МэВ) электронов с усредненными экспериментальными данными на ГСО КА «GOES», вычисляя величину эффективности предсказания (prediction efficiency) точности предложенной модели PE.

Математическая модель

Используя [12], предположим для первого приближения, что, например, в течение одних суток на ГСО $Kp \approx$ const, тогда получается следующее уравнение математической модели

$$\frac{dj_{\perp}}{dt} + \left(\frac{\Omega \varphi_2 L^3 \cos(\Omega t + \phi)}{2\varphi_0} \right) j_{\perp} = 0 , \qquad (1)$$

где $j_{\perp}$ - перпендикулярный дифференциальный поток заряженных частиц, t - местное время (local time) LT вдоль ГСО, L - параметр МакИлвейна, $\Omega = \frac{2\pi}{24}$ - угловая скорость вращения Земли в 1/ч; $\varphi_0 = 92$ кВ, а ϕ = const будет определяться из сопоставления с экспериментальными данными на ГСО (L = 6,6).

Зависимость φ_2, измеренная в кВ, от геомагнитной активности, т.е. от $Kp \equiv Kp(t)$ - индекса, определяется по формуле [13]

$$\varphi_2 = \frac{0{,}045}{\left(1 - 0{,}16Kp + 0{,}01Kp^2\right)^3} . \qquad (2)$$

Уравнение (1) решается аналитически

$$j_{\perp}(t) = j_{\perp 0} \exp\left(-\frac{\varphi_2 L^3}{2\varphi_0} \left[\sin(\Omega t + \phi) - \sin\phi \right] \right). \qquad (3)$$

Здесь, $j_{\perp 0}$ - перпендикулярный дифференциальный поток заряженных частиц при t = 0, т. е. когда местное время вдоль ГСО LT = 0 ч в полночь.

Дополнительно найдем перпендикулярный интегральный поток заряженных частиц. Для этого надо проинтегрировать перпендикулярный дифференциальный поток $j_{\perp}(t)$ по энергии от какого-то значения энергии (например, E = 2 МэВ) до бесконечности (в идеале) или до очень большого значения энергии. Так как левая часть и правая часть уравнения (3) не зависят от энергии, интегрирование (3) по энергии слева и справа дает одну и ту же константу. В итоге, получаем зависимость перпендикулярного интегрального потока заряженных частиц $J(>E)_{\perp}(t)$ от местного времени LT вдоль ГСО

$$J(>E)_{\perp}(t) = J(>E)_{\perp 0} \exp\left(-\frac{\varphi_2 L^3}{2\varphi_0} \left[\sin(\Omega t + \phi) - \sin\phi \right] \right), \tag{4}$$

где $J(>E)_{\perp 0}$ - перпендикулярный интегральный поток заряженных частиц в полночь на ГСО (для LT = 0 ч).

Зная из экспериментальных данных зависимости $j_{\perp 0}$ и $J(>E)_{\perp 0}$ от Kp индекса геомагнитной активности, можно будет вычислять (прогнозировать) перпендикулярный дифференциальный поток $j_{\perp}(t)$ (3) и перпендикулярный интегральный поток заряженных частиц $J(>E)_{\perp}(t)$ (4) от местного времени LT вдоль ГСО, когда $Kp \approx$ const, например, в течение одних суток.

Если $Kp(t) \neq$ const и (2) $\varphi_2(t) \neq$ const (зависимость от t может быть сложной), получим, используя (1), следующие общие формулы для модельных (прогнозных) расчетов на ГСО и на любой круговой орбите КА

$$j_{\perp}(t) = j_{\perp 0} \exp \int_0^t \left(-\frac{\Omega \varphi_2(t) L^3}{2\varphi_0} \cos(\Omega t + \phi) \right) dt \tag{5}$$

и

$$J(>E)_{\perp}(t) = J(>E)_{\perp 0} \exp \int_0^t \left(-\frac{\Omega \varphi_2(t) L^3}{2\varphi_0} \cos(\Omega t + \phi) \right) dt \,. \tag{6}$$

Обычно в реальной жизни планетарный трехчасовой (в силу своего определения) Kp индекс геомагнитной активности зависит разным образом от времени. Этот индекс уже хорошо прогнозируется на сутки, а иногда и на несколько суток вперед. Поэтому чаще всего для прогноза надо использовать формулы (5) и (6), хотя бы, вероятно, для определения тренда, основанного на физической модели, во временном развитии потока заряженных частиц при использовании других моделей или при сравнении с другими моделями или подходами к прогнозированию потоков, например, на ГСО [1-9].

Экспериментальные данные и расчеты

Как экспериментальные данные используются наблюдения с КА «GOES» потоков релятивистских (с энергией больше 2 МэВ) электронов, усредненные по местному часу LT вдоль ГСО с 1995 г. по 2009 г. [9]. На рис. 1 эти данные показаны кружочками и хорошо видно, что распределение усредненного интегрального потока релятивистских электронов $J(>2МэВ)(t)$ от местного времени LT вдоль ГСО имеет максимум около полудня (между 1100 и 1200 LT) и наблюдается минимум потока около полночи (между 2300 и 0000 LT). Средняя величина этого распределения потока – это суточная средняя величина, которая может быть значительно меньше, чем максимальный поток, встречаемый на ГСО [9].

