



Российская Академия Наук

ТРУДЫ

Кольского научного центра РАН

5/2018(9)

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 4

Апатиты
2018

Российская Академия Наук

5/2018 (9)

издается с декабря 2010 г.

УДК 550.3

ISSN 2307-5252

ТРУДЫ

Кольского научного центра

Главный редактор:
чл.-корр. РАН, проф. С. В. Кривовичев

Заместитель главного редактора:
д. т. н. В. А. Маслобоев

Редакционный совет:
академик Г. Г. Матишов,
чл. - корр. В. К. Жиров,
чл. - корр. А. И. Николаев,
д. э. н. Ф. Д. Ларичкин
д. т. н. В. А. Путилов,
д. ф. - м. н. Е. Д. Терещенко,
к. г.-м. н. А. Н. Виноградов (отв. секретарь)

Редколлегия серии «Гелиогеофизика»:
д. ф.-м. н. В. Е. Иванов (отв. ред.),
д. ф.-м. н. А. А. Намгаладзе,
д. ф.-м. н. О. И. Шумилов,
д. ф.-м. н. И. В. Мингалев,
к. ф.-м. н. Я. А. Сахаров,
к. ф.-м. н. Ю. В. Федоренко,
к. ф.-м. н. О. В. Мингалев,
к. ф.-м. н. В. Б. Белаховский

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 4

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5

Научное издание

Технический редактор: В. Ю. Жиганов

Подписано к печати 04.09.2018. Формат бумаги 70×108 1/16.

Усл. печ. л. 18.55. Заказ № 45. Тираж 500 экз.

Издательство ФГБУН ФИЦ КНЦ РАН

184209, г. Апатиты, Мурманская область, ул. Ферсмана, 14

www.naukaprint.ru

184209, Мурманская область, г. Апатиты, ул. Ферсмана,
14, Кольский научный центр РАН

Тел.: (81555) 79393, 79380, факс: (81555) 76425

E-mail: admin@admksk.apatity.ru, <http://www.kolasc.net.ru>

© Полярный геофизический институт, 2018

© Кольский научный центр Российской академии наук, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ	
А.Г. Яхнин, Т.А. Яхнина, С.А. Черняева	Взаимосвязь конфигурации ночной магнитосферы с параметрами солнечного ветра и геомагнитной активностью 9
В.Г. Воробьев, Я.А. Сахаров, О.И. Ягодкина, А.А. Петрукович, В.Н. Селиванов	Геоиндуцированные токи и их связь с положением западной электроструи и границами авроральных высыпаний..... 16
В.А. Пилипенко, В.Б. Белаховский, Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов	Воздействие магнитной бури 7-8 сентября 2017 года на электроэнергетическую систему..... 29
В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов	Воздействие импульсных возмущений геомагнитного поля на рост геомагнитно- индуцированных токов в линиях электропередач..... 36
Т.А. Попова, А.А. Любич, А.Г. Демехов, А.Г. Яхнин	Питч-угловая диффузия энергичных протонов при их взаимодействии с ЭМИЦ волнами: сравнение результатов расчетов с данными спутников THEMIS и NOAA/POES..... 45
В.К. Ролдугин, А.В. Ролдугин	Глобальное распределение пульсаций P_{c3-4} в событии 28 января 2012..... 53
А.С. Кириллов, В.Б. Белаховский	Расчет интенсивностей свечения полос первой и второй положительных систем молекулярного азота в атмосфере Земли во время высыпания релятивистских электронов..... 61
Ж.В. Дашкевич, В.Е. Иванов	Оценка эффективности каналов возбуждения атомов $O(^1S)$ и $O(^1D)$ в полярных сияниях..... 69

Е.А. Маурчев, Е.А. Михалко, А.В. Германенко, Ю.В. Балабин	Экспериментальные методы для проведения валидации результатов моделирования взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли...	76
--	---	----

Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин	Оценка влияния протонов солнечных космических лучей на скорость ионизации нижней атмосферы Земли во время события GLE по 61.....	82
-------------------------------	---	----

Е.А. Касаткина, О.И. Шумилов	Моделирование распространения инфразвуковых волн в атмосфере высоких широт от Витимского болида.....	87
---------------------------------	--	----

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД

О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко, А.С. Никитенко, Н.Г. Клейменова	Модель распространения авроральных шипений от области генерации до земной поверхности.....	97
---	--	----

С.А. Черноус, В.В. Алпатов, П.А. Будников, М.В. Филатов	Сопоставление положения аврорального овала и пространственно-временного распределения индекса флуктуаций ПЭС по данным сети станций радиотомографии ионосферы.....	108
--	--	-----

О.И. Ахметов, И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, З.В. Суворова, С.М. Черняков, В.Б. Белаховский	Влияние D-области ионосферы высоких широт на распространение электромагнитных сигналов с частотой 82 Гц во время солнечной вспышки 15.03.2013.....	117
---	--	-----

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

Б.В. Козелов	Фрактальный подход к описанию структуры аврорального свечения атмосферы.....	127
--------------	--	-----

А.А. Намгаладзе, Ю.А. Шаповалова, М.А. Князева	Исследование влияния смещения геомагнитных полюсов на термосферу и ионосферу Земли: постановка задачи.....	137
А.А. Намгаладзе, С.А. Парфенов, М.А. Князева, О.В. Золотов	Моделирование ионосферы и термосферы для марта 2013 года в полуэмпирическом и полностью самосогласованном вариантах глобальной модели UAM.....	146
О.И. Ахметов, И.В. Мингалиев, О.В. Мингалиев, З.В. Суворова	Влияние профиля проводимости литосферы на распространение электромагнитных сигналов СНЧ и КНЧ диапазонов в волноводе Земля- ионосфера в области высоких широт.....	157
О.В. Мингалиев, М.Н. Мельник	Численное решение краевых задач для уравнения Пуассона методом быстрого преобразования Фурье с использованием параллельных вычислений.....	165
К.Г. Орлов, И.В. Мингалиев, Е.А. Федотова	Использование технологии CUDA для решения задачи переноса теплового и солнечного излучения в атмосфере Земли.....	183
Е.А. Федотова, И.В. Мингалиев, К.Г. Орлов	Эталонные расчеты переноса солнечного излучения. Влияние облаков на нагрев.....	192
Ю.Н. Куликов	Моделирование химического состава атмосферы Марса. Предварительные результаты сравнения высотного профиля атомарного кислорода с данными измерений спектрометра SPICAM.....	202

Russian Academy of Sciences

5/2018 (9)

Published since 2010

UDC 550.3

ISSN 2307-5252

TRANSACTIONS

Kola Science Centre

Editor-in-Chief: S. V. Krivovichev,
Corr. Member of the RAS, Prof.

Deputy Editor-in-Chief:
V. A. Masloboev, Dr. Sc. (Engineering)

Editorial Council:

G. G. Matishov, Acad. of RAS,
V. K. Zhirov, Cor. Member of RAS,
A. I. Nikolaev, Cor. Member of RAS,
F. D. Larichkin, Dr. Sc. (Economics),
V. A. Putilov, Dr. Sc. (Engineering),
E. D. Tereshchenko, Dr. Sc.
(Physics and Mathematics),
A. N. Vinogradov, PhD.
(Geology and Mineralogy) –
Executive Secretary

HELIOGEOPHYSICS

Series 4

Editorial Board of Heliogeophysics Series:

V.E. Ivanov, Dr.Sc. (Physics and Math.),
Executive Editor,
A.A. Namgaladze, Dr.Sc.
(Physics and Math.),
O.I. Shumilov, Dr.Sc. (Physics and Math.),
I.V. Mingalev, Dr. Sc. (Physics and Math.),
Y.A. Sakharov, PhD (Physics and Math.),
Yu.V. Fedorenko, PhD
(Physics and Math.),
O.V. Mingalev, PhD (Physics and Math.),
V.B. Belakhovsky, PhD
(Physics and Math.)

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5

14, Fersman str., Apatity, Murmansk region, 184209, Russia
Tel. (81555) 79380. Fax: (81555) 76425
E-mail: admin@admksk.apatity.ru, <http://www.kolasc.net.ru>

© Polar Geophysical Institute, 2018
© Kola Science Centre of Russian Academy of Sciences, 2018

CONTENTS

	Page
PHYSICS OF THE SOLAR-TERRESTRIAL CONNECTIONS	
A.G. Yahnin, T.A. Yahnina, S.A. Chernyaeva	Relationship between the nightside magnetosphere configuration and parameters of the solar wind and geomagnetic activity..... 9
V.G. Vorobjev, Y.A. Sakharov, O.I. Yagodkina, A.A. Petrukovich, V.N. Selivanov	Geomagnetically induced currents and their relationship with locations of westward electrojet and auroral precipitation boundaries..... 16
V.A. Pilipenko, V.B. Belakhovsky, Ya. A. Sakharov, V.N. Selivanov	The impact of the 7-8 September 2017 geomagnetic storm on electro power system.. 29
V.B. Belakhovsky, V.A. Pilipenko, Ya. A. Sakharov, V.N. Selivanov	The influence of the impulse disturbances of geomagnetic field on a growth of geomagnetically induced currents in electric power lines..... 36
T.A. Popova, A.A. Lyubchich, A.G. Demekhov, A.G. Yahnin	Pitch-angle diffusion of energetic protons upon their interaction with EMIC waves: comparison of calculation results with THEMIS and NOAA/POES data..... 45
V.C. Roldugin, A.V. Roldugin	Global distribution of Pc3-4 pulsations during event on 28 January 2018..... 53
A.S. Kirillov, V.B. Belakhovsky	The calculation of emission intensities of first and second positive system bands of molecular nitrogen in the Earth's atmosphere during precipitations of relativistic electrons... 61
Zh.V. Dashkevich, V.E. Ivanov	The evaluation of efficiency of O(¹ S) and O(¹ D) excitation mechanisms in aurora..... 69

E.A. Maurchev, E.A. Mikhalko, A.V. Germanenko, Yu.V. Balabin	The experimental methods for validating the results of modeling the cosmic rays interaction with the Earth atmosphere.....	76
E.A. Maurchev, Yu.V. Balabin	Estimation of the effect of protons of solar cosmic rays on the ionization rate in the lower earth atmosphere during the GLE no 61 event.....	82
E.A. Kasatkina, O.I. Shumilov	Modeling of the infrasonic signal propagation in the high-latitude atmosphere from the Vitimsky fireball.....	87

RADIOPHYSICS METHODS OF THE NATURAL ENVIRONMENTS INVESTIGATION

O.M. Lebed, Yu.V. Fedorenko, A.S. Nikitenko, N.G. Kleimenova	Model of auroral hiss propagation from source region to the ground.....	97
S. A. Chernouss, V.V. Alpatov, P. A. Budnikov, M.V. Filatov	Comparison of the position of the auroral oval and the space-time distribution of the TEC fluctuation index according to data of the ionosphere radio tomography stations network.....	108
O.I. Akhmetov, I.V. Mingalev, O.V. Mingalev, Z.V. Suvorova, S.M. Chernyakov, V.B. Belakhovsky	D region influence of high latitude ionosphere on the spread of electromagnetic signals of frequency 82 and 820 Hz during a solar flash 15.03.2013.....	117

NUMERICAL METHODS AND INFORMATION TECHNOLOGIES IN GEOPHYSICS

B.V. Kozelov	Fractal approach to description of structure of the auroral luminosity.....	127
A.A. Namgaladze, Yu.A. Shapovalova, M.A. Knyazeva	A study of the geomagnetic poles displacement influence on the Earth's thermosphere and ionosphere: statement of problem.....	137

A.A. Namgaladze, S.A. Parfenov, M.A. Knyazeva, O.V. Zolotov	Modeling of the ionosphere and thermosphere for march 2013 in a semi- empirical and fully self-consistent version of the global model UAM.....	146
O.I. Akhmetov, I.V. Mingalev, O.V. Mingalev, Z.V. Suvorova	The lithospheric conductivity profile influence on electromagnetic SLF and ELF signals propagation in the high latitude Earth - ionosphere waveguide.....	157
O.V. Mingalev, M.N. Melnik	Numerical solution of boundary problems for the equations of Poisson by fast Fourier transform using parallel calculations.....	165
K.G. Orlov, I.V. Mingalev, E.A. Fedotova	The CUDA technology as applied to thermal and solar radiation transfer in the Earth's atmosphere.....	183
E.A. Fedotova, I.V. Mingalev, K.G. Orlov	Reference calculations of solar radiation transfer. Influence of clouds on heating.....	192
Yu.N. Kulikov	Modeling the chemical composition of the Martian atmosphere. Preliminary results of comparing the height profile of atomic oxygen with the observational data by the SPICAM spectrometer.....	202

ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.9-15
УДК 560.386

А. Г. Яхнин, Т. А. Яхнина, С. А. Черняева

ВЗАИМОСВЯЗЬ КОНФИГУРАЦИИ НОЧНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ С ПАРАМЕТРАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Аннотация

Широта границы изотропных потоков энергичных протонов, определяемая по данным низкоорбитальных спутников, является индикатором того, насколько сильно вытянуты в хвост магнитные силовые линии в околоземной ночной магнитосфере. На основе анализа взаимосвязи широты изотропной границы с параметрами солнечного ветра и индексами геомагнитной активности показано, что среди параметров, характеризующих взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой, максимальное влияние на конфигурацию ночной магнитосферы оказывает электрическое поле пересоединения. В то же время, конфигурация ночной магнитосферы влияет на геомагнитную активность сильнее, чем параметры солнечного ветра.

Ключевые слова:

изотропная граница, солнечный ветер, индексы геомагнитной активности.

A. G. Yahnin, T. A. Yahnina, S. A. Chernyaeva

RELATIONSHIP BETWEEN THE NIGHTSIDE MAGNETOSPHERE CONFIGURATION AND PARAMETERS OF THE SOLAR WIND AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

Abstract

The latitude of the isotropy boundary of energetic protons, which is determined from the data of low-orbiting satellites, depends on stretching of the nightside near-Earth magnetotail. On the basis of consideration of the relationship between the isotropic boundary and parameters of the solar wind and geomagnetic activity, it is shown that among the parameters characterizing the solar wind – magnetosphere interaction, the merging electric field has the strongest influence on the magnetotail configuration. At the same time, the magnetotail configuration affects the geomagnetic activity more strongly than the solar wind parameters.

Keywords:

isotropic boundary, solar wind, indices of geomagnetic activity.

Введение

Наклон магнитного поля на геостационарной орбите относительно экваториальной плоскости на ночной стороне характеризует вытянутость магнитных силовых линий в хвост магнитосферы и, соответственно, характеризует интенсивность тока поперек магнитосферы и близость его к Земле. В работе [1] было показано, что уменьшение широты границы изотропных потоков энергичных (>30 кэВ) протонов, определенной по данным

низкоорбитальных спутников NOAA POES, соответствует уменьшению вертикальной компоненты магнитного поля на геостационарной орбите и росту горизонтальной компоненты. Это означает, что наклон силовых линий коррелирует с широтой изотропной границы (ИГ) протонов. В работе [2] предложен индекс конфигурации силовых линий околоземной части хвоста магнитосферы (Magnetotail или MT-index):

$$MT = IB - A_1 \cdot [1 - \cos(\pi/12 (MLT - MLT_0))] \quad (1)$$

где IB и MLT – это широта и магнитное местное время наблюдения ИГ на спутнике; $A_1=4.3^\circ$ – это амплитуда суточной вариации широты ИГ; и $MLT_0=23.4$. Параметры A_0 и MLT_0 , были определены на основе ~2000 измерений широты ИГ по данным спутников NOAA POES. Таким образом, MT-индекс – это «приведенное» к предполуночному сектору положение изотропной границы для условий, в которых проходило определение реальной ИГ в каком-либо секторе MLT.

Авторы работ [3, 4] показали, что хорошим приближением для ИГ является широта максимума потока высыпавшихся протонов с энергиями 3-30 кэВ. В номенклатуре границ высыпаний заряженных частиц по данным спутников DMSP, введенной в работе [5] эта граница получила название b2i. Использование b2i вместо ИГ энергичных протонов имеет определенные преимущества. В частности, потому, что сотрудниками лаборатории прикладной физики университета Джона Хопкинса разработан алгоритм для автоматического определения границ высыпаний по данным DMSP и создана база данных таких границ, включающая, среди прочих, и b2i, за период с 1984 по 2015 г., который охватывает три цикла солнечной активности. Эта база позволяет, в частности, проводить статистические исследования, в которых параметр, характеризующий конфигурацию магнитосферы, может быть сопоставлен с параметрами солнечного ветра и индексами геомагнитной активности (например, [6, 7]). В упомянутых работах использовались данные за 1984-1999 г.г. и 1984-2004 г.г. соответственно. Так, в работе [7], в которой рассматривался интервал, включающий два максимума и два минимума солнечной активности, было показано, что среднегодовые значения b2i минимальны в годы максимумов и максимальны в годы минимумов. Кроме того, показано, что имеется сезонный ход широты b2i: минимальные значения наблюдаются весной и осенью, а максимальные летом и зимой [6, 7].

В настоящее время подобное исследование можно провести с добавлением интервала после 2004 г., включающего глубокий минимум 2009 г. и существенную часть 24 цикла солнечной активности. Это и будет сделано в нашей работе.

Данные

К сожалению, база данных границ высыпаний по данным спутников DMSP перестала пополняться после 2015 года. Более того, мы обнаружили резкое изменение в характере взаимосвязи b2i с другими параметрами, характеризующими солнечный ветер и геомагнитную активность в 2014 и 2015 годах. До выяснения природы такого несоответствия (возможно, это связано с

качеством данных) мы исключили эти годы из рассмотрения. Таким образом, использовались данные за интервал с 1984 г. по 2013 г.

Как было отмечено в работе [7], средний за год МТ-индекс практически не отличается от среднегодового значения $b2i$ в предполуночном секторе. Поэтому вместо расчета МТ-индекса для всех 691403 измерений $b2i$ мы использовали измерения только в секторе $MLT = 22-24$, т.е. в окрестности MLT_0 в формуле (1). Количество измерений $b2i$ в окрестности MLT_0 менялось от года к году в пределах от 440 до 4461 (всего 65860 значений).