Для сравнения с результатами расчетов будем предполагать, что с хорошей точностью усредненный интегральный поток релятивистских электронов приблизительно равен перпендикулярному (α = 90°) усредненному интегральному потоку релятивистских электронов, т.е. на рис. 1 кружочки - это $J(>2МэВ)(t) \approx J(>2МэВ)_{\perp}(t)$.

Затем из сопоставления зависимости (4) с экспериментальными данными на ГСО (рис. 1) находим для модельного максимума потока в 1200 LT, что величина $\phi = \pi/2$, а $J(>2МэВ)_{\perp 0} \approx$ 762 электрона/(см^2 с стер). Отсюда получается окончательная аналитическая зависимость для усредненного перпендикулярного интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, когда $Kp \approx$ const, например, в течение одних суток

$$J(>2МэВ)_{\perp}(t) = J(>2МэВ)_{\perp 0} \exp\left(-\frac{\varphi_2 L^3}{2\varphi_0}\left[\cos(\Omega t)-1\right]\right), \quad (7)$$

где $\Omega = \frac{2\pi}{24}$ - угловая скорость вращения Земли в 1/ч, а t - это местное время LT вдоль ГСО в часах.

Чтобы найти усредненное значение Kp индекса геомагнитной активности по экспериментальным данным (например рис. 1), надо сначала найти отношение максимального потока $J(>2МэВ)_{\perp}(12)$ к минимальному потоку $J(>2МэВ)_{\perp}(0) \equiv J(>2МэВ)_{\perp 0}$, используя формулу (7)

$$\frac{J(>2МэВ)_{\perp}(12)}{J(>2МэВ)_{\perp 0}} = \exp\left(\frac{\varphi_2 L^3}{\varphi_0}\right). \quad (8)$$

Далее, из формулы (8) определяем φ_2

$$\varphi_2 = \frac{\varphi_0}{L^3} \ln \frac{J(>2МэВ)_{\perp}(12)}{J(>2МэВ)_{\perp 0}}, \quad (9)$$

а потом, используя (2), Kp индекс геомагнитной активности.

По экспериментальным данным на рис. 1 максимальный поток $J(>2МэВ)_{\perp}(12) \approx$ 4100 электронов/(см^2 с стер), поэтому формула (9) дает $\varphi_2 \approx$ 0,5385 кВ или усредненное за сутки $Kp \approx$ 5,2215 (по Международной классификации примерно Kp = 5+). Именно усредненное значение Kp,

так как учитывались потоки релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ, усредненные по местному часу LT на ГСО примерно за 15 лет с 1995 г. по 2009 г. [9].

Теперь известно все необходимое для того, чтобы по формуле (7) построить сплошную кривую для сопоставления с экспериментальными данными на рис. 1.

Ясно видно, что даже для первого приближения (7) наблюдается очень хорошее согласие, особенно с 0000 LT до 1100 LT и с 1800 LT до 2400 LT. Чтобы это количественно оценить, используем формулу [9], позволяющую определять величину эффективности предсказания (prediction efficiency) PE точности модели. После расчетов для всего диапазона от 0000 до 2400 LT вдоль ГСО величина эффективности предсказания точности предложенной модели получена PE = 0,963. А для диапазонов от 0000 до 1100 LT и от 1800 до 2400 LT величина эффективности предсказания получилась еще больше PE = 0,987. В пределе PE = 1, но это могло бы быть тогда, когда все предсказанные в модели величины будут равны соответствующим измеренным величинам.