Каждому значению $b2i$ в секторе $MLT = 22-24$ были сопоставлены значения среднечасовых параметров солнечного ветра и геомагнитной активности из базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>). Если измерение $b2i$ приходилось на первую половину часа, то брались значения из OMNI за предыдущий час, если измерение $b2i$ приходилось на вторую половину часа – брались значения параметров из OMNI за текущий час. Исключения составили число солнечных пятен (W), для которого брались суточные значения, и трехчасовой индекс геомагнитной активности K_p . Среднечасовые значения скорости солнечного ветра и компонент магнитного поля были использованы для определения величин некоторых параметров солнечного ветра, в частности, электрического поля пересоединения $E_{KL} = V \cdot B_T \cdot \sin^2(\theta/2)$, где V – скорость солнечного ветра, $B_T = (B_z^2 + B_y^2)^{1/2}$, B_z и B_y – компоненты межпланетного магнитного поля, $\theta = \tan^{-1}(B_y/B_z)$ [8].

Связь $b2i$ с параметрами солнечного ветра и геомагнитной активностью

Таблица 1 показывает коэффициенты корреляции линейной парной регрессии для «мгновенных» значений $b2i$ и соответствующих параметров межпланетной среды и геомагнитной активности. В качестве параметров, характеризующих внешние условия (солнечную активность и солнечный ветер), рассматривались электрическое поле пересоединения, E_{KL} ; магнитное поле B_s равное B_z , когда $B_z < 0$, и равное 0, когда $B_z > 0$, динамическое давление P ; скорость солнечного ветра V ; температура T , концентрация N ; число Маха-Альфвена Ma_n ; а также число солнечных пятен (W). Геомагнитная активность характеризовалась индексами K_p , AE и Dst . Из таблицы следует, что, во-первых, среди параметров солнечного ветра наибольший коэффициент корреляции с $b2i$ имеет электрическое поле пересоединения E_{KL} и, во-вторых, $b2i$ коррелирует с геомагнитной активностью лучше, чем параметры солнечного ветра.

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между параметрами солнечного ветра, $b2i$, и индексами геомагнитной активности.

	b2i	E_{KL}	B_s	P	V	T	N	Ma_n	W
K_p	-0.768	0.575	-0.544	0.468	0.542	0.480	0.114	-0.237	0.158
AE	-0.698	0.667	-0.564	0.315	0.410	0.354	0.045	-0.200	0.110
Dst	0.637	-0.514	0.502	-0.105	-0.444	-0.268	-0.198	0.259	-0.182
b2i		-0.599	0.587	-0.451	-0.370	-0.362	-0.179	0.239	-0.228

На рис. 1 (слева) приведены вариации *среднегодовых значений* широты $b2i$ в предполуденном секторе в ходе 22, 23 и 24 циклов солнечной активности совместно со *среднегодовыми значениями* «внешних» параметров, приведенных в Таблице 1. Правая часть рис. 1 представляет взаимосвязь $b2i$ и каждого из этих параметров. Приведены коэффициенты детерминации в предположении линейной парной регрессии. Видно, что максимальный коэффициент детерминации (и соответственно, коэффициент корреляции) имеет место для пары $b2i$ и E_{KL} .

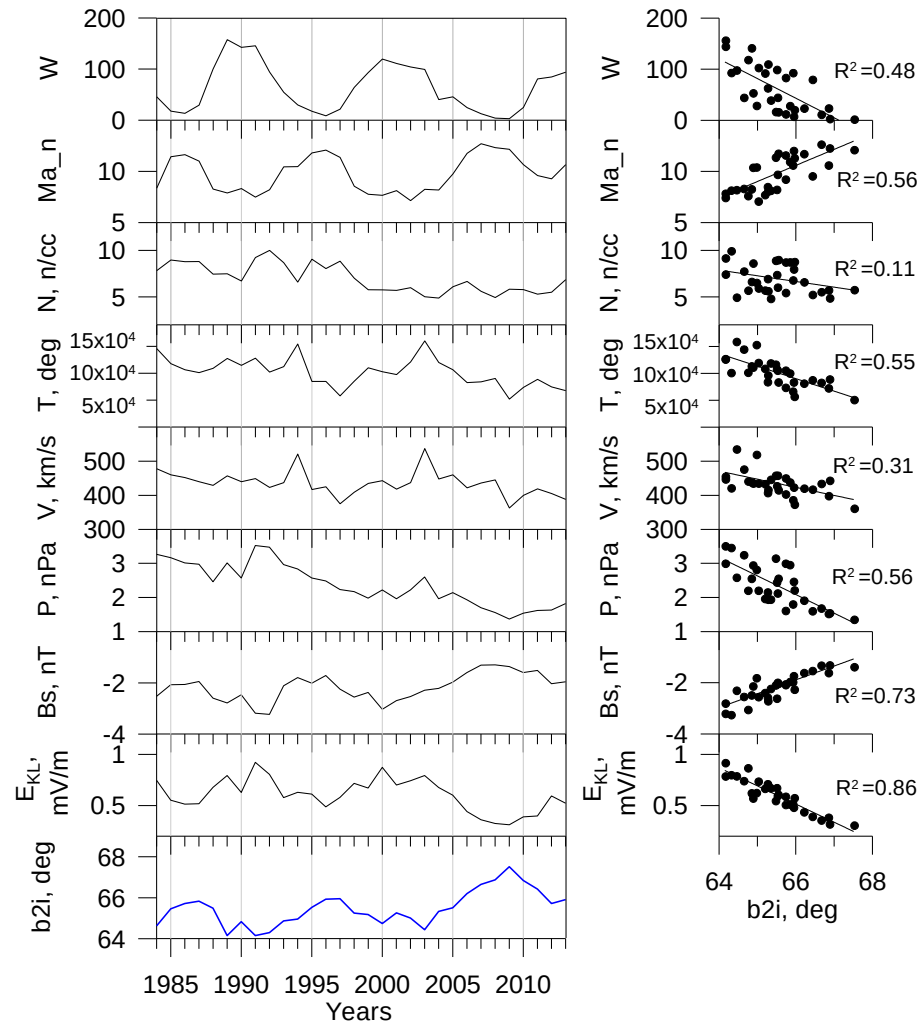


Рис. 1. Вариации среднегодовых значений параметров, характеризующих солнечную активность и солнечный ветер, совместно с вариациями индекса магнитосферной конфигурации (слева). Взаимосвязь индекса конфигурации и параметров, характеризующих внешние условия. Приведен коэффициент детерминации R^2 (справа).

На рис. 2 показано, как среднегодовые значения b_{2i} связаны с индексами геомагнитной активности K_p , Dst и AE . Для всех индексов связь с b_{2i} очень сильная (абсолютная величина коэффициента корреляции >0.9).

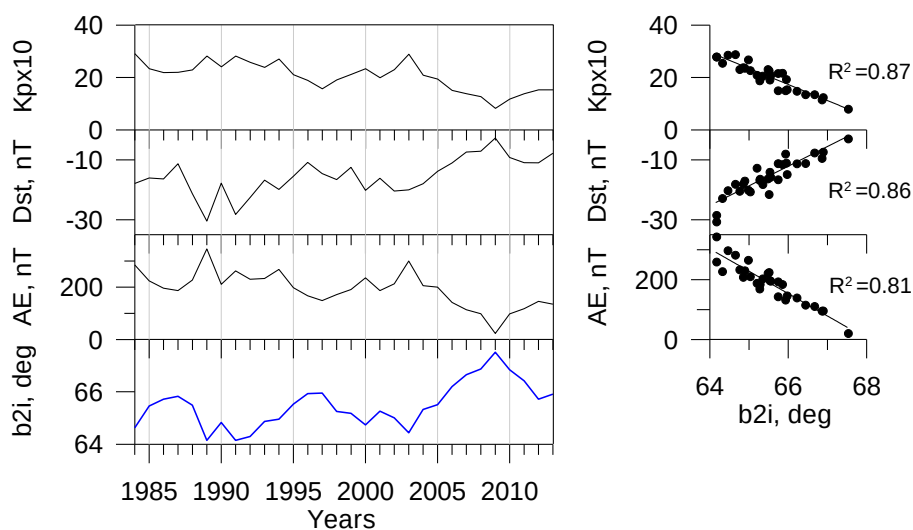


Рис. 2. Вариации среднегодовых значений индексов геомагнитной активности совместно с вариациями индекса магнитосферной конфигурации (слева). Взаимосвязь индекса конфигурации и индексов геомагнитной активности. Приведен коэффициент детерминации R^2 (справа).

Обсуждение

В этой работе на основе 30-летнего массива данных о широте границы высыпаний b_{2i} подтвержден вывод работы [7] о том, что конфигурация магнитного поля на ночной стороне становится «более дипольной» вблизи минимумов солнечной активности и более «вытянутой» — вблизи максимумов. В рассматриваемый период конфигурация магнитосферы была наиболее близкой к дипольной в 2009 г. (начало 24 цикла). В работе [4] широта b_{2i} была статистически сопоставлена с величиной вертикальной компоненты магнитного поля и с наклоном силовой линии на геостационарной орбите. Среднегодовое значение b_{2i} в 2009 г. соответствует среднему наклону силовой линии на геостационарной орбите равному $45-50^\circ$ и вертикальной компоненте магнитного поля равной 55-60 нТл. Наиболее «вытянутой» конфигурация магнитосферы была в максимуме 22 цикла. В этот период, согласно работе [4], среднегодовое значение b_{2i} соответствовало среднему наклону силовой линии равному 30° , а средняя вертикальная компонента поля составляла 40 нТл.

Как уже отмечалось, широта b_{2i} (широта изотропной границы) является одной из характеристик состояния магнитосферы, точнее, токового слоя поперек магнитосферного хвоста. Токовый слой хвоста играет важную роль в развитии магнитосферных возмущений, а значит, и в геомагнитной активности; с токовым слоем связывают, например, неустойчивости, приводящие к магнитосферным суббурям. Более вытянутые в хвост силовые линии соответствуют большей интенсивности тока поперек хвоста магнитосферы, а это означает большую

вероятность развития плазменных неустойчивостей, приводящих к суббурям (например, процесса пересоединения магнитных силовых линий). Это согласуется с результатами работы [9], в которой показано, что во время максимума солнечной активности процесс пересоединения развивается в плазменном слое на более близких к Земле расстояниях, чем во время минимума солнечной активности. В то же время, в работе [10] показано, что пересоединение, развивающееся ближе к Земле, приводит к более интенсивной суббуре. Это согласуется с хорошей корреляцией между b_2i и индексами геомагнитной активности.

Описанные выше соотношения между различными параметрами, характеризующими солнечный ветер (в частности, E_{KL}), конфигурацию околоземной магнитосферы (b_2i) и геомагнитную возмущенность на земной поверхности (индексы геомагнитной активности) ясно показывают, что конфигурация ночной магнитосферы является важным параметром, определяющим развитие геомагнитной активности. Действительно, коэффициенты корреляции между индексами геомагнитной активности и b_2i выше, чем такие коэффициенты для индексов геомагнитной активности и параметров солнечного ветра, включая такой геоэффективный параметр как электрическое поле пересоединения E_{KL} . В свою очередь, электрическое поле E_{KL} является основным параметром, определяющим конфигурацию хвоста магнитосферы. Это представляется естественным, поскольку E_{KL} определяет скорость переноса силовых линий магнитного поля солнечного ветра в магнитосферу, от которой зависит магнитный поток в долях хвоста, и, соответственно, интенсивность тока поперек хвоста.

Выводы

Конфигурация ночной околоземной магнитосферы испытывает долговременные вариации в ходе цикла солнечной активности. Силовые линии магнитного поля более «дипольные» в годы минимумов солнечной активности и более вытянуты в хвост магнитосферы в годы максимумов.

Среди различных параметров межпланетной среды, главным фактором, влияющим на «вытянутость» магнитосферы, является электрическое поле пересоединения E_{KL} . В то же время «вытянутость» магнитосферы лучше коррелирует с геомагнитной активностью, чем все параметры межпланетной среды, включая E_{KL} .

Благодарности. Авторы благодарят Патрика Ньюэла и Томаса Сотирелиса из лаборатории прикладной физики университета Джона Хопкинса (США) за возможность использования базы данных границ высыпаний заряженных частиц по данным спутников DMSP. Детекторы частиц на спутниках DMSP были разработаны Дейвом Харди из исследовательской лаборатории BBC США.

Литература

1. Sergeev, V. A., M. V. Malkov, and K. Mursula. Testing of the isotropic boundary algorithm method to evaluate the magnetic field configuration in the tail // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 7609-7620.
2. Sergeev V.A., B.B. Gvozdevsky. MT-index - a possible new index to characterize

the magnetic configuration of magnetotail // Ann. Geophys. 1995. V. 13. P. 1093-1103.

3. Гвоздевский Б.Б., Сергеев В.А. Рассеяние на токовом слое возможный механизм высыпания авроральных протонов // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 4. С. 151-155.
4. Newell P.T., V. A. Sergeev, G. R. Bikkuzina, S. Wing. Characterizing the state of the magnetosphere: testing the ion precipitation maxima latitude (b2i) and the ion isotropy boundary // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 4739-4745.
5. Newell P.T., Y.I. Feldstein, Yu. I. Galperin, C.-I. Meng. The morphology of nightside precipitation // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 10737-10748.
6. Newell, P. T., T. Sotirelis, J. P. Skura, C.-I. Meng, and W. Lyatsky. Ultraviolet insolation drives seasonal and diurnal space weather variations // J. Geophys. Res. 2002. V. 107(A10). 1305.
7. Yahnina T.A., A.G. Yahnin, D.A. Yahnin, P.T. Newell, and T. Sotirelis. Long-term behaviour of the magnetotail stretching // *Proceedings of 28th Seminar "Physics of auroral phenomena"*. 2005. P. 78-81.
8. Kan, J. R., and L. C. Lee. Energy coupling functions and solar wind magnetosphere dynamo // Geophys. Res. Lett. 1979. V. 6. P. 577.
9. Nagai, T., M. Fujimoto, R. Nakamura, W. Baumjohann, A. Ieda, I. Shinohara, S. Machida, Y. Saito, and T. Mukai. Solar wind control of the radial distance of the magnetic reconnection site in the magnetotail // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. A09208.
10. Miyashita, Y., Y. Kamide, S. Machida, L. Liou, T. Mukai, Y. Saito, A. Ieda, C.-I. Meng, G. K. Parks. Difference in magnetotail variations between intense and weak substorms // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. A11205.

Сведения об авторах

Яхнин Александр Григорьевич,

к.ф.-м.н., зав. лаб., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: ayahnin@gmail.com

Яхнина Татьяна Андреевна,

к.ф.-м.н., с.н.с. Полярный геофизический институт, Апатиты;
E-mail: tyahnina@gmail.com

Черняева Софья Александровна,

ведущий инженер, Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург
E-mail: sonya.a.chernyaeva@gmail.com

**В. Г. Воробьев, Я. А. Сахаров, О. И. Ягодкина, А. А. Петрукович,
В. Н. Селиванов**

ГЕОИНДУЦИРОВАННЫЕ ТОКИ И ИХ СВЯЗЬ С ПОЛОЖЕНИЕМ ЗАПАДНОЙ ЭЛЕКТРОСТРУИ И ГРАНИЦАМИ АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ

Аннотация

Исследовано взаимное положение западного электроджета (WE) и границ авроральных высыпаний (AOP). Проведено сопоставление положения этих границ с регистрациями геоиндуцированных токов (ГИТ), выполненных в Северо-Западном регионе России. Показано, что в околополуночные часы MLT в периоды геомагнитных возмущений положение экваториальной границы WE может быть достаточно хорошо аппроксимировано положением экваториальной границы высыпаний AOP. Интенсивность ГИТ существенно увеличивается с ростом геомагнитной активности и достигает максимальных значений в тот период, когда экваториальная граница высыпаний AOP располагается в области зенита пункта регистрации ГИТ. Принципиальная возможность прогнозирования AL и Dst индексов создает определённые предпосылки не только для мониторинга, но и для прогнозирования положения западного электроджета и, в конечном итоге, интенсивности ГИТ на разных станциях.

Ключевые слова:

овал полярных сияний, авроральные высыпания, геоиндуцированные токи, геомагнитные возмущения, магнитные бури, магнитосферные суббури.

V. G. Vorobjev, Ya. A. Sakharov, O. I. Yagodka, A. A. Petrukovich, V. N. Selivanov

GEOMAGNETICALLY INDUCED CURRENTS AND THEIR RELATIONSHIP WITH LOCATIONS OF WESTWARD ELECTROJET AND AURORAL PRECIPITATION BOUNDARIES

Abstract

Mutual locations of a westward electrojet (WE) and auroral oval precipitation (AOP) boundaries are examined. A comparison of these boundaries location with registrations of geinduced currents (GIC) in the North-West region of Russia is performed. It is shown that the equatorward boundary of AOP can be a good proxy for the WE equatorward boundary in near midnight MLT sector during periods of geomagnetic disturbances. The intensity of the GIC significantly increases with geomagnetic activity and eventually reaches its maximum during the period when the AOP equatorial boundary is located in the zenith area of a GIC registration point. The basic opportunity to predict AL and Dst indexes creates certain preconditions not only for monitoring but also for forecasting the status of westward electrojet and, ultimately, the intensity of the GIC at different stations.

Keywords:

auroral oval, auroral precipitation, geinduced currents, geomagnetic disturbances, magnetic storms, magnetospheric substorms.

Введение

Активные процессы на Солнце, связанные с коронарными выбросами массы, скоростными потоками, ударными волнами или иными неоднородностями

в солнечном ветре вызывают динамические возмущения в магнитосфере Земли, приводящие к изменениям токовых систем в магнитосфере и ионосфере Земли [1-3]. Изменения магнитосферно-ионосферных токов отражаются на земной поверхности в характерных вариациях геомагнитного поля и генерации геоэлектрического поля. В наблюдаемых записях геомагнитного поля на различных геомагнитных широтах проявляются характерные вариации в различных компонентах поля, вполне определяемые характеристиками магнитосферного возмущения и местом регистрации поля. Достаточно подробно исследованы возмущения, связанные с магнитной бурей, магнитосферной суббурей, внезапными импульсами динамического давления солнечного ветра, магнитными пульсациями различных типов [см. 4 и ссылки ней]. Геоэлектрическое поле на поверхности Земли носит, в основном, индукционный характер и определяется, в первую очередь, изменениями во времени различных частей трехмерной магнитосферно-ионосферной токовой системы. Важным фактором, влияющим на геоэлектрическое поле, является проводимость земли в рассматриваемом регионе на глубинах до сотен километров. Исходя из морфологии развития геомагнитных возмущений в авроральной и субавроральной областях ночного сектора, наиболее значимым источником геоэлектрического поля может являться западный электроджет, связанный с развитием активной фазы возмущений. Индукционный ток, который возникает в токопроводящих технологических системах, в первую очередь в протяженных линиях электропередач, является следствием генерации электрических полей на поверхности Земли. Этот ток может стать причиной нарушений в работе тех или иных сетей либо вызвать повреждение их оборудования [5, 6], что и определяет значительный интерес к исследованию развития геоиндуцированных токов (ГИТ) в периоды магнитосферных возмущений.