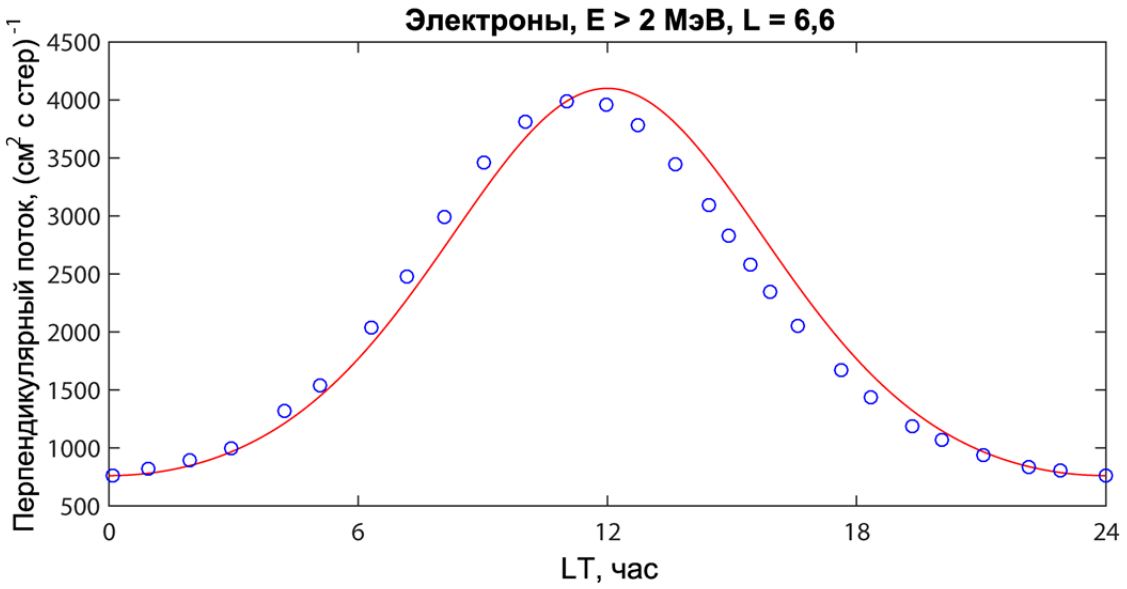


Рис. 1. – Кружочками показан по данным КА «GOES» интегральный поток релятивистских электронов $J(>2МэВ)(t)$, усредненный по местному часу LT вдоль ГСО с 1995 г. по 2009 г.. Сплошная линия – это модельный (по формуле (7)) перпендикулярный (питч-угол α = 90°) интегральный поток релятивистских электронов $J(>2МэВ)_{\perp}(t)$ в зависимости от местного времени LT вдоль ГСО.

Надо заметить, учитывая (3), что формула (8) справедлива и для отношения аналогичных дифференциальных потоков. Таким образом, получается очень интересная нелинейная зависимость, когда примерно в течение одних суток Kp = const или $Kp \approx$ const. Так как правая часть (8) не зависит от энергии заряженных частиц, эту теоретическую зависимость от Kp индекса можно назвать «идеальной» или «универсальной» для прогнозирования [12]. Возможно, она будет предельной для оценки отношения потоков.

Выводы

1) Предложена математическая модель, описывающая аналитически (когда Kp = const или $Kp \approx$ const) и численно (если $Kp(t) \neq$ const) перпендикулярные дифференциальные и интегральные потоки релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на геостационарной (геосинхронной) орбите в магнитосфере Земли, а также на любой круговой орбите в зависимости от местного времени LT на орбите и Kp – индекса геомагнитной активности.

2) Как экспериментальные данные использованы наблюдения с КА «GOES» потоков релятивистских (с энергией больше 2 МэВ) электронов, усредненные по местному часу LT вдоль ГСО с 1995 г. по 2009 г.. При сопоставлении с усредненными экспериментальными данными перпендикулярного интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, когда $Kp \approx$ const, например, в течение одних суток, наблюдается очень хорошее согласие, особенно с 0000 LT до 1100 LT и с 1800 LT до 2400 LT.

3) Для всего диапазона от 0000 до 2400 LT вдоль ГСО величина эффективности предсказания точности предложенной модели получена PE = 0,963. А для диапазонов от 0000 до 1100 LT и от 1800 до 2400 LT величина эффективности предсказания PE = 0,987.

4) Предложена аналитическая формула для определения модельного (прогнозируемого) отношения максимального интегрального потока (в полдень) к минимальному интегральному потоку (в полночь) в зависимости от Kp индекса геомагнитной активности на ГСО.

Список литературы

1. Li, X., M. Temerin, D.N. Baker, G.D. Reeves, and D. Larson (2001), Quantitative prediction of radiation belt electrons at geostationary orbit based on solar wind measurements. *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1887-1890.
2. Li, X. (2004), Variations of 0.7-6.0 MeV electrons at geosynchronous orbit as a function of solar wind. *Space Weather*, vol. 2, S03006, doi: 10.1029/2003SW000017.
3. Turner, D.L., X. Li (2008), Quantitative forecast of relativistic electron flux at geosynchronous orbit based on low-energy electron flux. *Space Weather*, vol. 6, S05005, doi: 10.1029/2007SW000354.
4. Ukhorskiy, A.Y., M.I. Sitnov, A.S. Sharma, B.J. Anderson, S. Ohtani, and A.T.Y. Lui (2004), Data-derived forecasting model for relativistic electron intensity at geosynchronous orbit. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 31, L09806, doi: 10.1029/2004GL019616.
5. Fok, M.-C., R.B. Horne, N.P. Meredith, and S.A. Glauert (2008), Radiation Belt Environment model: Application to space weather nowcasting. *J. Geophys. Res.*, vol. 113, A03S08, doi: 10.1029/2007JA012558.
6. Lyatsky, W., and G.V. Khazanov (2008), A predictive model for relativistic electrons at geostationary orbit. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 35, L15108, doi: 10.1029/2008GL034688.
7. Ling, A.G., G.P. Ginet, R.V. Hilmer, and K.L. Perry (2010), A neural network-based geosynchronous relativistic electron flux forecasting model. *Space Weather*, vol. 8, S09003, doi: 10.1029/2010SW000576.
8. Efitorov, A.O., I.N. Myagkova, and S.A. Dolenko (2016), Prediction of maximum daily relativistic electron flux at geostationary orbit by adaptive methods. *Problems of Geocosmos: Proc. 11th Int. School-conf.* St. Petersburg: SPbU, pp. 206-212.
9. Turner, D.L., X. Li, E. Burin des Roziers, and S. Monk (2011), An improved forecast system for relativistic electrons at geosynchronous orbit. *Space Weather*, vol. 9, S06003, doi: 10.1029/2010SW000647.
10. Borovsky, J.E., R.H.W. Friedel, and M.H. Denton (2014), Statistically measuring the amount of pitch angle scattering that energetic electrons undergo as they drift across the plasmaspheric drainage plume at geosynchronous orbit. *J. Geophys. Res.*, vol. 119, 1814-1826, doi: 10.1002/2013JA019310.