Целью настоящей работы является исследование взаимного положения областей регистрации ГИТ, западного электроджета (WE) и границ авроральных высыпаний в околополуночные часы местного геомагнитного времени (MLT) в периоды геомагнитных возмущений.

Взаимное расположение ионосферных токов и авроральных высыпаний

Положение авроральных электроджетов относительно областей регистрации дискретных и диффузных полярных сияний в периоды суббурь исследовалось в работе [7]. Положение границ овала дискретных форм сияний (АО – авроральный овал) в зависимости от уровня магнитной активности, выраженной величиной Q индекса, было исследовано в работе [8]. Положение экваториальной границы диффузного свечения (ДС) представлено в работе [9] в зависимости от Kp индекса. Для описания границ АО и ДС единообразным способом Старков [10] предложил аппроксимационные соотношения, используя три первые гармоники в разложении Фурье. Амплитуда и фаза гармоник определялись величиной AL индекса магнитной активности и местным геомагнитным временем.

На рис. 1, а в координатах исправленная геомагнитная широта (CGL) – местное геомагнитное время (MLT) показано положение овала полярных сияний (зеленый цвет) и примыкающей к нему с экваториальной стороны области диффузного свечения (сиреневый цвет). Схема построена в работе [7] для уровня магнитной активности $AL = -450$ нТл, наблюдаемому в период суббури 24

сентября 1998 г. Жирными цветными линиями на рис. 1а изображено среднее положение центров западного (WE), восточного (EE) и полярного (PE) электроджетов в период суббури. Для определения положения ионосферных токов в [7] были использованы данные магнитных станций Гренландии и сетей Canopus и Image.

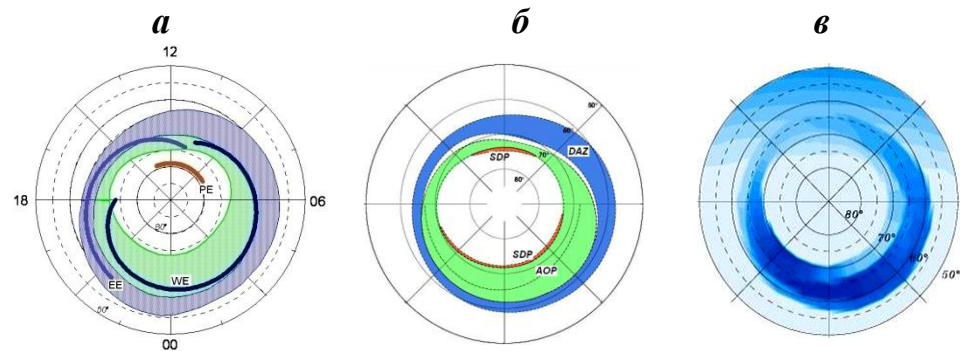


Рис. 1. (а) – взаимное положение аврального овала, пояса диффузного свечения и авральных электроджетов в период суббури 24 сентября 1998 г. [7]; (б) – положение областей авральных высыпаний по модели АРМ [11]; (в) – планетарное распределение интегральной холловской проводимости по модели АРМ.

Как видно на рис. 1, а, западный электроджет в утреннем и послеполуденном секторах MLT располагается около экваториальной границы аврального овала. Его положение постепенно смещается к полюсу в предполуденные часы и WE достигает приполюсной границы АО около 18 MLT. Восточный электроджет располагается в вечернем секторе в области диффузных авральных высыпаний и только в полуденные часы смещается к полюсу в область АО. Положение полярного электроджета на рис. 1, а показано для спокойного уровня магнитной активности. В такие периоды PE регистрируется в околополуденные часы на несколько градусов к полюсу от АО.

Аппроксимационные соотношения, представленные в работе [10], достаточно хорошо описывают положение границ овала до уровня магнитной активности $Q=7$, что примерно соответствует $AL \sim -550$ нТл. При более высоком уровне магнитной активности между узловыми значениями, которых всего шесть, по одному в каждом 4-х часовом секторе MLT, начинает «раскачиваться» синусоида, амплитуда которой быстро увеличивается с ростом магнитной активности. Это приводит к сильным искажениям положения границ АО. Фактически, определение границ АО по методу [10] может быть успешным при значениях $AL > -600$ нТл.

В работе [11] представлена модель авральных высыпаний (APM, auroral precipitation model), полученная по прямым наблюдениям характеристик высыпающихся частиц со спутников серии DMSP. Для заданного уровня магнитной активности АРМ позволяет построить планетарное распределение различных зон авральных высыпаний и определить средние характеристики высыпающихся частиц. Границы применимости модели: $AL > -1500$ нТл, $Dst > -$

200 нТл, хотя в работе [12] в дневном и ночном секторах модель успешно была использована для изучения магнитных бурь интенсивностью в Dst индексе -300 и -600 нТл и в AL индексе до -2500 нТл.

Положение областей авроральных высыпаний для уровня магнитной активности $AL=-450$ нТл, $Dst=-30$ нТл, соответствующего уровню возмущенности в период суббури 24 сентября 1998 г., показано на рис. 1, б. Зеленым цветом на рисунке выделена область структурированных авроральных высыпаний (AOP), с экваториальной стороны к которой примыкает область диффузных авроральных высыпаний (DAZ), а с приполюсной - зоны мягких диффузных высыпаний (SDP). Область AOP совпадает с положением овала сияний, как статистически [13], так в конкретных ситуациях, что хорошо видно из сопоставления рис. 1, а и 1, б. Некоторые расхождения в положении экваториальной границы области диффузных сияний и DAZ связаны с более грубым определением положения ДС в работе [9], где магнитная активность определялась 3-х часовым Kp индексом.

Модель APM позволяет получить не только планетарное распределение областей высыпаний, но и определить характеристики высыпающихся частиц (средние энергии и потоки энергии) в различных областях. Это даёт возможность для разных уровней магнитной активности получить такие важные характеристики, как полное энергосодержание, планетарное распределение интенсивности различных эмиссий и полос полярных сияний, планетарное распределение интегральной ионосферной проводимости. Глобальное распределение интегральной холловской проводимости ионосферы показано на рис. 1в. Численные значения проводимости определяются цветовой шкалой, максимальная интенсивность синего цвета на рис. 1, в соответствует 15 мСм. Расчет проводимости выполнен с учетом планетарного распределения характеристик, как высыпающихся электронов, так и ионов. Для расчета были использованы аналитические выражения, представленные в работах [14,15].

Из сопоставления рис. 1, а, 1, б и 1, в можно сделать вывод, что западный электроджет располагается в области структурированных авроральных высыпаний, в той части AOP, где интегральная холловская проводимость ионосферы максимальна. Можно ожидать, что в околополуденные часы западный электроджет будет располагаться очень близко к экваториальной границе AOP.

Используемые данные

Для расчета положения границ авроральных высыпаний использована модель APM [11], размещенная по адресу <http://pgia.ru/lang/ru/data>. Индексы магнитной активности взяты на страницах <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>.

Регистрация геоиндуцированных токов в Северо-Западном регионе России проводилась с помощью оригинальной системы, разработанной силами сотрудников ПГИ и ЦФТПЭС КНЦ РАН [16]. Системы сбора данных установлены на станциях: Выходной (VKH, 68.8; 33.1), Лоухи (LKH, 66.1; 33.1) и Кондопога (KND, 62.2; 34.4). В скобках указаны символы станций и их географические координаты. В статье использованы оригинальные данные, полученные с 10 с временным разрешением. Средние 1 мин значения ГИТ представлены в архиве по адресу: <http://eurisgic.org/>.

Расчет положения и интенсивности ионосферных токов выполнен на сайте Финского Метеорологического Института по магнитным наблюдениям на

цепочке станций IMAGE (<http://space.fmi.fi/MIRACLE/>). Для исследования были отобраны магнитные возмущения, наблюдаемые в интервалы мирового времени (UT), когда цепочка станций IMAGE и Северо-Западный регион России находились в околополночном секторе MLT.

Анализ событий

В этом разделе для нескольких индивидуальных событий проведено сопоставление взаимного расположения экваториальной границы структурированных авроральных высыпаний (АОР), экваториальной границы западных ионосферных токов, полученных по данным цепочки магнитометров IMAGE, и регистрации геоиндуцированных токов (ГИТ), выполненных в Северо-Западном регионе России.

Событие 11-12 сентября 2014 г.

Данные для этого события показаны на рис. 2. На всех панелях рисунка горизонтальные шкалы по времени UT совмещены друг с другом. В интервале UT, показанном на рис. 2, *а*, наблюдалась небольшая магнитная буря интенсивностью в индексе $SYM/H = -19$ нТл. Магнитная буря началась с SSC, которое было зарегистрировано в 23:44 UT 11 сентября в виде резкого увеличения индекса SYM/H . На фазе DCF магнитной бури, которая длилась примерно 1 ч и была связана с резким увеличением динамического давления солнечного ветра, магнитное поле в авроральной зоне оставалось спокойным. Об этом свидетельствует поведение AL индекса, показанное на рис. 2, *б*. Магнитная активность в авроральной зоне начала увеличиваться одновременно с началом главной фазы бури. В ходе AL индекса наблюдались два пика интенсивности величиной -917 нТл и 857 нТл, зарегистрированных 12 сентября в 01:12 UT и 01:59 UT, соответственно.

На рис. 2, *в* показано положение экваториальной границы структурированных авроральных высыпаний АОРе_q (красная кривая) в координатах исправленная геомагнитная широта (CGL) – UT. В спокойный период, примерно до 00:30 UT, экваториальная граница АОР (АОРе_q) располагалась на широте $\Phi' \sim 67^\circ$ CGL и смещалась к экватору в период магнитных возмущений до $\Phi' \sim 59^\circ$ CGL при пиковых значениях AL индекса.

Вариации интенсивности ГИТ показаны на рис. 2, *г* синим цветом. Чтобы исключить влияние локальных факторов, интенсивность ГИТ на каждой станции нормирована на величину максимального уровня тока, наблюдаемого на данной станции в рассматриваемом интервале времени. Максимальные значения токов на станциях VKH, LKH и KND составляют 12.6, 2.6 и 2.0 А, соответственно. Шкала интенсивности токов в интервале ± 1 показана в правой части рисунка. На вертикальной шкале в левой части рисунка «нулевые» значения токов расположены на широтах станций наблюдения.

Отметим, что даже в магнитоспокойный период наблюдаются небольшие «шумовые» вариации геоиндуцированных токов. Первый кратковременный всплеск интенсивности ГИТ был зарегистрирован в момент SSC в 23:44 UT 11 сентября во всех трех пунктах наблюдения. Всплеск интенсивности ГИТ представляет собой 2-х полярную вариацию длительностью ~ 4 минуты. Экваториальная граница высыпаний АОР в период SSC располагалась на $\sim 2^\circ$ по широте к полюсу от самой северной станции регистрации ГИТ VKH, величина токов на которой была максимальной и составляла 7.8 А.

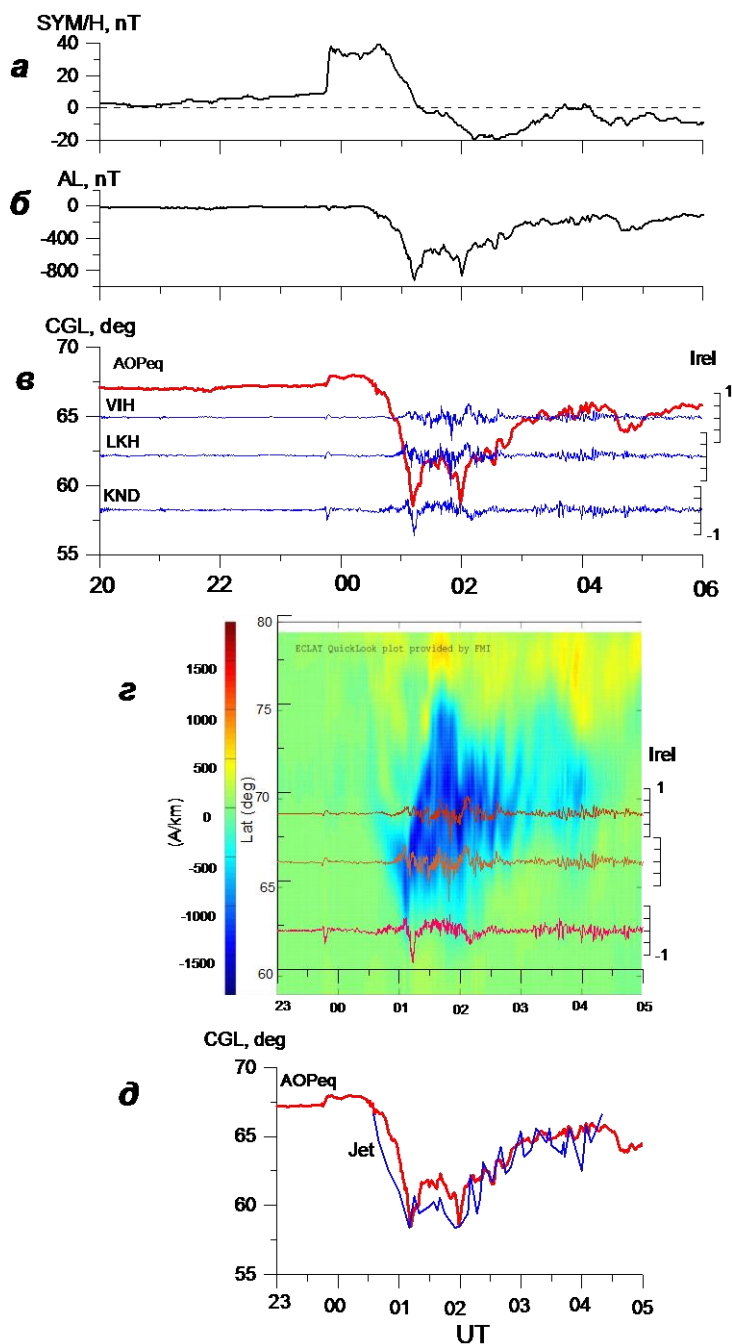


Рис. 2. 11-12 сентября 2014 г. Сверху вниз показаны: вариации индексов магнитной активности SYM/H (a) и AL (б); положение границы АОРеq (красная кривая) в координатах CGL – UT и одновременные регистрации ГИТ на широтах их наблюдения (в); положение и интенсивность WE и регистрации ГИТ в географических координатах (г); положение экваториальных границ АОРеq (красная кривая) и WE (синяя кривая) в интервале 23:00-05:00 UT (д).

Более интенсивные геоиндуцированные токи регистрируются в период магнитных возмущений, когда граница АОРе_q смещается к экватору на широты пунктов регистрации ГИТ. Достаточно интенсивные токи наблюдаются и на фазе восстановления магнитной бури в интервале 03:00-05:00 UT 12 сентября, когда регистрируются быстрые вариации как магнитной активности, так и положения границы АОРе_q.

На рис. 2, *г* синим цветом на зеленом фоне показана интенсивность и положение западной электроструи в координатах *географическая широта – UT*. Характеристики WE определены с использованием программы MIRACLE по магнитным наблюдениям на цепочке станций IMAGE, которая располагается на ~15° по долготе западнее пунктов регистрации ГИТ. Здесь же, как и на рис. 2, *в* показаны нормированные к «1» вариации ГИТ в интервале 23:00-05:00 UT.

Как видно на рис. 2, *г*, WE не является линейным ионосферным током, как это изображено на рис. 1, *а*, а представляет собой сумму пространственно разнесенных токов разной интенсивности. Как и следовало ожидать, интенсивность ГИТ максимальна, когда ионосферные токи находятся в районе зенита пункта наблюдения. В эти периоды величина горизонтальной компоненты магнитного поля максимальна. Изменение величины магнитного поля порождает в проводнике индукционный ток, который в нашем случае будет зависеть как от изменения величины ионосферных токов, так и от изменения расстояния от ионосферных токов до пункта наблюдения.

На нижней панели рисунка (рис. 2, *д*) представлены вариации положения экваториальных границ структурированных авроральных высыпаний (красная кривая) и западного ионосферного тока (синяя кривая) в интервале 23:00-05:00 UT. На этой панели по вертикальной оси отложена исправленная геомагнитная широта. Рисунок показывает, что положение границы авроральных высыпаний, полученное с использованием модели АРМ [11], хорошо совпадает с положением экваториальной границы ионосферных токов западного направления, наблюдаемых в период магнитных возмущений.

Событие 25-26 марта 2014 г.

Данные для этого события в интервале 18:00-04:00 UT показаны на рис. 3. На верхней панели рисунка (рис. 3, *а*) показаны характеристики WE, полученные по программе MIRACLE. Здесь же, как и на рис. 2, *г*, представлены нормированные к «1» вариации ГИТ. Максимальные значения токов на станциях VKH, LKH и KND составляют 20.5, 1.0 и 0.6 А, соответственно.

В рассмотренном интервале времени экваториальная граница западных ионосферных токов довольно быстро перемещалась к экватору. При этом были зарегистрированы две вспышки интенсивности WE примерно в 19:30 UT и 23:20 UT, сопровождающиеся быстрым расширением области ионосферных токов к полюсу. Первая вспышка наблюдалась не 5°-6° к полюсу от наиболее высокоширотной станции регистрации ГИТ и, тем не менее, сопровождалась небольшим увеличением геоиндуцированных токов на всех станциях.

Вторая вспышка интенсивности WE произошла в зените станций VKH и LKH и сопровождалась значительным увеличением интенсивности ГИТ. Так на станции VKH максимальные значения токов в этот период были примерно в 2 раза выше, чем в событии, показанном на рис. 2. Небольшие токи в этот период наблюдались и на станции KND, расположенной на ~4° градуса по широте

экваториальное WE. Максимальное значение тока на этой станции было примерно в 3 раза меньше, чем в событии, показанном на рис. 2.