11. Borovsky, J.E., T.E. Cayton, M.H. Denton, R.D. Belian, R.A. Christensen, and J.C. Ingraham (2016), The proton and electron radiation belts at geosynchronous orbit: Statistics and behavior during high-speed stream-driven storms. *J. Geophys. Res.*, vol. 121, 5449-5488, doi: 10.1002/2016JA022520.
12. Смолин С. В. Моделирование потока релятивистских электронов на геостационарной орбите в магнитосфере Земли // *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*. – 2018. - № 2. – С. 75-85.
13. Nishida A. *Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere*. N.Y.: Springer-Verlag, 1978, 301 p.

Перспективы мониторинга электрического поля атмосферы на полуострове камчатка для выявления атмосферно-электрических эффектов от вулканических извержений

Н. В. Чернева[(1)], П. П. Фирстов[(1,2)], Р. Р. Акбашев[(2)], Е. И. Малкин[(1)]

1 - Институт космофизических исследований и распространения радиоволн (ИКИР) ДВО РАН, 684034, Россия, Камчатский край, п. Паратунка, ул. Мирная, 7, Телефон: 89147805289, e-mail: nina@ikir.ru;
2 - Камчатский филиал Федерального исследовательского центра «Единая геофизическая служба РАН» (КФ ФИЦ ЕГС РАН), 683006, Россия, г. Петропавловск-Камчатский, бульвар Пийпа, 9, e-mail: firstov@emsd.ru

Аннотация.

Одной из локальных особенностей ЭПА на полуострове Камчатка являются вулканические молнии и аэроэлектрические структуры, возникающие при извержениях вулканов. Во время возникновения и формирования эруптивного облака происходит его электризация, что приводит к возникновению многочисленных молний. В работе дано сравнение суточных ходов градиента потенциала (V') ЭПА пунктов регистрации, расположенных в центральной части Камчатки с обсерваторией «Паратунка. Дано описание случаев отклика в динамике V'ЭПА на прохождение эруптивных облаков, возникающих во время эксплозивных извержений вулкана Шивелуч. Регистрация сигналов, возникающих при прохождении эруптивных облаков, может быть включена в комплекс наблюдений за вулканическими извержениями. Приведен план создания на Камчатке сети пунктов для регистрации атмосферно-электрических эффектов.

Ключевые слова: эксплозивная активность, вулканическая молния, атмосферное электрическое поле, градиент потенциала

Введение

Электрическое поле атмосферы (ЭПА) является чутким индикаторам высокоэнергетических процессов, происходящих как в атмосфере, так и в литосфере [1]. На основании многолетних наблюдениях на обсерватории ИКИР ДВО РАН «Паратунка» разработана феноменологическая модель локального электрического поля атмосферы (ЭПА) с учетом основных процессов, воздействующих на приземный слой атмосферы [2]. Вариации параметров ЭПА ограничиваются не только облачными структурами и грозовыми разрядами, которые, в основном, формируют глобальную электрическую цепь [3]. Эксплозивная активность вулканов Камчатки, при которой в атмосферу выбрасывается вулканический пепел, образующий эруптивные облака, является одним из локальных источников аэроэлектрических структур, в которых происходит генерация «вулканических молний». Вулканические шлейфы, простирающиеся в некоторых случаях на сотни километров, несут мощный электрический заряд, который может регистрироваться приборами наземного базирования. Контролируя E_Z ЭПА в приземном слое, можно обнаруживать присутствие эруптивных облаков, даже слабонасыщенных аэрозольными частицами мелкодисперсного пепла [4]. Вопросами электризации эруптивных облаков при извержениях вулканов занимались многие исследователи. В самых ранних работах [5], посвященных электризации вулканических облаков, показано, что частицы вулканического пепла при извержении получают значительный, как положительный, так и отрицательный заряд, при этом E_Z ЭПА могла достигать значительных величин. При извержении

вулкана Акита-Яке-Яма (Япония) на удалении 250 км зарегистрировано значение E_Z ЭПА равное 1.2 кВ/м. В работах [4, 6] показано, что большую роль на первом этапе в электризации эруптивных облаков имеет процесс фрагментации (разрушения) магмы. На втором этапе происходит разделение частиц разных размеров в эруптивной колонне и в образующемся затем эруптивном шлейфе. Это приводит к их разнополярному заряжению и пространственному разделению зарядов в эруптивной колонне и в области пеплопада под шлейфом эруптивного облака. В первом случае разделение обусловлено газодинамическим сопротивлением при инжекции газо-пепловой струи в атмосферу, а во втором в результате гравитационной дифференциации. Не исключено, что большой вклад среди множества физических и физико-химических процессов возникновения и разделения зарядов в вулканическом облаке вносят термоэлектронная эмиссия и термоэлектричество.

В данной работе приводятся некоторые данные по регистрации $V'=E_Z$ ЭПА при прохождении эруптивных облаков на полуострове Камчатка и рассмотрены перспетивы дальнейшего изучения атмосферно-электрических эффектов от вулканических извержений на полуострове Камчатка (Россия).

Аппаратура и система наблюдения

В настоящее время на полуострове Камчатка имеются два пункта регистрации естественных электромагнитных импульсов (ЭМИ), осуществляющих прием и регистрацию сигналов в ОНЧ диапазоне. Приемно-регистрирующая аппаратура расположена в пунктах «Карымшина» (KRMI) и «Паратунка» (PRTI). На обсерватории мониторинг грозовых разрядов осуществляется ОНЧ-пеленгатором входящим в сеть WWLLN (http://www.wwlln.com/). Он состоит из двух перпендикулярно расположенных рамочных антенн, ориентированных в направлениях север – юг и восток-запад, и штыревой антенны. ОНЧ-пеленгатор позволяет регистрировать электромагнитные излучения от региональных гроз и определять азимут их прихода. В пункте «Карымшина» (рис.1) ведется регистрация слабых шумовых электромагнитных излучений, превышающих уровень аппаратурных шумов по магнитной составляющей -·10-7нТ/Гц0.5, по электрической - 6·10-8 В/(м·Гц0.5); в пункте «Паратунка» - мощных импульсных излучений от гроз по пороговому уровню 1 В/м [7]. Планируется установить на сейсмических станциях Камчатского филиала Федерального исследовательского центра «Единая геофизическая служба РАН» (КФ ФИЦ ЕГС РАН) в пунктах «Козыревск» (KZYI), «Ключи» (KLYI) и «Крутоберигово» (KRBI) регистраторы ЭМИ в диапазоне ОНЧ. Градиент потенциала (V') АЭП регистрируется на обсерватории ИКИР ДВО РАН «Паратунка» (PRTG) с 1992 г. [8]. В настоящее время на обсерватории параллельно работают два флюксметра «Поле-2» и CS110, обеспечивающие регистрацию V' АЭП в динамическом диапазоне ± 2000 В/м. На сейсмических станциях КФ ФИЦ ЕГС РАН в пунктах «Карымшина» (KRMG), «Ключи» (KLYG), «Козыревск» (KZYG) работают три флюксметра ЭФ-4 [9]. Последние два пункта расположены в центральной части полуострова Камчатка вблизи Северной группы вулканов, где располагаются самые активные вулканы Камчатки (Шивелуч, Ключевской, Безымянный). Эти пункты позволяют, на

ряду, с традиционными задачами атмосферного электричества (изучение унитарной вариации и т.д.), детально изучить атмосферно-электрические эффекты, возникающие во время эксплозивных извержений вулканов при формировании и распространении эруптивных, газо-пепловых облаков вблизи пунктов наблюдений [10,11].

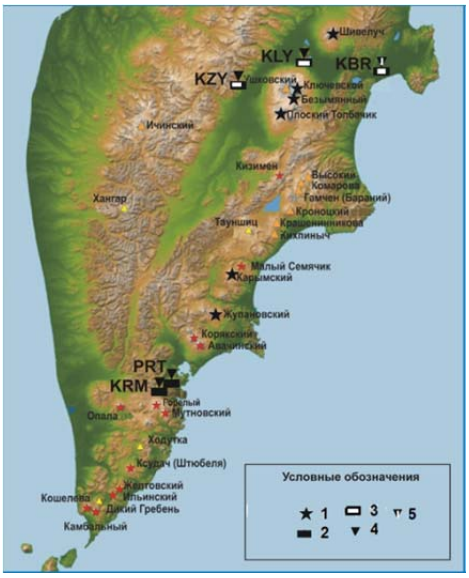


Рис. 1. – Схема расположения действующих вулканов Камчатки и пунктов регистрации атмосферно-электрических эффектов как действующих, так и планируемых. 1- действующие вулканы; 2-действующие, 3- планируемые пункты регистрации E_Z АЭП; 4-действующие, 5-планируемые пункты регистрации ЭМИ.