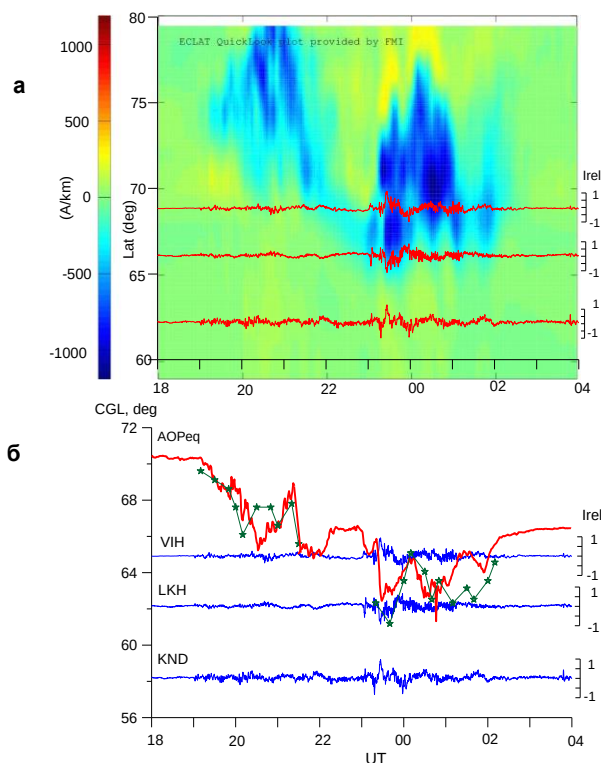


Рис. 3. 25-26 марта 2014 г.: (а) - положение и интенсивность WE и регистрации ГИТ в географических координатах; (б) - положение экваториальных границ АОРе_{eq} (толстая красная кривая) и WE (звездочки, тонкие кривые) и синим цветом - одновременные регистрации ГИТ на широтах их наблюдения.

На рис. 3, б толстая красная кривая показывает положение экваториальной границы структурированных авроральных высыпаний, а звездочки, соединенные тонкими линиями – положение экваториальной границы WE. Вертикальная шкала в этой части рисунка показывает исправленную геомагнитную широту. Если учесть, что положение границы АОРе_{eq} получено по модели АОР, которая при данном уровне магнитной активности дает среднестатистическое положение границы, то можно считать достаточно хорошим совпадение в положении границ высыпаний и токов.

Синим цветом на рис. 3, б показана нормированная интенсивность ГИТ на широтах их регистрации. Основные особенности поведения ГИТ были рассмотрены выше.

Событие 15-16 февраля 2014 г.

Данные для этого события показаны на рис. 4. Формат рисунка соответствует формату рис. 3. На рис. 4, а показаны характеристики WE и нормированные к «1» вариации ГИТ. Максимальные значения токов на станциях

VKH, LKH и KND составляют 16.5, 2.7 и 1.7 А, соответственно. В этом событии фаза развития магнитосферной суббури началась в ~00:10 UT формированием интенсивного западного электроджета. Примерно в 00:30 UT началась фаза восстановления суббури, в период которой WE перемещается на более высокие широты. На рис. 4, *а* хорошо видно, что интенсивность ГИТ максимальна в те периоды времени, когда западные ионосферные токи регистрировались в области зенита пункта наблюдения. Суббуря началась несколько полюснее зенита станции KND. Интенсивность ГИТ на этой станции примерно в 3 раза превышает интенсивность геоиндуцированных токов в событии, показанном на рис. 3, когда суббуря началась ~4° градуса по широте севернее зенита этой станции.

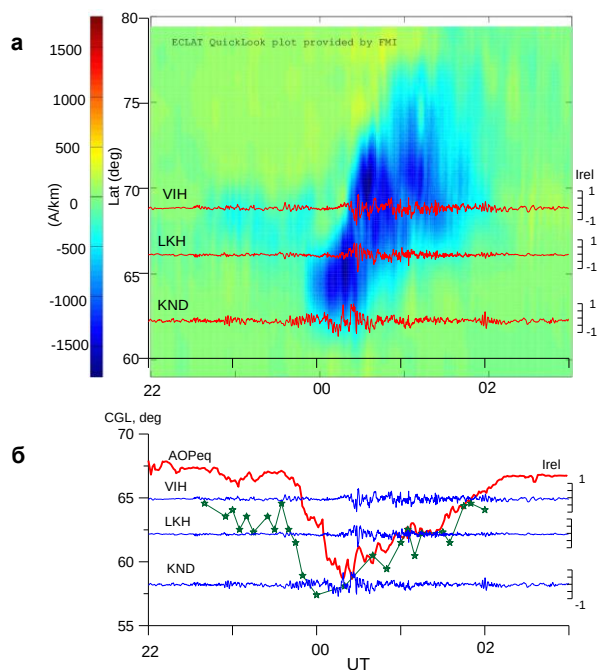


Рис. 4. 15-16 февраля 2014 г.: (*а*) - положение и интенсивность WE и регистрации ГИТ в географических координатах; (*б*) - положение экваториальных границ АОReq (толстая красная кривая, тонкие кривые) и WE (звездочки, тонкие кривые) и синим цветом - одновременные регистрации ГИТ на широтах их наблюдения.

На рис. 4, *б* показано взаимное положение экваториальной границы структурированных авроральных высыпаний (толстая красная кривая), и экваториальной границы западного ионосферного тока (звездочки, тонкие линии). Широтные положения границ достаточно хорошо совпадают в период регистрации интенсивного западного электроджета. Однако рисунок показывает и существенное расхождение границ до начала фазы развития суббури в ~00:10 UT. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, до ~00:10 UT западного электроджета не существует, а эквивалентная ионосферная токовая система имеет вид DP-2. Во-вторых, по всей вероятности, модель AOP недостаточно хорошо описывает положение экваториальных границ высыпаний в период фазы

зарождения суббури. Известно, что на фазе зарождения интенсивность магнитных возмущений незначительная и составляет 100-200 нТл, в то время как область авроральных высыпаний значительно смещается к экватору. Величина этого смещения определяется не уровнем AL и Dst индексов, на которых ориентирована модель APM, а, скорее, величиной южной компоненты межпланетного магнитного поля.

События 25-26 января 2014 г. и 24-25 октября 2011 г.

Данные для этих событий показаны на рис. 5. Формат рисунков соответствует формату рис. 2. *в*. На рис. 5, *а* показаны вариации положения экваториальной границы структурированных авроральных высыпаний (АОРeq) и нормированные к «1» регистрации ГИТ в интервале 18:00-04:00 UT 25-26 января 2014 г. Максимальный уровень магнитной активности в рассматриваемом интервале UT составлял $AL = -539$ нТл и $SYM/H = -22$ нТл. С ростом уровня магнитной активности граница АОРeq смещается в более низкие широты и располагается в период возмущений экваториальнее станции VKN, примерно в районе зенита станции LKH. В этот период значительно увеличивается интенсивность геоиндуцированных токов. Максимальные значения токов на станциях VKN, LKH и KND составляют 8.6, 0.8 и 0.5, соответственно.

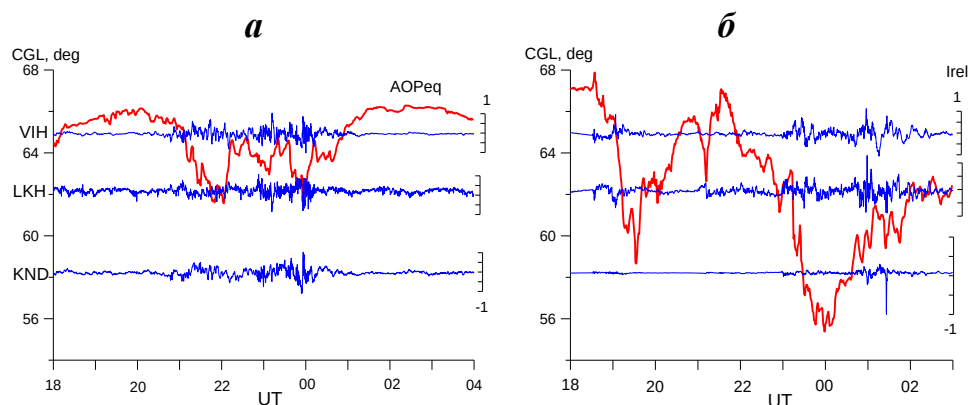


Рис. 5. События 25-26 января 2014 г. (а) и 24-25 октября 2011 г. (б). Красные кривые - положение экваториальной границы структурированных авроральных высыпаний (АОРeq); синие кривые - нормированные к «1» вариации ГИТ на широтах пунктов их регистрации.

Станция KND располагалась на $4-5^\circ$ широты экваториальнее границы авроральных высыпаний. Максимальное значение ГИТ на этой станции составляло всего 0.5 А, что 3 раза меньше, чем в событии 15-16 февраля 2014 г., рассмотренном на рис. 4, когда граница АОРeq при своем смещении к экватору достигала зенита KND.

На рис. 5, б представлены аналогичные данные, но для события 24-25 октября 2011 г. В модели APM [11] изменение положения экваториальной границы высыпаний фактически отслеживает вариации AL индекса магнитной активности, скорректированные на величину индекса SYM/H. На рис. 5, б можно видеть три бухтообразные вариации в положении границы АОРeq. В рассмотренный на рис 5, б

период времени наблюдалась сильная магнитная буря интенсивностью -160 нТл в индексе SYM/H. Магнитная буря началась 24 октября 2011 г. с SSC в 18:31 UT, которое сопровождалось кратковременным всплеском интенсивности ГИТ на всех станциях. Всплеск интенсивности имел вид 2-х полярной вариации длительностью ~6 мин с максимальной амплитудой 2.4 А на станции VKN.

Данные, представленные на рис. 5, б, ясно указывают на то, что интенсивность ГИТ на станциях наблюдения резко возрастает, когда граница АОРе_q при своем смещении сначала к экватору, а затем к полюсу достигает зенита той или иной станции. При максимальном смещении около местной геомагнитной полуночи граница АОРе_q достигает ~55.5° CGL (AL= -1054 нТл и SYM/H= -115 нТл). В этот период граница высыпаний располагается на ~2.0° -2.5° широты экваториальнее станции KND. Максимальные значения ГИТ в этом событии на станциях VKN, LKN и KND составляют 17.8, 3.9 и 16.2 А, соответственно. Следует особо отметить, что в этом событии интенсивность ГИТ на KND значительно выше, чем во всех событиях, рассмотренных выше.

Обсуждение результатов, заключение

В работе проведено исследование взаимного положения западного электроджета (WE) и границ авроральных высыпаний. Положение WE и экваториальной границы структурированных высыпаний (АОР) сопоставлено с регистрациями геоиндуцированных токов, выполненных в Северо-Западном регионе России.

В результате исследования было показано, что в околополуночные часы местного геомагнитного времени в периоды геомагнитных возмущений положение экваториальной границы западного электроджета может быть достаточно хорошо аппроксимировано положением экваториальной границы структурированных авроральных высыпаний (АОР).

Положение границ высыпаний рассчитывалось с помощью модели APM [11], которая в дальнейшем может быть использована как инструмент для мониторинга области локализации западного электроджета. Положение границ высыпаний в модели APM определяется уровнем геомагнитной активности – текущими значениями AL и Dst (SYM/H) индексов. В настоящее время существует несколько сайтов, в том числе и российских (например, <http://spacelab.minimuniver.ru>; <http://spaceweather.ru>), на которых осуществляется прогноз Dst индекса. Возможность прогнозирования AL индекса на базе искусственных нейронных сетей показана в работе [17]. Все это создает определённые предпосылки не только для мониторинга, но и, с использованием данных космических аппаратов в точке либрации, прогнозирования положения западного электроджета и, в конечном итоге, интенсивности ГИТ на разных станциях. Интенсивность ГИТ увеличивается с ростом геомагнитной активности и достигает максимальных значений в тот период, когда экваториальная границы высыпаний АОР располагается на 1.0° - 1.5° широты экваториальнее зенита пункта регистрации ГИТ. В этот период влияние холловских токов, протекающих на высотах E-слоя ионосферы, на величину геомагнитного возмущения и интенсивность ГИТ максимальна. Однако, небольшие, но хорошо выраженные увеличения ГИТ в период возмущений регистрируются и на расстояниях 3°-4° к экватору от нижней кромки WE.

Рост геомагнитной активности символизирует увеличение интенсивности WE и сопровождается смещением экваториальной границы АОР в более низкие широты. Другими словами, чем ниже экваториальная граница АОР, тем большую

интенсивность имеют ионосферные токи и их временные вариации. В этой связи непрерывная регистрация ГИТ на меридиональной цепочке пунктов регистрации, наряду с данными магнитовариационных станций, может служить индикатором уровня геомагнитной активности.

Интенсивность ГИТ увеличивается и во время SSC. Всплеск интенсивности геоиндуцированных токов, как правило, имеет вид 2-х полярной вариации длительностью ~4-6 мин с амплитудой от единиц до десятка ампер. Всплеск интенсивности наблюдается в большом диапазоне широт как в авроральной, так и в субавроральной области. Генерация ГИТ в этот период, по всей вероятности, связана с быстрым формированием и распадом глобальной ионосферной токовой системы SSC.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Арктика – научные основы новых технологий освоения, сохранения и развития». Авторы благодарят создателей Интернет порталов <http://pgia.ru/lang/ru/data>, <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>, <http://eurisgic.org/> и <http://space.fmi.fi/MIRACLE/> за предоставление свободного доступа к размещенным на них материалам и базам данных.

Литература

1. Echer E., Gonzalez W.D., Guarnieri F.L., Lago A.D., Vieira L.E.A., Introduction to space weather // *Adv. Space Res.* 2005. 35(5). P. 855–865. Doi:org/10.1016/j.asr.2005.02.098.
2. Gosling J.T. Coronal mass ejections: an overview // *Coronal Mass Ejections, Geophysical Monograph Series*. 1997. Ed. by N. Crooker, J.A. Jocelyn, J. Feynman. Vol. 99 (American Geophys. Union. Washington DC). P. 9-16. Doi:org/10.1029/GM099p0009.
3. Tsurutani B.T., Lakhina G.S. An extreme coronal mass ejection and consequences for the magnetosphere and Earth // *Geophys. Res. Lett.* 2014. 41. P. 287–292. Doi:org/10.1002/2013GL058825.
4. Oliveira D. M., Ngwira C. M., Geomagnetically Induced Currents: Principles // *Braz. J. Phys.* 2017. 47:552–560. Doi:10.1007/s13538-017-0523-y.
5. Трищенко Л.Д. Геомагнитные возмущения и системы энергоснабжения и проводной связи // *Плазменная гелиогеофизика*. 2008. Т. 2. Под ред. Зеленого Л.М., Веселовского И.С.: ФИЗМАТЛИТ. ISBN 978-5-922191041-9. С. 213 – 219.
6. Viljanen A., Pitjola R., Geomagnetically induced currents in the Finnish high-voltage power system // *Surv. Geophys.* 1994. V.15. No. 4. P. 383– 408. Doi:org/10.1007/BF00665999.
7. Feldstein Y.I., Prigancova A., Vorobjev V.G., Cumnock J.A., Starkov G.V., Yagodkina O.I., Blomberg L.G. High-latitude electrojets, auroral luminosity and auroral particle precipitations // “Physics of Auroral Phenomena”. Proc. XXX Annual Seminar. Apatity. 2007. P. 55-59.
8. Feldstein Y.I. and Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and polar magnetic disturbances // *Planet. Space Sci.* 1967. V.15. P. 209-229.
9. Gussenhoven M.S., Hardy D.A., Heinemann N. Systematics of the equatorward diffuse auroral boundary // *J. Geophys. Res.* 1983. V.88. P.5692-5704.
10. Старков Г.В. Математическое описание границ аврорального свечения // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1994. Т.34. С.80- 86.

11. Vorobjev V.G., Yagodkina, O.I., Katkalov, Y. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atm. S-Terr. Phys. 2013. V. 102. P. 157 – 171. Doi:10.1016/j.jastp.2013.05.007.
12. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Динамика авроральных высыпаний в периоды сильных магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 2. С. 198-205.
13. Старков Г.В., Реженов Б.В., Воробьев В.Г., Фельдштейн Я.И. Планетарное распределение авроральных высыпаний и их связь с областями аврорального свечения. Геомагнетизм и аэрономия. 2003. Т. 43. № 5. С. 569-578.
14. Robinson R.M., Vondrak R.R., Miller K., Dabbs K., Hardy D. On calculating ionospheric conductances from the flux and energy of precipitating electrons // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. No. 3. P. 2565–2569.
15. Galand M., Richmond A.D. Ionospheric electrical conductances produced by auroral proton precipitation // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. No. A1. P. 117-125.
16. Сахаров Я.А., Каткалов Ю.В., Селиванов В.Н., Вильянен А. Регистрация геоиндуцированных токов в региональной энергосистеме // Практические аспекты гелиогеофизики. Материалы XI-ой ежегодной конференции «Физика плазмы в солнечной системе». 17 февраля 2016 г. Москва. ИКИ. 2016. С. 134-145.
17. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Отражение динамики параметров солнечного ветра в процессе формирования суббуревой активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. № 3. С. 273–279.

Сведения об авторах

Воробьев Вячеслав Георгиевич,

д.ф.-м.н., г. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты;
E-mail: vorobjev@pgia.ru

Сахаров Ярослав Алексеевич

к.ф.-м.н., зав. лаб., Полярный геофизический институт, Апатиты;
E-mail: sakharov@pgia.ru

Ягодкина Оксана Ивановна,

к.ф.-м.н., с. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты;
E-mail: oksana41@mail.ru

Петрукович Анатолий Алексеевич

д.ф.-м.н., директор Института Космических Исследований РАН, Москва;
E-mail: a.petrukovich@cosmos.ru

Селиванов Василий Николаевич

к.т.н., директор Центра физико-технических проблем энергетики Севера КНЦ РАН, Апатиты; E-mail: selivanov@ien.kolasc.net.ru

В. А. Пилипенко, В. Б. Белаховский, Я. А. Сахаров, В. Н. Селиванов

ВОЗДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОЙ БУРИ 7-8 СЕНТЯБРЯ 2017 ГОДА НА ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

Аннотация

Интенсивность геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ) определяется вариациями во времени геомагнитного поля dB/dt . В системе регистрации ГИТ на Кольском полуострове и в Карелии во время геомагнитных бурь интенсивность ГИТ существенно возрастает. Достаточно ли для оценки величины ГИТ информации о локальной производной dB/dt – этот вопрос рассматривается в данной работе на примере магнитной бури 7-8 сентября 2017 г. Для синтеза вариаций теллурического поля использованы импедансы земной поверхности, рассчитанные в ходе эксперимента BEAR 1998 г. по глубинному магнитотеллурическому зондированию Феноскандии. Оказалось, что для некоторых случаев, корреляция ГИТ с вариациями dB/dt не выше, чем с вариациями самого поля B . Проводящая земная кора действует на вариации геомагнитного поля, вызывающие индуцированные токи в ЛЭП, как низкочастотный фильтр, подавляя высокочастотные компоненты.