Особенности суточного хода *V' ЭПА* на полуострове Камчатка

За полученный период данных было проведено сравнение суточных ходов градиента потенциала (*V'*) ЭПА пунктов регистрации, расположенных в центральной части Камчатки с континентальным климатом с обсерваторией «Паратунка», расположенной на Восточном побережье полуострова Камчатка. Для выделения унитарной вариации (UT-вариаций) в пункте KZYG выбирались сутки, отвечающие условиям «хорошей погоды» (ветер 5-7 м/с, без осадков). Далее суточные данные (зарегистрированные с частотой дискретизации 100 Гц) обрабатывались с помощью интерактивной программы «DIMAS». Производилось усреднение с окном 100 минут с последующей децимацией до одного замера в 10 минут. Выбранный массив данных был сгруппирован по сезонам года (рис.2). В зимний и осенний сезон кривые для двух лет (2014 и 2015 гг.) имеют слабую корреляцию. В то время как для весеннего и осеннего периодов характерна устойчивая корреляция (рис.2). Для зимнего сезона минимум приходится на ~ 7 часов, а максимум на 16-20 часов (рис. 2а). Для остальных сезонов минимум приходится на 4-5 часов максимум на 18-19 часов (рис. 2б, в, г). Действительно в центральной части Камчатки достаточно уверенно выделяется UT вариация.

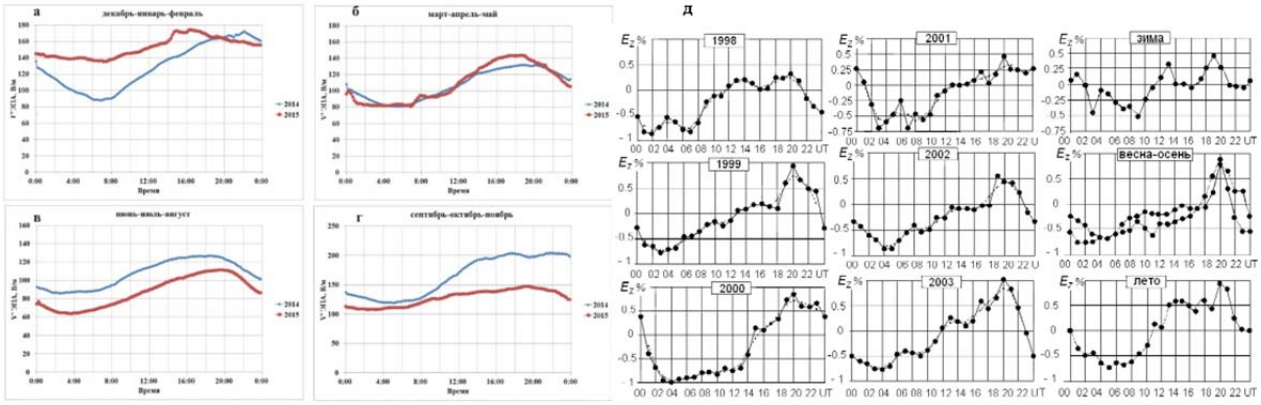


Рис. 2. –Усредненные графики суточного хода *V′* ЭПА за 2014 и 2015 гг.: а – 1 квартал; б – второй квартал; в – третий квартал; г – четвертый квартал; д - усредненный суточный ход E_Z для дней с УХП в годы 1998-2003 гг. и усредненный по всем годам суточный ход E_Z для различных сезонов времени года [8].

Средние сезонные значения V′ ЭПА для суточного хода приведены в табл. 1. Так же как и для обсерватории «Паратунка», расположенной на восточном побережье Камчатки, наименьшие значения *V'* ЭПА характерны для летнего и весеннего сезонов (90-110 В/м), а максимальные для зимнего и осеннего сезонов.

Сезонная зависимость *V'* ЭПА обусловлена стоком радона в приземный слой атмосферы за счет уменьшения проницаемости верхнего слоя грунта в зимний период. Это приводит к уменьшению ионизации приземного слоя за счет уменьшения стока радона в атмосферу.

Отклик в поле *V′ ЭПА* при прохождении эруптивных облаков от эксплозивных извержений вулкана Шивелуч

В период 2014-2017 гг. непрерывных наблюдений за вариациями *V′* ЭПА зарегистрировано три случая, когда эруптивные облака от эксплозий вулкана Шивелуч прошли вблизи пунктов регистрации V′ ЭПА (табл. 2), чему способствовали условия хорошей погоды и соответствующее направление ветра.

Через 1 час и 46 мин после извержения вулкана Шивелуч 16.11.2014 г. в 10:181* на записи *V′* ЭПА в пункте KZYG выделяются четкие вступления двух аномалий (12 ч 04 мин и 13 ч 10 мин) общей длительностью ~1.5 часа. Поведение метеорологических величин для этого периода было без сильных вариаций, что говорит об условиях хорошей погоды (УХП) При этом в максимуме значение V′ ЭПА достигает +70 В/м (рис.3, а). Наличие УХП дает основание рассматривать вариации *V′* ЭПА как следствие электризации эруптивного шлейфа, траектория которого проходила в 25 км восточнее пункта KZYG на высоте (9-10 и 12 км) [11].