Ключевые слова:

магнитная буря, геомагнитно-индуцированные токи, магнитотеллурическое зондирование.

V. A. Pilipenko, V. B. Belakhovsky, Ya. A. Sakharov, V. N. Selivanov

THE IMPACT OF THE GEOMAGNETIC STORM ON 7-8 SEPTEMBER 2017 ON ELECTRO POWER SYSTEM

Abstract

Intensity of geomagnetic-induced currents (GIC) is determined by the time variations of the geomagnetic field dB/dt . In the system of registration of GIC on the Kola Peninsula and in Karelia during geomagnetic storms, the GIC intensity increases significantly. Is the local derivative dB/dt sufficient for estimating the GIC magnitude? This issue is considered in this paper using as example the magnetic storm on June 7–8, 2017. To synthesize electrotelluric field variations, we use the Earth's surface impedances calculated during the 1998 BEAR experiment on deep magnetotelluric sounding of Fennoscandia. It turned out that for some cases, the correlation of GIC with variations of dB/dt is not higher than with variations of the field B . The conductive crust acts on geomagnetic variations dB/dt , inducing GIC in the power system, as a low-pass filter, suppressing high-frequency components.

Keywords:

magnetic storm, geomagnetically induced currents, magnetotelluric sounding.

Введение

Одним из наиболее существенных проявлений космической погоды являются электрические геомагнитно-индуцированные токи (ГИТ), возбуждаемые при резких изменениях геомагнитного поля в линиях электропередач (ЛЭП). Даже если не происходит нарушений в работе

оборудования, перегрузки в сети, вызванные космической погодой, оказывают существенный экономический эффект на рынок электроэнергии [1]. Ранее полагалось [2], что интенсивность ГИТ J пропорциональна производной по времени геомагнитного поля $J \sim dB/dt$. Однако это справедливо для замкнутого витка провода с омическим сопротивлением в вакууме. В реальности ГИТ индуцируется в контуре, образованном ЛЭП, заземлением с плохо известными характеристиками и земной корой с частотно-зависимыми геоэлектрическими свойствами. При этом во время магнитных бурь поле сильно варьирует по величине и направлению [3], а пространственная структура возмущения содержит иерархию масштабов. Более корректно полагать, что ГИТ определяется разностью потенциалов теллурического поля между заземленными узлами сети. Однако в отличие от наблюдений вариаций геомагнитного поля на мировой сети магнитных станций (около 300), регулярные наблюдения теллурического поля практически отсутствуют. Единственная возможность оценить эти поля состоит в их синтезе по данным о магнитных вариациях и геоэлектрических свойствах подстилающей земной поверхности [4]. В данной работе проводится сопоставление ГИТ, вариаций магнитного поля и синтезированного теллурического поля в период магнитной бури 7-8 сентября 2017 г.

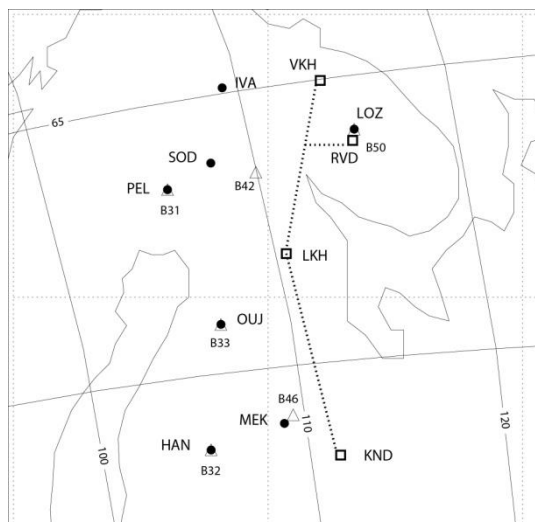


Рис. 1. Карта положения магнитных станций сети IMAGE (черные кружки), пунктов МТЗ (треугольники) и станций регистрации ГИТ (квадраты). Пунктирная линия означает трассу ЛЭП. Тонкие сплошные линии показывают геомагнитную сетку координат, точечные линии – географическую сетку. Для анализируемого периода данные ГИТ со станции RVD отсутствуют.

Данные регистрации геомагнитных вариаций и ГИТ

Полярным Геофизическим Институтом совместно с Центром физико-технических проблем энергетики Севера КНЦ РАН создана единственная в России система регистрации воздействия магнитосферных возмущений на энергосистему [5], развернутая на Кольском полуострове и в Карелии (рис. 1).

Измеряемым параметром является квази-постоянный ток, протекающий в глухозаземленной нейтрали автотрансформатора, который связан с ГИТ в ЛЭП.

Информация о вариациях геомагнитного поля получена по данным магнитных станций сети IMAGE (рис. 1). Магнитные данные были децимированы к шагу дискретизации 1 мин.

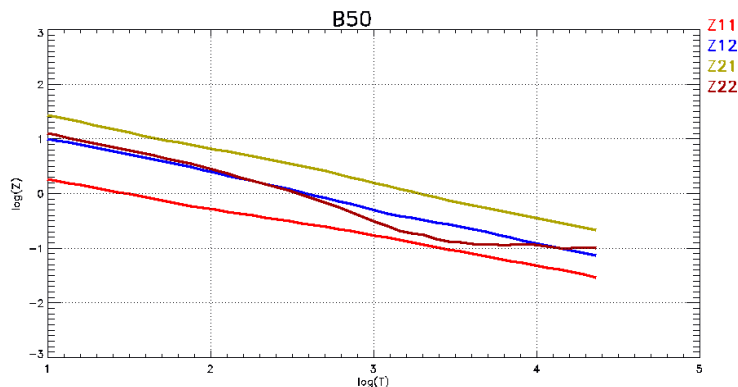


Рис. 2. Графики зависимости амплитуд элементов тензора импеданса $Z(T)$ от периода T для пункта B50.

Расчет эквивалентных теллурических токов

На земной поверхности спектральные амплитуды электрической и магнитной компонент поля связаны импедансным соотношением через тензор поверхностного импеданса земной коры Z , определяемый распределением проводимости Земли с глубиной $\sigma(z)$:

$$\begin{pmatrix} E_x(f) \\ E_y(f) \end{pmatrix} = \mu_0^{-1} \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X(f) \\ Y(f) \end{pmatrix} \quad (1)$$

Для синтеза вариаций теллурического поля были использованы импедансы земной поверхности, рассчитанные в ходе глобального эксперимента BEAR 1998 г. по глубинному магнитотеллурическому зондированию (МТЗ) Феноскандии [6]. Положение отдельных МТЗ станций показано на карте (Рис. 1). Из первичных 10-сек данных магнитометров сети IMAGE удалялся тренд (текущее среднее значение по 33 мин интервалу) и затем применялось преобразование Фурье (ПФ). На ПФ накладывался анизотропный тензор комплексной импедансной функции $Z(T)$ в диапазоне периодов 8-55000 сек по граничному условию (1). Затем с помощью обратного ПФ восстанавливался 10 секунднй временной ряд вариаций теллурического поля (компоненты E_x и E_y).

Граничное условие (1) справедливо только для крупномасштабных возмущений над хорошо-проводящей земной поверхностью, когда масштаб возмущения много больше скин-длины δ . Поскольку всплески ГИТ могут быть вызваны быстрыми вариациями мелкомасштабных токовых структур [7], то для таких возмущений условие (1) может нарушаться. График характерной зависимости амплитуд элементов тензора $Z(T)$ от периода T для пункта МТЗ B50 приведен на рис. 2. Для большинства МТЗ пунктов эта зависимость хорошо

аппроксимируется степенной зависимостью $Z(T) \sim T^{-\alpha}$, где показатель $\alpha \approx 0.6$ (для однородного полупространства $\alpha = 0.5$).

Регионы, где имеются измерения магнитного поля, импеданса и ГИТ в близких точках или на одной геомагнитной широте – это набор станций LOZ-B50-VKH и HAN-B32-KND. Для этих групп станций мы сравним временные формы вариаций $J(t)$, $B(t)$, $dB(t)/dt$, $E(t)$.

Сопоставление геомагнитных и геоэлектрических вариаций и ГИТ

Сильная магнитная буря 7-8 сентября 2017 г. неожиданно возникла на фазе минимума солнечной активности 24-го солнечного цикла. Во время главной фазы бури, начавшейся в 23:15 UT 7 сентября, геомагнитные индексы достигли значений $|Dst| \sim -150$ нТл, $AE \sim 1500-2000$ нТл. Сопоставление мгновенных амплитуд ГИТ во время этой бури на станциях VKH и KND с «магнитной кеограммой» [8], показывающей вариацию во времени широтного распределения амплитуды геомагнитного возмущения (X-компонента) и вариабельности поля $|dX/dt|$, представлено на рис. 3. Видны по меньшей мере три активизации, сопровождающиеся всплеском dB/dt и J . Возмущения магнитного поля происходит на широтах $58^\circ-67^\circ$. Эпицентр вариабельности поля $|dX/dt|$ локализован по широте в диапазоне $60^\circ-65^\circ$. ЛЭП от VKH до KND покрывает область широт, от 62° до 68° (положение крайних станций показано пунктиром). Таким образом, во время этой магнитной бури «эпицентр» геомагнитного возмущения находился внутри области, перекрываемой ЛЭП.

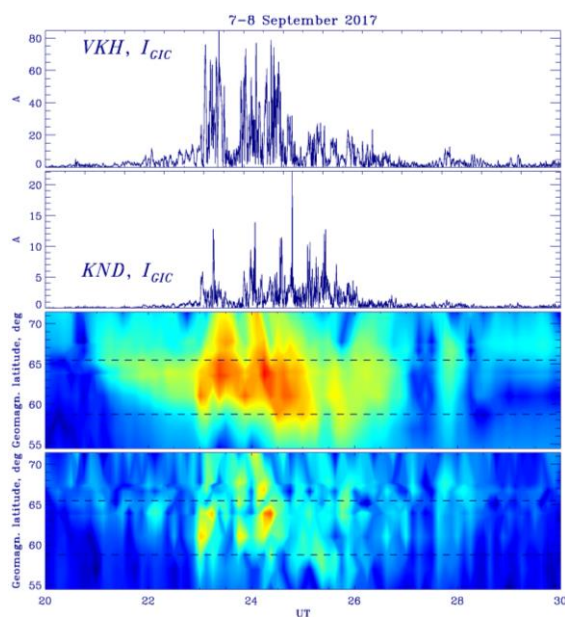


Рис. 3. Мгновенные амплитуды ГИТ на станциях VKH и KND и «магнитная кеограмма», показывающая вариацию во времени широтного распределения (в геомагнитных координатах) вдоль профиля станций IMAGE амплитуды геомагнитного возмущения X (3-я панель) и вариабельности поля dX/dt (нижняя панель). Горизонтальные пунктирные линии показывают положение крайних станций ГИТ VKH и KND на ЛЭП.

Сопоставление локальных значений возмущений геомагнитного и теллурического полей с 21 UT 7 сентября по 03 UT 8 сентября 2017 г. показаны на рис. 4 для близких станций.

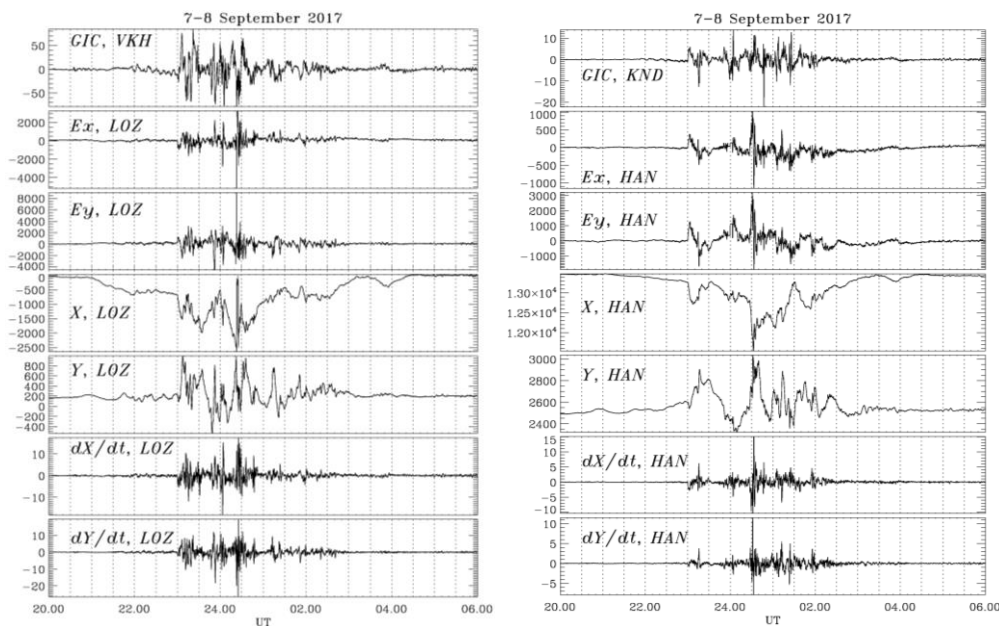


Рис. 4. Вариации ГИТ, компонент теллурического поля E_x и E_y , компонент магнитного поля X и Y , производных магнитного поля dX/dt и dY/dt , с 20 UT 7 сент. по 03 UT 8 сентября 2017 г. на станциях VKH-IVA (слева) и KND-HAN (справа).

Была рассчитана корреляция разных параметров магнитного и геоэлектрического полей с ГИТ на ближайших станциях VKH и KND (коэффициенты корреляции R приведены в таблице 1).

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между ГИТ и X , Y , dX/dt , dY/dt , E_x , E_y .

J	X	Y	dX/dt	dY/dt	E_x	E_y
VKH-IVA	-0.33	0.32	0.11	0.28	0.45	0.08
KND-HAN	-0.10	0.01	-0.28	-0.26	0.21	0.27

Для пары VKH-IVA вариации dB/dt коррелируют с J даже хуже, чем вариации B . Наибольшая корреляция наблюдается между ГИТ и теллурическим полем (компонента E_x). Однако для пары KND-HAN примерно одинаковая корреляция наблюдалась как для dB/dt , так и E (E_y -компонента).

Модель ГИТ в заземленной ЛЭП

Интенсивность ГИТ пропорциональна электродвижущей силе (EMF), которая определяется производной по времени от магнитного потока через замкнутый контур. Чтобы оценить частотную зависимость J_ω , рассмотрим

упрощенную модель заземленной ЛЭП с длиной L на опорах с высотой d , в которой протекает ГИТ J (рис. 5).

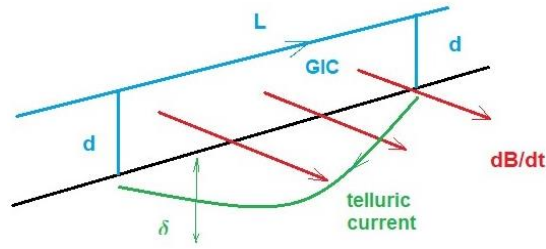


Рис. 5. Схема эквивалентного контура, в котором возбуждаются ГИТ при изменениях геомагнитного поля.

Токи, возбуждаемые в ЛЭП, замыкаются токами растекания в Земле. Магнитное поле проникает в Землю на глубину скин-слоя δ , определяемую величиной поверхностного импеданса $\delta = 2^{1/2} |Z| / \omega \mu$. Можно качественно полагать, что эффективный магнитный поток определяется контуром с замыкающим проводником на глубине δ и площадью $L(d + \delta)$. Магнитный поток через контур $\Phi = B_0 \exp(-i\omega t) L(d + \delta)$. Таким образом, ток в контуре (и в ЛЭП) определяется в типичном случае $\delta \gg d$ как:

$$J_\omega = -i\omega B_0 L \delta(\omega) / R(\omega), \quad (2)$$

где $R(\omega)$ - сопротивление Земли между заземлениями, зависимость которого от длины линии частоты плохо известна. В результате зависимость ГИТ от частоты можно представить в виде:

$$J_\omega = 2^{1/2} i L \mu^{-1} Z(\omega) B_0 / R(\omega) \quad (3)$$

В рассматриваемом регионе $Z(\omega) \sim \omega^\alpha$ с типичным значением показателя $\alpha = 0.6$ (рис. 2). Таким образом, спектр ГИТ в отличие от соотношения $J \sim dB/dt$, при котором $J_\omega \sim \omega B_0$, должен быть более слабой зависимостью от частоты, чем вариабельность поля dB/dt . Это качественное предсказание согласуется с наблюдаемыми спектральными особенностями (рис. 4) и корреляционными соотношениями (Табл. 1).

Заключение

Простые оценки показывают, что проводящая земная кора действует на вариации геомагнитного поля, вызывающие индуцированные токи в ЛЭП, как низкочастотный фильтр, подавляя высокочастотные компоненты. В зависимости от соотношения между геометрическими размерами ЛЭП и геоэлектрическими параметрами вариации ГИТ могут как соответствовать dB/dt , так и оказываться более низкочастотными.

Благодарности. Работа Пилипенко В.А. поддержана грантом РФФ № 16-17-00121.

Литература

1. Schulte in den Bäumen H., Moran D., Lenzen M., Cairns I., Steenge A. How severe space weather can disrupt global supply chains // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2014. Vol. 14. P. 2749-2759.
2. Viljanen A., Nevanlinna H., Pajunpää K., Pulkkinen A. Time derivative of the geomagnetic field as an activity indicator // Ann. Geophys. 2001. Vol. 19. P. 1107-1118.
3. Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. Характеристики вариабельности геомагнитного поля для изучения воздействия магнитных бурь на электроэнергетические системы // Физика Земли. 2018. №1. 173–185.
4. Püthe C., Kuvshinov A. Towards quantitative assessment of the hazard from space weather. Global 3-D modellings of electric field induced by a realistic geomagnetic storm // Earth, Planets and Space. 2013. V. 65. P. 1017.
5. Sakharov Ya.A., A.N. Danilin, R.M. Ostafiyuk. Registration of GIC in power systems of Kola Peninsula // Proc. of 7-th International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology, St-Petersburg. 2007. P. 291-293.
6. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A., Kovtun A., Palshin N., Smirnov M., Tokarev A., Asming V., Vanyan L., Vardaniants I. Crustal conductivity in Fennoscandia – a compilation of a database on crustal conductance in the Fennoscandian Shield // Earth Planets Space. 2002. 54. 535–558.
7. Pulkkinen A., Bernabeu E., Eichner J., Viljanen A., Ngwira C. Regional-scale high-latitude extreme geoelectric fields pertaining to geomagnetically induced currents // Earth, Planets and Space. 2015. Vol. 67. article id. 93.
8. Kozyreva O.V., Pilipenko V.A., Belakhovsky V.B., Sakharov Ya.A. Ground geomagnetic field and GIC response to March 17, 2015 storm // Earth, Planets and Space. 2018. Vol. 70, Issue 1, article id. 157.

Сведения об авторах

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

д.ф.-м.н., г. н. с., Геофизический Центр РАН, Москва
зав. лабораторией, Институт физики Земли РАН, Москва
E-mail: pilipenko_va@mail.ru

Белаховский Владимир Борисович

к.ф.-м.н., н. с., Полярный Геофизический Институт, Апатиты
E-mail: belakhov@mail.ru

Сахаров Ярослав Алексеевич

к.ф.-м.н., зав. лабораторией, Полярный Геофизический Институт, Апатиты
E-mail: ya_sakh@mail.ru

Селиванов Василий Николаевич

к.т.н., директор, Центр физико-технических проблем энергетики Севера КНЦ РАН, Апатиты

В. Б. Белаховский, В. А. Пилипенко, Я. А. Сахаров, В. Н. Селиванов

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РОСТ ГЕОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ В ЛИНИЯХ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ

Аннотация

В работе произведена оценка вклада различных типов импульсных геомагнитных возмущений (SSC, TCV импульсы, Pi3 суббуревые пульсации) в рост геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ), регистрируемых в линиях электропередач на Кольском полуострове и в Карелии. Анализ показывает, что наибольших значений ГИТ достигает при суббуре. Но генерация интенсивных ГИТ в значительной степени связана не с глобальными геомагнитными возмущениями большой амплитуды, а с локальными быстрыми вариациями сравнительно небольшой амплитуды, наложенными на глобальные возмущения. Экстремальные значения ГИТ могут быть вызваны не только временными вариациями геомагнитного поля, но и пространственными вариациями вихревых токовых систем. Пространственно-временное распределение максимума геомагнитных возмущений не всегда совпадает с пространственно-временным распределением максимума производной dx/dt . Поэтому проблема предсказания ГИТ далеко не всегда сводится к предсказанию мощного геомагнитного возмущения.

Ключевые слова:

геомагнитные возмущения, геомагнитно-индуцированные токи, SSC импульс, TCV импульс, Pi3 пульсации.

V. B. Belakhovsky, V. A. Pilipenko, Ya. A. Sakharov, V. N. Selivanov

THE INFLUENCE OF THE IMPULSE DISTURBANCES OF GEOMAGNETIC FIELD ON A GROWTH OF GEOMAGNETICALLY INDUCED CURRENTS IN ELECTRIC POWER LINES

Abstract

In this study the estimation of the contribution of different types of impulse geomagnetic disturbances (SSC, TCV impulses, Pi3 substorm pulsations) on a growth of geomagnetically induced currents (GIC) registered in electric power lines of Kola Peninsula and Karelia are conducted. The analyses show that the GIC have a maximum value during the substorm. But the generation in intense GIC is largely associated not with global geomagnetic disturbances with great amplitude but with fast local variations of small amplitude superimposed on global disturbances. The extreme values of GIC can be caused not only by the temporal variations of geomagnetic field but also by the spatial variations of the vortex currents systems. The spatial-temporal distribution of the maximum of geomagnetic disturbances does not always coincide with the spatial-temporal distribution of the dx/dt maximum. So the problem of GIC prediction is not always a problem of strong geomagnetic disturbance prediction.

Keywords:

geomagnetic disturbances, geomagnetically induced currents, SSC impulse, TCV impulse, Pi3 pulsations.

Введение

Геомагнитно-индуцированные токи (ГИТ) представляют собой токи, протекающие в поверхностных слоях Земли, они вызываются теллурическими электрическими полями, индуцированными изменениями геомагнитного поля. Наиболее интенсивные токи (до сотен ампер) и электрические поля (>10 В/м) возбуждаются на авроральных широтах при магнитных бурях и суббурях [1]. ГИТ представляют опасность для наземных технологических систем (линии электропередач, трубо-, нефте-, газопроводы, телефонные, телеграфные линии и т.п.). Наведенные токи вызывают насыщение, перегрев и даже повреждение высоковольтных трансформаторов на электрических подстанциях. Известны многочисленные примеры катастрофических последствий.

Главная фаза магнитной бури или начало суббури являются причиной высокого dB/dt и рассматриваются как основной фактор риска для энергосистем на высоких широтах. Например, катастрофа энергетической системы Hydro Quebec была вызвана бурей с $dB/dt \sim 480$ нТл/мин [2], хотя влияние ГИТ на ЛЭП наблюдалось и при гораздо меньших $dB/dt \sim 100$ нТл/мин [3].

Крупномасштабная структура ионосферных токов на авроральных широтах определяется восточно-западным электроджетом, что проявляется в преобладании X-компоненты геомагнитного поля. Однако вклад производных dY/dt , dX/dt в рост ГИТ уже вполне сопоставим. Поэтому рост ГИТ определяется не только авроральным электроджетом, но и мелкомасштабными токовыми системами [4].

В данной работе произведена оценка вклада импульсных геомагнитных возмущений, таких как SSC, TCV импульсы, P_iЗ пульсации, в рост ГИТ в высоких широтах.

Данные

В работе были использованы данные по регистрации ГИТ в линиях электропередач Кольского полуострова и Карелии. Система регистрации принадлежит Полярному геофизическому институту и Центру физико-технических проблем энергетики Севера КНИЦ РАН и является единственной в России. Система включает себя 4 станции (Выходной – VKH, Титан – TTN, Лоухи – LKH, Кондопога – KND) на линии 330 кВ и одну станцию на линии 220 кВ (Ревда – RVD). Система регистрации ориентирована в направлении север-юг, она работает с 2010 года по настоящее время.

Для характеристики вариаций геомагнитного поля были использованы данные магнитометров сети IMAGE (58°-79° геомагнитной широты). Также в работе использована двухмерная модель по расчету эквивалентных ионосферных токовых систем на основе данных магнитометров сети IMAGE, построенная по методу сферических элементарных токовых систем.

Воздействие SSC импульса на энергетические системы

Появление SSC (storm sudden commencement) импульса связано с приходом к магнитосфере Земли межпланетной ударной волны (МУВ), SSC импульс является индикатором начала геомагнитной бури. Воздействие МУВ на геомагнитное поле имеет и важный прикладной аспект как источник ГИТ. Хотя возмущение ΔB , связанное с SSC, относительно мало по сравнению с ΔB во время суббури, бури, величина dB/dt при SSC может быть достаточно большой, чтобы

индуцировать опасные ГИТ в энергетических системах. В то время как подавляющее большинство исследований ГИТ сосредоточено на сильных геомагнитных бурях, такое явление космической погоды, как SC, также может давать очень большие dB/dt на разных широтах, от авроральной области до геомагнитного экватора [2]. Операторы линий электросети воспринимают SC как появление короткого замыкания в системе.

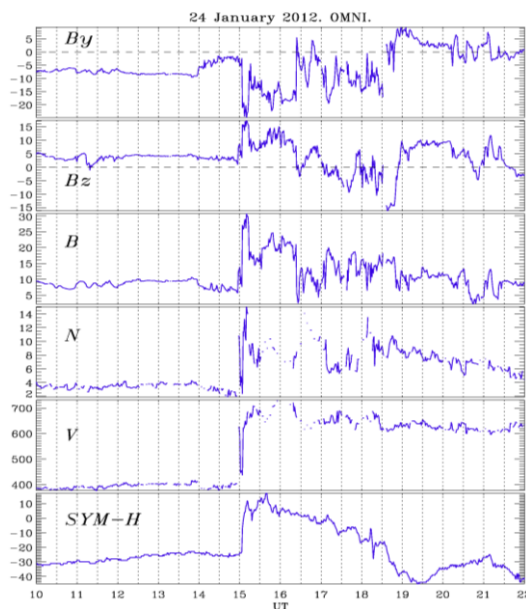


Рис. 1. Параметры межпланетного магнитного поля (B_y , B_z -компоненты [нТл], модуль B [нТл] геомагнитного поля) и солнечного ветра (плотность [см^{-3}], скорость [км/с]) по данным базы OMNI, SYM-H индекс [нТл].

Во время SSC событий, наблюдаются заметные скачки в ГИТ, однако далеко не для всех событий. Возмущения с $dB/dt > 100$ нТл/мин могут возникать во время SSC в авроральной области, при этом величина связанного с этим импульсом dB/dt не связана однозначно с интенсивностью последующей магнитной бури.

Детально проанализировано SSC событие 24 января 2012 года. Приход МУВ связан с резким ростом скорости (от 400 до 650 км/с), плотности (с 3 до 12 см^{-3}) солнечного ветра, модуля межпланетного магнитного поля (с 7 до 27 нТл) около 15 UT по данным базы OMNI (рис. 1). Приход МУВ привел к резкому росту геомагнитного поля, как видно из вариаций SYM-H индекса (рис. 1). Обнаружен заметный вклад данного SSC события в резкое увеличение величины ГИТ (~ 28 А) в линиях электропередач на станции VKN (Кольский полуостров), KND (Карелия) – рис. 2. После SSC события видны Pc5 пульсации в вариациях ГИТ с амплитудой примерно 5-8 А. Вариации ГИТ в целом хорошо коррелируют с вариациями производной X-компоненты геомагнитного поля dX/dt .

Интересно, что вклад SSC импульса в рост ГИТ примерно в 3 раза выше, чем вклад последовавшей после SSC суббури (примерно в 21 UT). Хотя амплитуда самого SSC импульса составляла примерно 300 нТл, а амплитуда суббури около 600 нТл. Это объясняется тем, что величина производной во время

SSC импульса ($dX/dt \approx 160$ нТл/мин) достигала больших значений, чем во время суббури ($dX/dt \approx 80$ нТл/мин) – рис. 2. То есть вклад SSC импульса в рост ГИТ соизмерим, а порой даже превосходит вклад суббури. Величина ГИТ зависит не от амплитуды геомагнитного возмущения, а от скорости его изменения.

Построена карта распределения вариаций геомагнитного поля и его производной в зависимости от геомагнитной широты и времени на основе данных сети IMAGE (рис. 3). Пунктирной линией показано расположение станций VKH, KND. Подобное распределение позволяет по вариациям производной геомагнитного поля оценить возможность наведения ГИТ на той или иной широте. Максимум геомагнитных возмущений после SSC события не совпадает с максимумом производной dX/dt этих геомагнитных возмущений. Поэтому проблема предсказания ГИТ далеко не всегда сводится к предсказанию максимального геомагнитного возмущения.

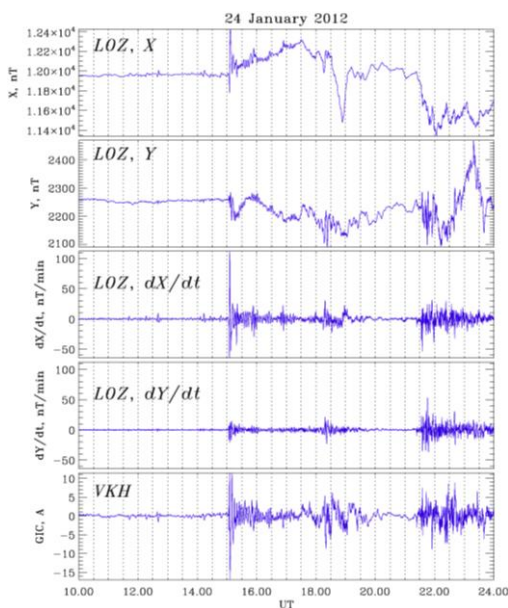


Рис. 2. Вариации X, Y-компонент геомагнитного поля, вариации производных dX/dt , dY/dt на станции LOZ, вариации ГИТ на станции VKH.

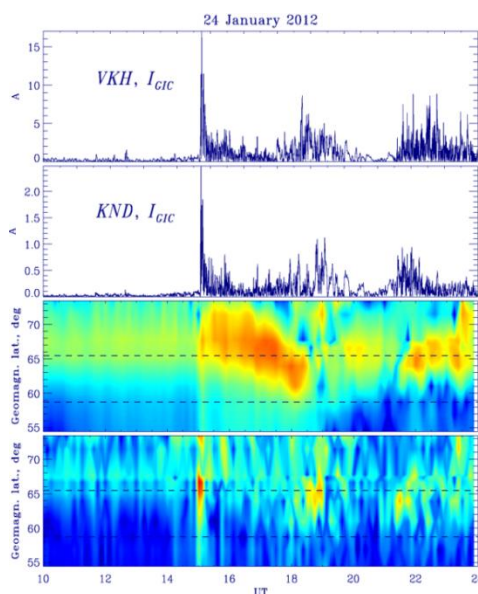


Рис. 3. Вариации ГИТ на станциях VKH, KND, широтные вариации X-компоненты геомагнитного поля, широтные вариации производной dX/dt геомагнитного поля.

Воздействие TCV импульса на энергетические системы

Рассмотрен вклад перемещающихся конвективных вихрей (traveling convection vortices – TCV) в рост величины ГИТ. Данные импульсы возбуждаются в магнитосфере на дневной стороне при спокойных геомагнитных условиях и имеют продолжительность 5-10 минут. Они, как правило, являются результатом отклика магнитосферы на резкие изменения ориентации межпланетного магнитного поля, динамического давления солнечного ветра [5]. Проанализирован TCV импульс 26 января 2012 года (рис. 4.). На станции НОР ($CGL=73.06^\circ$) амплитуда импульса достигала 400 нТл. В ходе анализа показано,

что TCV импульсы не вносят заметного вклада в рост ГИТ в линии электропередач на Кольском полуострове (5-6 А). Однако данные импульсы имеют вихревую структуру (рис. 5.). Из рисунка видно, что вихревая структура TCV располагается заметно выше системы регистрации ГИТ на Кольском полуострове. Поэтому для технологических систем, расположенных в еще более высоких широтах, они могут представлять опасность.

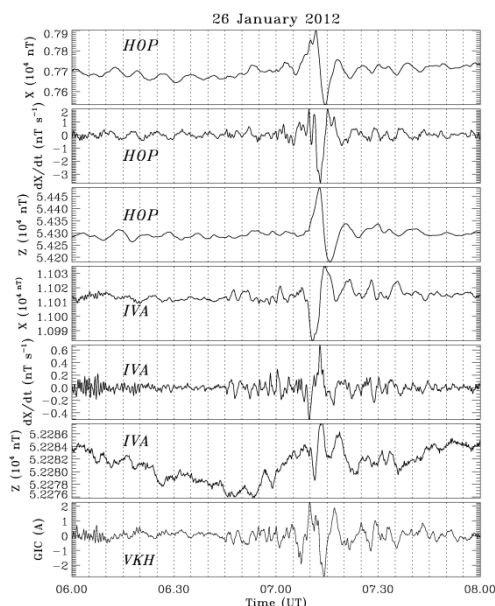


Рис. 4. X-компонента геомагнитного поля, dX/dt , Z-компонента геомагнитного поля на станции HOP; X-компонента геомагнитного поля, dX/dt , Z-компонента геомагнитного поля на станции IVA; ГИТ на станции VKH.

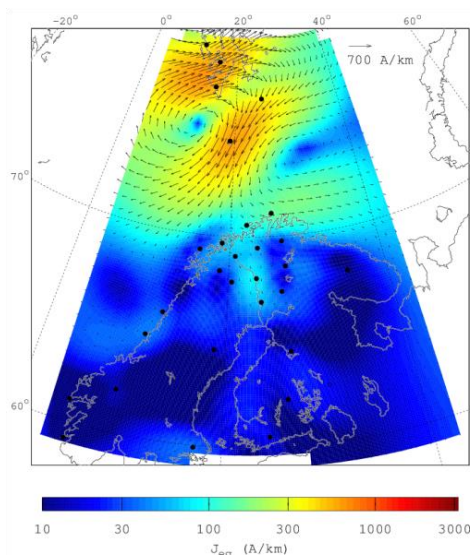


Рис. 5. Двухмерные эквивалентные токи, построенные по методу сферических элементарных токовых систем для 26 января 2012 года в 07.14 UT.

Воздействие РіЗ пульсаций на энергетические системы

РіЗ пульсации (или Рsb пульсации) являются тонкой структурой геомагнитной суббури [6]. Их период составляет примерно 10-20 минут, амплитуда РіЗ пульсаций достигает сотни нТл [7]. Данные колебания наблюдаются на земной поверхности и в магнитосфере. РіЗ пульсации в геомагнитном поле вызывают одновременные пульсации в риометрическом поглощении, интенсивности полярных сияний, что свидетельствует о модуляции потоков высыпающихся в ионосферу энергичных и надтепловых электронов. Период РіЗ пульсаций заметно больше периодов типичных Рс5 пульсаций, поэтому они не могут быть интерпретированы как собственные колебания силовой линии. Механизм генерации данного типа возмущений так до конца и не выяснен.

В качестве примера рассмотрена магнитная буря 27-29 июня 2013 года, когда значения ГИТ достигали максимальных значений за всю историю регистрации в данной системе, начиная с 2010 года. 29 июня 2013 года (01-04 UT)

на станциях сети IMAGE наблюдалась мощная суббуря. Величина суббури на станции SOD достигала более 1000 нТл. Вариации ГИТ, магнитного поля, его производной показаны на рис. 6. На фоне суббури наблюдались мощные (с амплитудой в сотни нТл) иррегулярные P_iЗ пульсации. Величина ГИТ достигала 120 Ампер на станции VKH. Интересно, что амплитуда P_iЗ пульсаций в X и Y-компонентах геомагнитного поля вполне сопоставима.