1 * Здесь и далее время *UT*

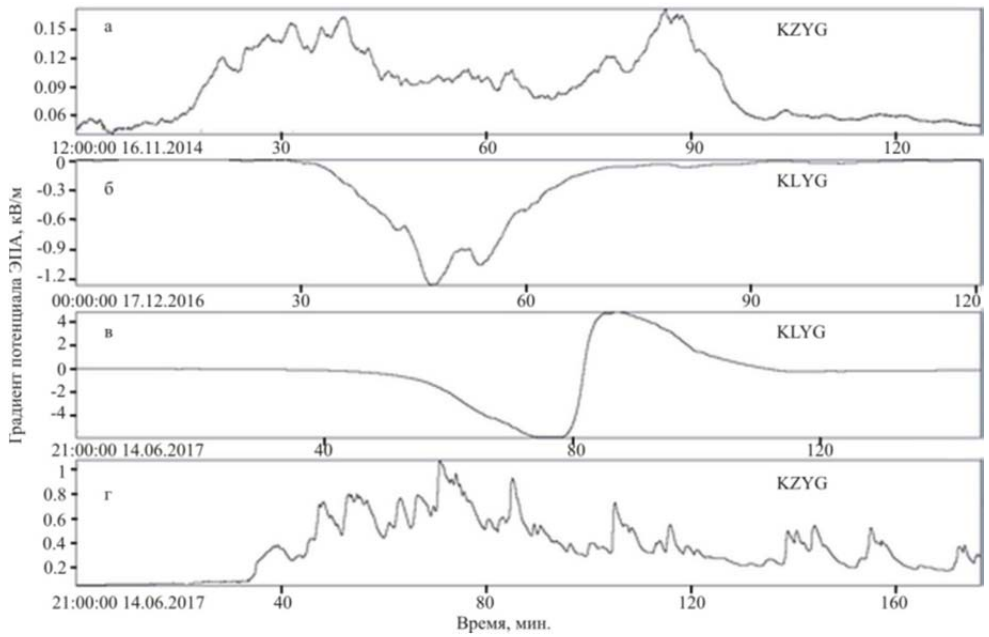


Рис. 3. – Отклик *V′* ЭПА, зарегистрированный на флюксметрах наземного базирования при прохождении эруптивных облаков от эксплозивных извержений вулкана Шивелуч: а – *KZYG,* 14.12.2014 г.; б – KLYG, 16.12.2016 г.; в – KLYG, *14.06.2017 г.* ; г – *KZYG, 14.06.2017 г.*

В 16 декабря 2016 г. 22:31 на в. Шивелуч произошло эксплозивное извержение, для которого на основании интенсивности сейсмического сигнала высота эруптивного облака оценивается в 5.6 км н.у.м. Спустя ~ 2 часа в поселке Ключи, расположенном южнее в 48 км от вулкана Шивелуч по азимуту 30°, был зарегистрирован пеплопад интенсивностью 20 г/м^2.

Выпавший пепел был представлен мелкой фракцией, которая распространялась на высотах 2.5÷3.0 км в южном - юго-западном направлении в соответствии с ветровой стратификацией. В то время как на высотах более 5 км эруптивное облако распространялось в западном – юго-западном направлении, что было зафиксировано спутниковыми снимками. Выпадения пепла в п. Ключи сопровождалось резким уменьшением V'ЭПА, значение которого в пике составило -1230 В/м и длительностью примерно 45 минут (рис. 3,б). Такой отклик V'ЭПА свидетельствует о том, что пепловое облако, представленное мелкой фракцией, несло мощный отрицательный заряд.

При извержении вулкана Шивелуч 14 июня 2017 г. наблюдалось удачное сочетание направления ветра и условий хорошей погоды, позволившие зарегистрировать вариации *V′* ЭПА при прохождении эруптивного облака в поселках Ключи и Козыревск.

На основании записи сейсмического сигнала РТСС SMK высота эруптивного облака оценивается в 12 км н.у.м. Характер записи сейсмического и акустических сигналов указывают на взрывной характер извержения. По сравнению с предыдущим во время этого извержения в атмосферу было выброшено значительно больше пепла, на что указывают большие значения V′ ЭПА в обоих пунктах KLY и KZY (рис.3, в,г). Время прихода сигнала, при его длительности один час и пятнадцать минут в пункт KLY, согласуется как с ветровой стратификацией атмосферы, полученной по

высотному балонному зондированию атмосферы в пос. Ключи, так и с анализом спутниковых снимков (HIMAWARI-8), по которым определено кольцевое формирование эруптивной тучи диаметром 70 км в первый час после извержения.

Значительное количество пепла, выпавшего в пункте KLY на расстоянии 45 км от вулкана ~300 г/м^2, согласуется с большим размахом амплитуды биполярного сигнала -5<V'ЭПА<6 кВ/м (рис. 3, в). Согласно базовым моделям [12], по форме сигнала можно предположить, что заряд эруптивного облака представлял собой горизонтальный диполь, ось которого ориентирована вдоль движения. При выпадении более крупных частиц пепла регистрировался отрицательный V′ ЭПА, а затем фиксировалось прохождение аэрозольной составляющей, имеющий положительный заряд.

Однополярный сигнал от шлейфа эруптивного облака в KZY, так же как и в первом случае, имел положительный заряд. Продолжительность аномалии была более трех часов с V'max = 1000 В/м (рис. 3, г).