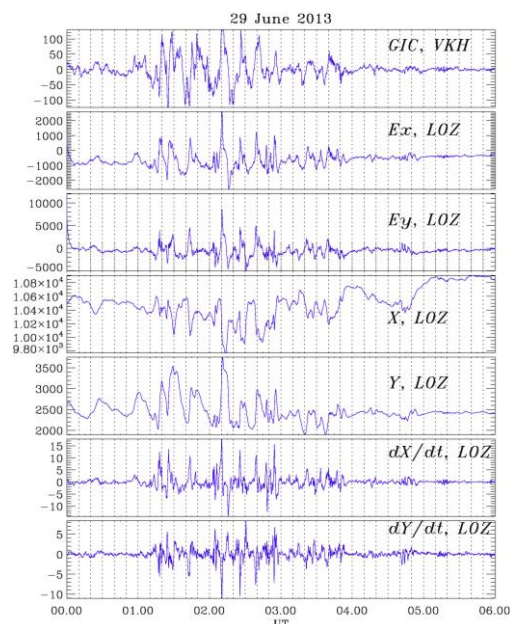


Рис. 6. Вариации ГИТ на станции VKH [А]; E_x , E_y -компоненты электрического поля [мВ/м]; X , Y -компоненты магнитного поля на станции LOZ [нТл]; dX/dt , dY/dt на станции LOZ [нТл/мин].

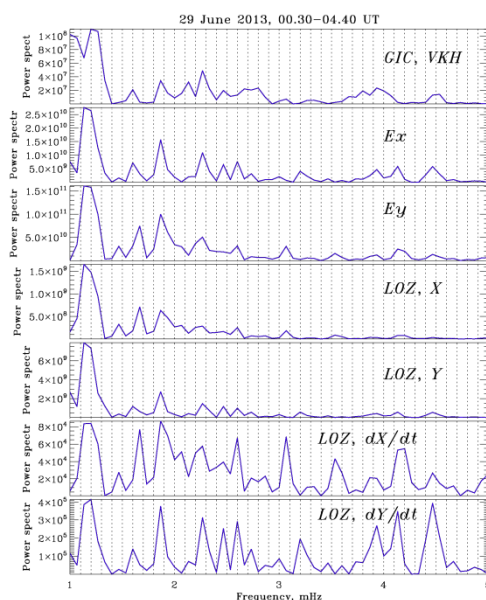


Рис. 7. Спектральная мощность для вариации ГИТ, E_x , E_y -компонент электрического поля, X , Y -компоненты магнитного поля; dX/dt , dY/dt .

Проведены расчеты теллурического поля, ответственного за генерацию ГИТ. Были использованы импедансы земной поверхности, рассчитанные в ходе глобального эксперимента BEAR по магнитотеллурическому зондированию (МТЗ) Скандинавии, Кольского полуострова [8]. Из первичных 10-секундных данных магнитометра сети IMAGE (компоненты X и Y) удалялся тренд: из временного ряда вычиталось текущее среднее значение по 33 минут интервалу. Затем к полученному временному ряду применялось преобразование Фурье (ПФ). На ПФ накладывался анизотропный тензор комплексной импедансной функции в диапазоне от 8 секунд до 55000 секунд по соотношению (5). Затем с помощью обратного ПФ восстанавливался 10 сек временной ряд вариаций теллурического поля (компоненты E_x и E_y). Результаты оценок для суббури 29 июня 2013 года приведены на рис. 6, где показаны вариации электрического поля (E_x , E_y -компоненты).

Спектральный анализ показывает наличие общего пика на частоте 1.2 мГц для вариаций ГИТ, магнитного, электрического полей, что говорит об общей

физической природе данных вариаций (Рис. 7). Хотя для dX/dt , dY/dt спектр более зашумленный. Результаты корреляционного анализа для станции VKN и LOZ в интервале 01.00-04.00 UT представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между ГИТ и X , Y , dX/dt , dY/dt , E_x , E_y (01-04 UT).

J	X	Y	dX/dt	dY/dt	E_x	E_y
VKN-LOZ	-0.28	0.69	-0.05	0.003	0.54	0.37

Видно, что лучше всего вариации ГИТ коррелируют с Y -компонентой геомагнитного поля, корреляция в dX/dt , dY/dt очень слабая. Таким образом, вопреки традиционной точке зрения, ГИТ лучше коррелирует с вариациями магнитного поля, чем dB/dt . Поэтому высокие значения ГИТ могут быть вызваны не только временными вариациями геомагнитного поля, но и пространственными вариациями мелкомасштабных вихревых ионосферных токовых систем.

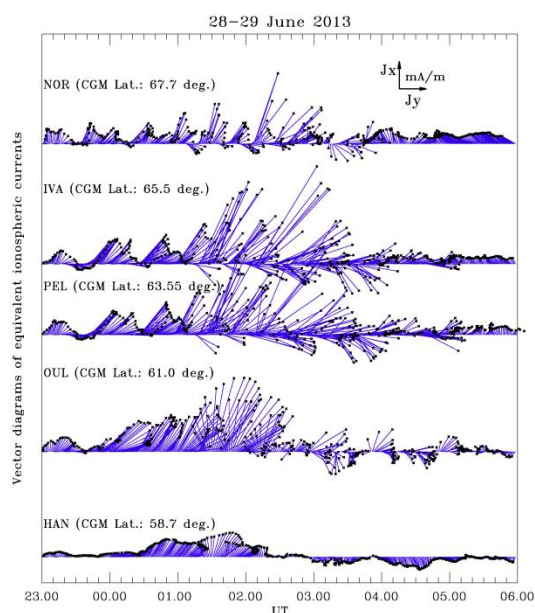


Рис. 8. Векторная диаграмма эквивалентных ионосферных токов вдоль меридионального профиля станций.

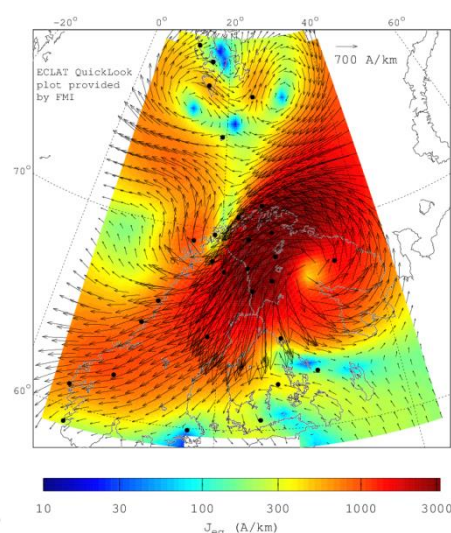


Рис. 9. Двухмерные эквивалентные ионосферные токи для события 29 июня 2013 года в 02.15 UT в районе Скандинавии, Кольского полуострова.

Построение векторных диаграмм эквивалентных ионосферных токов по данным наземных магнитометров показывает, что $Pi3$ пульсации имеют вихревую структуру (рис. 8.). Распределение эквивалентных ионосферных токов, рассчитанных по данным модели IMAGE, в координатах широта-долгота также показывает наличие сильных вихрей (рис. 9.).

Таким образом, причиной экстремальных значений ГИТ помимо аврорального электроджета могут являться вихревые токовые системы в ионосфере, связанные

продольными токами в магнитосфере. Генерация интенсивных ГИТ в значительной степени связана не с глобальными геомагнитными возмущениями большой амплитуды, а с локальными быстрыми вариациями сравнительно небольшой амплитуды, наложенными на глобальные возмущения.

Заключение

Произведена оценка воздействия различных типов импульсных геомагнитных возмущений на рост величины ГИТ, регистрируемых в линиях электропередач на Кольском полуострове и в Карелии. SSC события, связанные с приходом межпланетной ударной волны, могут приводить к заметному росту ГИТ (до ~30 А). Значительное по амплитуде геомагнитное возмущение не всегда приводит к большим значениям ГИТ. Пространственно-временное распределение максимума геомагнитных возмущений далеко не всегда совпадает с пространственно-временным распределением максимума производной dX/dt . Поэтому проблема предсказания ГИТ далеко не всегда сводится к предсказанию интенсивного геомагнитного возмущения.

Наибольших значений ГИТ достигает при суббуре. При этом генерация интенсивных ГИТ в значительной степени связана не с глобальными геомагнитными возмущениями большой амплитуды, а с локальными быстрыми вариациями сравнительно небольшой амплитуды, наложенными на глобальные возмущения (P₁₃ пульсации).

Показано, что в отдельных случаях вариации ГИТ могут лучше коррелировать с вариациями геомагнитного поля, чем с его производной. Поэтому экстремальные значения ГИТ могут быть вызваны не только временными вариациями геомагнитного поля, но и пространственными вариациями вихревых токовых систем, связанных с продольными токами в магнитосфере.

TSCV импульсы приводят к незначительному росту ГИТ (около 7А). Однако данные возмущения имеют вихревую структуру и могут представлять опасность для технологических систем, расположенных в более высоких широтах, чем система регистрации ГИТ.

Благодарности. Авторы выражают благодарность сотрудникам сети магнитометров IMAGE за предоставленные данные (space.fmi.fi/image). Данные системы регистрации ГИТ представлены на сайте <http://eurisgic.org/>. Работа поддержана грантом РФФИ № 16-35-60049 мол_а_дк.

Литература

1. Lanzerotti L.J. Space weather effects on technologies // Space Weather. Geophys. Monogr. Ser. vol. 125. P. 11. 2001.
2. Fiori R.A.D., Boteler D.H., Gillies D.M. Assessment of GIC risk due to geomagnetic sudden commencements and identification of the current systems responsible // Space Weather. 2014. V. 12. P. 76–91.
3. Kappenman J.G. Great geomagnetic storms and extreme impulsive geomagnetic field disturbance events – an analysis of observational evidence including the great storm of May 1921 // Adv. Space Res. 2006. V. 38. P. 188–199.
4. Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. Характеристики variability геомагнитного поля для изучения

воздействия магнитных бурь и суббурь на электроэнергетические системы // Физика Земли. 2018. № 1. с. 56-68.

5. Friis-Christensen E., M.A. McHenry, C.R. Clauer, and S. Vennerstroem. Ionospheric traveling convection vortices observed near the polar cleft: A triggered response to sudden changes in the solar wind // Geophys. Res. Lett. 2014. 15. 253-256.
6. Saito T. Long-period irregular magnetic pulsations Pi3 // Space. Sci. Rev. 1978. 21. 427-467.
7. Cheng C-C., Mann I., Baumjohann W. Association of consecutive Pi2-Ps6 band pulsations with earthward fast flows in the plasma sheet in response to IMF variations // J. Geophys. Res. 2014. 119. P. 3617-3640.
8. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A., Kovtun A., Palshin N., Smirnov M., Tokarev A., Asming V., Vanyan L., Vardaniants I. Crustal conductivity in Fennoscandia – a compilation of a database on crustal conductance in the Fennoscandian Shield // Earth Planets Space. 2002. 54. P. 535-558.

Сведения об авторах

Белаховский Владимир Борисович

к.ф.-м.н., н. с., Институт физики Земли РАН, Москва

E-mail: belakhov@mail.ru

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

зав. лабораторией, Институт физики Земли РАН, Москва

д.ф.-м.н., г. н. с., Геофизический Центр РАН, Москва

E-mail: pilipenko_va@mail.ru

Сахаров Ярослав Алексеевич

к.ф.-м.н., зав. лабораторией, Полярный Геофизический Институт, Апатиты

E-mail: ya_sakh@mail.ru

Селиванов Василий Николаевич

к.т.н., директор, Центр физико-технических проблем энергетики Севера КНЦ РАН, Апатиты

E-mail: selivanov@ien.kolasc.net.ru

Т. А. Попова, А. А. Любич, А. Г. Демехов, А. Г. Яхнин

**ПИТЧ-УГЛОВАЯ ДИФФУЗИЯ ЭНЕРГИЧНЫХ ПРОТОНОВ ПРИ ИХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЭМИЦ ВОЛНАМИ: СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ
РАСЧЕТОВ С ДАННЫМИ СПУТНИКОВ THEMIS И NOAA/POES**

Аннотация

По данным спутников THEMIS проанализировано несколько случаев наблюдения ЭМИЦ волн в разных долготных секторах и на разных L-оболочках. Отбирались события, во время которых имели место пролеты низкоорбитальных спутников POES в сопряженных областях. С использованием частотного профиля интенсивности ЭМИЦ волн и данных о величине магнитосферного магнитного поля и плотности холодной плазмы были рассчитаны коэффициенты питч-угловой диффузии энергичных протонов на разных энергиях и питч-углах. Расчеты проводились в предположении, что холодная плазма содержит электроны, протоны, однократно ионизованные ионы гелия и кислорода. Результаты расчетов сопоставлялись с энергией выпадающих протонов, зарегистрированных на спутниках POES. В целом энергии выпадающих протонов согласуются с ожидаемыми на основании расчета коэффициентов питч-угловой диффузии.

Ключевые слова:

ЭМИЦ волны, выпадания энергичных протонов, питч-угловая диффузия.

T. A. Popova, A. A. Lyubchich, A. G. Demekhov, A. G. Yahnin

**PITCH-ANGLE DIFFUSION OF ENERGETIC PROTONS UPON THEIR
INTERACTION WITH EMIC WAVES: COMPARISON OF CALCULATION RESULTS
WITH THEMIS AND NOAA/POES DATA**

Abstract

We analyze several cases of THEMIS spacecraft observations of EMIC waves in various local time sectors and L shells. We selected the events during which the energetic proton precipitation was observed by low-orbiting POES spacecraft in the conjugate region. By using the data on the spectral intensity of EMIC waves, the geomagnetic field, and the plasma density we calculated the pitch-angle diffusion coefficients of energetic protons for various energies and pitch-angles. The calculations were performed under the assumption that the ambient plasma consisted of three ion species, i.e., protons, He⁺, and O⁺ ions. The results of calculations were compared with the energy of precipitated protons. On the whole, the energies of precipitated energetic protons are in agreement with those which can be expected on the basis of the calculated pitch-angle diffusion coefficients.

Keywords:

EMIC wave, the energetic proton precipitation, the pitch-angle diffusion.

Введение

Внутренняя область магнитосферы, включающая в себя плазмосферу, радиационные пояса и кольцевой ток, вызывает интерес исследователей, о чем свидетельствуют новые спутниковые миссии, запущенные для ее исследования и множество теорий и предположений о процессах, протекающих в ней.

Одним из таких процессов в экваториальной плоскости магнитосферы является рассеяние энергичных заряженных частиц по питч-углам при взаимодействии с электромагнитными ионно-циклотронными (ЭМИЦ) волнами. Механизм резонансного взаимодействия ЭМИЦ волна – частица описан в квазилинейной теории [1, 2]. Если значение питч-угла становится достаточно малым, то частица попадает в конус потерь и при движении по магнитной силовой линии попадает на малые высоты, где вступает во взаимодействие с частицами атмосферы Земли. Такая частица уже не возвращается обратно в экваториальную область. Таким образом, диффузия частиц по питч-углам является важным механизмом истощения радиационных поясов Земли, а оценить его количественно позволяет расчет коэффициента питч-угловой диффузии энергичных частиц.

В статье [3] была предложена формула по расчету коэффициента питч-угловой диффузии частиц при их взаимодействии с ЭМИЦ волнами для протонно-электронной плазмы. В данной работе мы использовали эту формулу для энергичных протонов и учли зависимость коэффициента диффузии от состава холодной плазмы. При этом параметры волн и плотность плазмы определялись, используя спутниковые данные магнитосферных КА THEMIS. Для сопоставления полученных из расчетов энергий резонансного взаимодействия с энергиями высыпавшихся протонов использовались экспериментальные данные низкоорбитальных спутников NOAA/POES.

Спутниковые данные

Спутники миссии THEMIS (три зонда THEMIS-A, -D, -E) двигаются последовательно друг за другом по вытянутой эллиптической орбите, и пересекают расстояния до 14 Re вблизи экваториальной плоскости магнитосферы. Все спутники имеют идентичный набор инструментов для измерений электрического и магнитного полей, параметров плазмы и концентраций частиц различных энергий. В данной работе для определения значения фонового магнитного поля и параметров ЭМИЦ волн использовался прибор FGM (Flux Gate Magnetometer, [4]), регистрирующий низкочастотные колебания магнитного поля (до 64 Гц). Для определения плотности холодной плазмы, а также распределения потоков ионов, использовались приборы i(e) ESA (ion and electron electrostatic analyzers, [5]), измеряющие частицы в диапазоне энергий от нескольких эВ до 30 кэВ для электронов и до 25 кэВ для ионов и прибор SST (Solid State Telescope, [6]), измеряющий высокоэнергичные частицы (25 кэВ – 6 МэВ).

Спутники серии NOAA POES (NOAA's Polar Orbiting Environmental Satellites) имеют полярные круговые орбиты с высотой примерно 800 км. Детекторы спутников позволяют измерять потоки, как протонов, так и электронов. Высыпавшиеся частицы от 50 эВ до 20 кэВ регистрирует прибор TED (Total Energy Detector), захваченные и высыпавшиеся частицы от 30 кэВ до более 200 МэВ регистрирует MEPED (Medium Energy Proton and Electron Detector, [Evans and Greer, 2004]).

В области, сопряженной с магнитосферным спутником, измеряющим ЭМИЦ волны, низкоорбитальный спутник часто регистрирует высыпания энергичных протонов, попавших в конус потерь в результате взаимодействия с этими волнами [7].

Метод расчета коэффициента питч-угловой диффузии

При выводе формулы для коэффициента питч-угловой диффузии в статье [3] было сделано несколько упрощений. Первое из них состоит в том, что ЭМИЦ волна распространяется в плазме с волновым вектором параллельным геомагнитному полю. Эффективное взаимодействие волны и частицы предполагает выполнение условия резонанса: $\omega - k \cdot v_{||} = \Omega_p$ где Ω_p – гирочастота заряженной частицы (протона), ω и k – частота и волновой вектор волны. При этом $V_{||} = V_{res} \equiv (\omega - \Omega_p)/k$, и энергия резонансного взаимодействия может быть определена как $W_{res} = (M \cdot V_{res}^2)/2$, где M – масса протона

Второе упрощение состоит в том, что спектр ЭМИЦ волн может быть описан функцией Гаусса (или суммой таких функций): $W(\omega) = A \cdot \exp\{-(\omega - \omega_m)/\delta\omega\}^2\}$, где ω_m – центральная частота, $\delta\omega$ – характеризует полуширину спектрального максимума и определяется из условия $\sigma \cdot \delta\omega = (\omega_2 - \omega_1)/2$, где σ – произвольный параметр, т.е., $\omega_1 = \omega_m - \sigma \cdot \delta\omega$ и $\omega_2 = \omega_m + \sigma \cdot \delta\omega$.