Таблица 1. Среднее сезонные значения V′ ЭПА для суточного хода

сезон	зима		весна		лето		осень	
год	2014	2015	2014	2015	2014	2015	2014	2015
V′ ЭПА, В/м	142	165	121	122	107	87	177	141
σ, В/м	28	12	18	23	15	17	34	13

Таблица 2. Параметры сигналов V'ЭПА, зарегистрированных в пунктах наземного базирования при прохождении эруптивных облаков от извержений вулкана Шивелуч.

№	Дата	t_0	KZYG			KLYG			
			полярность	*V', В/м*	Δt, мин.	полярность	*V', В/м*	Δt, мин.	δ, гр/м^2
1	14.12.2014	10:17:55	+	170	85	Пункт не работал			
2	16.12.2016	22:31:32	Облако прошло мимо			–	-1249	51	20
3	14.06.2017	16:26:37	+	+1082	140	– +	–5877 +4820	40 34	~300

Примечание. t_0 –время начала извержения, $_{\Delta}$t- длительность сигнала, δ- количество пепла на 1 кв. м..

Выводы

Эксплозивные извержения вулканов полуострова Камчатка являются естественным фактором, который приводит к возникновению электрических структур локального масштаба. В некоторых работах [9-11], изучалась электризация вулканических облаков, но в настоящее время механизм этих сложных электрических образований достаточно полно не изучен. Поэтому авторы надеются, что регистрация *V′* ЭПА в районе Северной группы вулканов, где часто происходят извержения, позволит получить значительный объем экспериментального материала, который даст возможность исследовать формы сигнала и его связь с генезисом вулканических эксплозий.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-35-00175\18.

Список литературы

1. Чернева Н.В., Фирстов П.П. Влияние метеорологических факторов на электрические параметры нижней атмосферы // Метеорология и гидрология. – 2013. – № 3. – С. 56–65.
2. Пономарев Е.А., Чернева Н.В., Фирстов П.П. Формирование локального электрического поля атмосферы// Геомагнетизм и аэрономия. – 2011. – Т. 51. – № 3. – С. 405-411.
3. Williams, E. R. (2009), The global electrical circuit: A review, *Atmospheric Research*, 91, 140–152.
4. Mather, T. A. and Harrison, R. G. (2006), Electrification of volcanic plumes, *Surv. Geophys.*, 27, 387–432, doi:10.1007/s10712-006-9007-2, 2006.
5. Hatakeyama H., Uchikawa K. (1951), On the Disturbance of the Atmospheric Potential Gradient caused by the Eruption-smoke of the Volcano Aso . *J. Met. Soc. Japan.*, V. 21. P. 84-89.
6. Руленко О.П., Токарев П.И. Атмосферно-электрические эффекты Большого трещинного Толбачинского извержения в июле-октябре 1975 г. // Бюл. вулканостанции. – 1979. – № 56. – С. 96-102.
7. Дружин Г.И., Чернева Н.В., Мельников В.Н. Гроза в районе полуострова Камчатка по данным наблюдений за ОНЧ-излучением // Метеорология и гидрология. – 2011. – №7. – С. 32-38.
8. Чернева Н.В., Фирстов П.П. Формирование локального электрического поля атмосферы на Камчатке под действием природных процессов. – Владивосток: Дальнаука, 2018. – 128 с.
9. Akbashev R.R., Firstov P.P., Cherneva N.V. (2018), Recording of atmospheric electric field potential in the central part of Kamchatka peninsula //*E3S Web of Conf.* 62, 02013.
10. Shevtsov B.M., Firstov P.P., Cherneva N.V., Holzworth R.H., Akbashev R.R. (2016), Lightning and electrical activity during the Shiveluch volcano eruption on 16 November 2014. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, 16, 871–874.
11. Фирстов П.П., Акбашев Р.Р., Холзворт Р., Чернева Н.В., Шевцов Б.М. Атмосферно-электрические эффекты во время эксплозии вулкана Шивелуч 16 ноября 2014 г. // Известия РАН, ФАО. – 2017. – Т.53. – № 1. – С. 29–37.
12. Чернева Н.В., Пономарев Е.А., Фирстов П.П., Бузевич А.В. Базовые модели источников вариаций вертикальной компоненты атмосферного электрического поля // Вестник КРАУНЦ. Науки о Земле. – 2007. – № 2 (10). – С. 60-64.

Материалы
12-й международной школы-конференции
ПРОБЛЕМЫ ГЕОКОСМОСА

Санкт-Петербург, Петергоф

8–12 октября 2018 г.

Ответственные редакторы:
Н. Ю. Бобров, Н. В. Золотова, А. А. Костеров, Т. Б. Яновская

Компьютерная вёрстка: А. В. Карагодин

Подготовлено к печати 08.12.2018. Формат 70 × 100 1/16.
Бумага офсетная. Гарнитура Times. Усл. печ. л. 43,55. Заказ № 748.

Отпечатано в Издательстве ВВМ.
198095, Санкт-Петербург, ул. Швецова, 41.