Тогда плотность энергии фонового магнитного поля может быть найдена из выражения: $W_{tot} = (AB)^2 / 8\pi$, где $(AB)^2 = 8\pi \int_{\omega_1}^{\omega_2} W(\omega) d\omega$.

При этих предположениях коэффициент питч-угловой диффузии энергичных протонов вычисляется по формуле:

$$D_{aa} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{v} \cdot \Omega_p \cdot \sum_{j=1}^N \left(1 - \frac{x}{y} \cdot \frac{\cos \alpha}{\beta} \right)^2 \cdot \frac{(AB)^2}{\delta x \cdot B_0^2} \cdot \frac{|dx/dy|}{|\beta \cos \alpha - dx/dy|} \cdot e^{-\left(\frac{x-x_m}{\delta x}\right)^2}, \quad (1)$$

при этом суммирование ведётся по всем корням дисперсионного уравнения, удовлетворяющим резонансному условию (в рассматриваемой нами задаче в анализируемых частотных интервалах будет не более одного корня, то есть $N=1$).

В (1) α – питч-угол частицы, $v = \sqrt{\pi} \cdot \text{erf}(\sigma)$ – нормировочная константа, $\beta = v/c$ – нормированная скорость протонов, c – скорость света, B_0 – амплитуда фонового магнитного поля; $x = \omega_j/\Omega_p$, $\delta x = \delta\omega/\Omega_p$ и $y = ck_j/\Omega_p$ – введенные безразмерные величины.

В случае, когда холодная плазма содержит электроны, протоны (p), однократно ионизованные ионы гелия (He^+) и кислорода (O^+) дисперсионное уравнение имеет вид [8]:

$$y^2 = x^2 - \frac{Y}{\alpha^* \varepsilon}, \text{ где } Y = x \cdot \left\{ \frac{1}{1 + \varepsilon \cdot x} + \frac{\eta_p}{x-1} + \frac{\eta_{\text{He}}}{4x-1} + \frac{\eta_{\text{O}}}{16x-1} \right\},$$

а групповая скорость волны, нормированная на скорость света:

$$\frac{dx}{dy} = \frac{1}{c} \cdot \frac{d\omega}{dk} = \frac{2\alpha^* \varepsilon \cdot y}{2\alpha^* \varepsilon \cdot x - Z}, \text{ где } Z = \frac{1}{(1 + \varepsilon \cdot x)^2} - \frac{\eta_p}{(x-1)^2} - \frac{\eta_{\text{He}}}{(4x-1)^2} - \frac{\eta_{\text{O}}}{(16x-1)^2}.$$

Фазовая $V_{ph}/c \equiv u = \omega/kc$ и групповая скорости волны зависят от многих параметров, характеризующих условия распространения этой волны: $\alpha^* = \Omega_e^2/\omega_{pe}^2$, $\varepsilon = m_e/M$, $\eta_p = N_p/N_e$, $\eta_{He} = N_{He}/N_e$, $\eta_O = N_O/N_e$. Ω_e – гирочастота электрона, ω_{pe} – плазменная частота электрона, m_e — масса электрона, N_p , N_{He} , N_O – концентрация протонов, ионов гелия и кислорода, соответственно.

Согласно статистическим исследованиям [9] процентное содержание ионов в плазме может варьироваться в широких пределах. Доля ионов гелия может достигать 50%, доля ионов кислорода порядка нескольких процентов. Конкретные значения нами подбирались для каждого случая так, чтобы зарегистрированные волны лежали в разрешенном диапазоне частот ЭМИЦ волн, т.е. чтобы для них выполнялись условия распространения.

Пример анализируемого события

Расчет коэффициента питч-угловой диффузии применялся к событиям, когда один из спутников THEMIS регистрировал ЭМИЦ волны. Для идентификации этих волн в усилениях колебаний магнитного поля использовались следующие признаки: во-первых, колебание должно быть в диапазоне частот ниже гирочастоты протона, а во-вторых, поперечная компонента колебаний должна быть интенсивней, чем продольная. Из всех найденных событий регистрации ЭМИЦ волн выбирались те, для которых в сопряженной области на высоте ионосферы (в интервале 1 часа MLT) существовал пролет хотя бы одного из серии низкоорбитальных спутников NOAA POES. Всего было проанализировано 7 событий. Примером такого события является 05 августа 2010 года (13:10-14:05 UT) (рис.1)

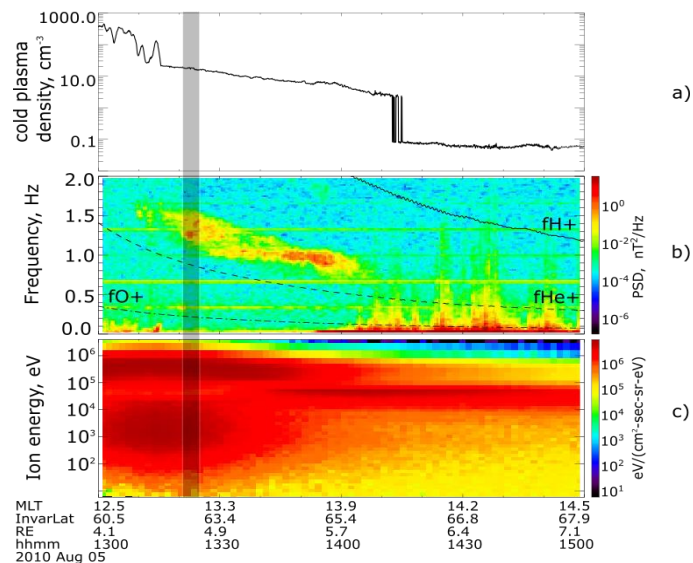


Рис. 1. Данные спутника THEMIS A для события 05.08.2010 с 13 до 15 UT. Концентрация холодной плазмы (а), спектрограмма поперечных колебаний магнитного поля (сплошная, пунктирная и штрихпунктирная линии показывают гирочастоты ионов водорода, гелия и кислорода, соответственно) (б),

распределение потоков ионов по энергиям (с). Серой областью выделен интервал времени, для которого имеется сопряженный пролет низкоорбитального спутника NOAA POES (см. рис.2).

Спутник THEMIS A находился в послеполуденном секторе магнитосферы (12.5-13.9 MLT) на расстоянии 4.2-5.8 Re и зарегистрировал ЭМИЦ волны выше гирочастоты иона He^+ . Начинаясь с 14:00 UT шумоподобные всплески ниже гирочастоты He^+ в данной работе не рассматриваются. Концентрация холодной плазмы в это время составляла $18.6\text{--}5.8\text{ см}^{-3}$, что соответствует значениям концентрации за пределами плазмосферы. Приборы ESA и SST данного спутника позволяют измерять также потоки ионов разных энергий, и на рисунке 1(с) видно, что во время регистрации волн существовали три популяции частиц: низкоэнергичная $5\cdot 10^2\text{--}3\cdot 10^4\text{ эВ}$, высокоэнергичная $10^5\text{--}10^6\text{ эВ}$ и, усилившиеся в конце события, потоки со «средними» энергиями около $8\cdot 10^4\text{ эВ}$.

Во время этого события в области, сопряженной с областью наблюдения ЭМИЦ волн, имел место пролет низкоорбитального спутника NOAA-18. Для определения сопряженности использовались модели IGRF+T89 (комбинации модели главного поля Земли (<https://www.ngdc.noaa.gov/IAAGA/vmod/igrf.html>) и модели [10]). На рис. 2 показаны проекции траекторий спутников THEMIS-A и NOAA-18 на высоту ионосферы и видно, что сопряжение по MLT достаточно хорошее (около 0.5 часа). Обозначенная на проекции NOAA POES цветом интенсивность выпадающих протонов соответствует потоку с питч-углами около 0° и энергиями 30-80 кэВ, показанному на рис. 3(с). Потоки менее энергичных частиц, регистрируемые прибором TED, показаны на панели 3(d). Видно, что на широтах проекции области наблюдения ЭМИЦ волн в магнитосфере $62.5\text{--}65.5^\circ$ (отмечено серым цветом) потоки есть и они довольно интенсивные (особенно в более энергичном диапазоне). Кроме того, заметно сходство пространственных вариаций этих потоков и интенсивности ЭМИЦ волн, показанной на панели 3(a).

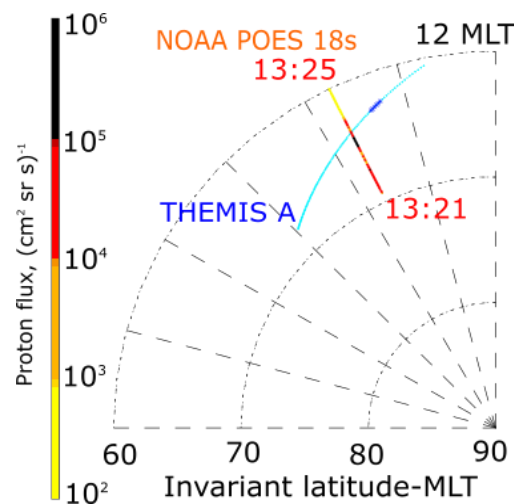


Рис. 2. Проекция траекторий спутников THEMIS и NOAA-18 на высоту ионосферы в координатах “инвариантная широта–MLT”. На траектории спутника THEMIS-A (голубой цвет) синим отмечена проекция

положения этого спутника во время пролета спутника NOAA-18 (13:21-13:25 UT). На траектории спутника NOAA POES цветом обозначены потоки выпадающих протонов энергий 30-80 кэВ (см. цветовую шкалу слева).

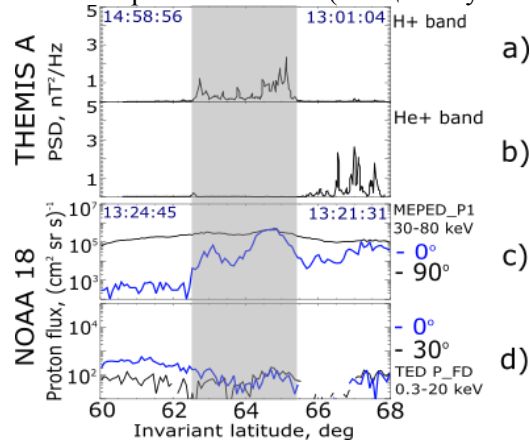


Рис. 3. Широтные профили интенсивности ЭМИЦ волн для водородной (a) и гелиевой (b) полос по данным спутника THEMIS A. Данные измерений потоков энергичных протонов на спутнике NOAA-18 (c, d): на панели c) - для прибора MEPED в канале P1 с энергиями 30-80 кэВ, на панели d) - для прибора TED в канале P_FD с энергиями 0,3-20 кэВ. Синей линией показаны значения потока протонов с питч-углами 0°, черной линией – значения потока с питч-углами 90° (для MEPED) и 30° (для TED). Серым цветом отмечен диапазон широт, на которых регистрируются ЭМИЦ волны.

Для расчета коэффициента питч-угловой диффузии во всем интервале наблюдения ЭМИЦ волн было выделено 11 моментов времени. В каждом из них были определены значение фонового магнитного поля, концентрация холодной плазмы и спектральные характеристики волн, полученные из аппроксимации их спектра функцией Гаусса. Предполагаемый процентный состав плазмы: 5% O⁺, 5% He⁺, 90% H⁺. Результаты расчета представлены на рис. 4.

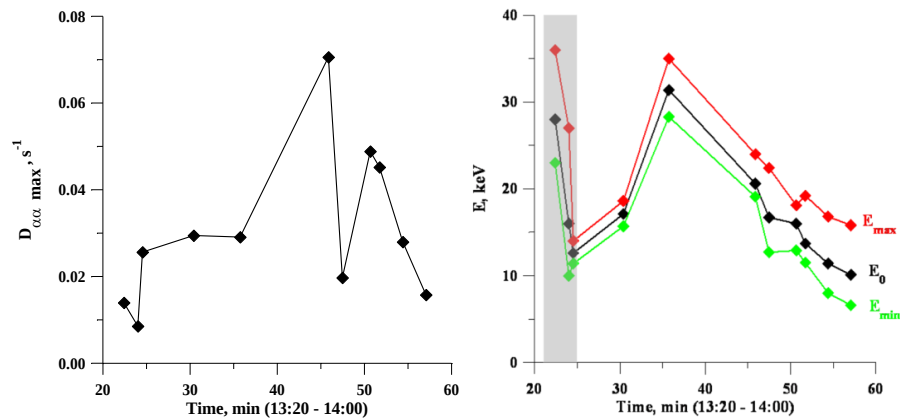


Рис. 4. Значения максимумов коэффициента питч-угловой диффузии в каждый из выбранных моментов времени (слева) и соответствующие им резонансные энергии (справа). На левой панели: E_0 (черным цветом) – энергия, на которой коэффициент питч-угловой диффузии максимален, $E_{\min}$ (зеленым цветом) и $E_{\max}$

(красным цветом) – энергии, на которых коэффициент диффузии меньше максимального в e раз. Серым цветом выделен интервал времени, на который приходится сопряженный пролет спутника NOAA-18 (см. рис.3).

Значения максимумов коэффициента питч-угловой диффузии (показаны на рис. 4 слева) имеют довольно большой разброс в диапазоне от 0.005 до 0.75 с⁻¹. Это связано с вариацией спектра волн во времени и с изменением концентрации холодной плазмы. Так, например, самое большое значение получилось при аппроксимации очень узкого спектра с большой амплитудой. Справа на том же рисунке показан диапазон значений резонансных энергий, полученных для этих коэффициентов. При этом первые три расчета приходятся на время (отмечено серым цветом), когда низкоорбитальный спутник NOAA-18 пролетал в сопряженной области. Из сопоставления рис. 3 и 4 следует, что диапазон энергий высыпающихся протонов, который составляет от нескольких кэВ (прибор TED) до десятков кэВ (прибор MEPEP), согласуется с диапазоном, полученным из расчета коэффициента диффузии (10-37 кэВ).

Сходные результаты, показывающие согласие измерений и оценок из расчета коэффициента диффузии, были получены и при анализе других рассмотренных событий.

Заключение

По данным спутников THEMIS (спектры ЭМИЦ волн, параметры плазмы, магнитное поле) рассчитан коэффициент питч-угловой диффузии энергичных протонов.

Показано, что диапазон энергий, на которых коэффициент диффузии для частиц с малыми питч-углами имеет максимум, соответствует энергиям высыпающихся протонов, регистрируемых на низкоорбитальных спутниках NOAA POES.

Планируется продолжить эту работу для количественного сопоставления спектров ЭМИЦ волн в магнитосфере и потоков высыпающихся частиц.

Благодарности. Работа выполнялась в рамках проекта РНФ 15-12-20005. Авторы благодарят создателей спутников THEMIS (<http://themis.ssl.berkeley.edu>) и NOAA POES (<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/poes/dataaccess.html>) и разработчиков инструментов за возможность свободного использования данных.

Литература

1. Kennel C.F., Petschek H.E. Limit of stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. V. 71. 1966. №1. P. 1–28.
2. Cornwall J. M., Coroniti F. V., Thorne R. M. Turbulent loss of ring current protons // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. P. 4699.
3. Summers D. Quasi-linear diffusion coefficients for field-aligned electromagnetic waves with applications to the magnetosphere // J. Geophys. Res. 2005. 110. P. A08213.
4. Auster H.U., Glassmeier K.H., Magnes W. et al. The THEMIS Fluxgate Magnetometer // Space Sci. Rev. 2008. V. 141. P. 235–264.

5. McFadden J.P., Carlson C.W., Larson D., Angelopoulos V., Ludlam M., Abiad R., Elliot B., Turin P., Marckwordt M. The THEMIS ESA Plasma Instrument and In-flight Calibration // Space Sci. Rev. 2008. V. 141. P. 277–302.
6. Evans D.S., Greer M.S. Polar orbiting Environmental Satellite Space Experiment Monitor-2: Instrument descriptions and archive data documentation. NOAA Technical Memorandum version 1.3. NOAA Space Environment Center. Boulder, Colo. 2004.
7. Попова Т.А., Яхнин А.Г., Демехов А.Г., Черняева С.А. Генерация ЭМИЦ волн в магнитосфере и высыпания энергичных протонов: сопоставление данных высокоорбитальных спутников THEMIS и низкоорбитальных спутников // Геомагнетизм и аэронавигация. 2008. том 58. № 4, с. 484–497.
8. Summers D., Thorne R. M. Relativistic electron pitch-angle scattering by electromagnetic ion cyclotron waves during geomagnetic storms // J. Geophys. Res. 2003. 108(A4). P. 1143.
9. Young, D.T., Geiss, J., Balsiger, H., Eberhardt, P., Ghielmetti, A., Rosenbauer, H. Discovery of He²⁺ and O²⁺ ions of terrestrial origin in the outer magnetosphere // Geophys. Res. Lett. 1977. V. 4(12). P. 561–564.
10. Tsyganenko N.A. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. P. 5–20.

Сведения об авторах

Попова Татьяна Аркадьевна

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: tarkada@yandex.ru

Любчик Андрис Алексеевич

к. ф.-м. н., с. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: lubchich@pgia.ru

Демехов Андрей Геннадьевич

д. ф.-м. н., г. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты;
зав. сектором, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
E-mail: andrei@appl.sci-nnov.ru

Яхнин Александр Григорьевич,

к. ф.-м. н., зав. лаб., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: yahnin@pgia.ru

В.К. Ролдугин, А.В. Ролдугин

ГЛОБАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ PC3-4 В СОБЫТИИ 28 ЯНВАРЯ 2012

Аннотация

Рассматривается случай регулярных пульсаций 28 января 2012 года с периодом 51 секунда, которые наблюдались в сияниях в Ловозеро, в магнитных вариациях в Скандинавии, в электрическом и магнитном полях на спутниках THEMIS, пролетавших над Сибирью, в геомагнитном поле на низкоширотных обсерваториях. Пульсирующая область по широте распространялась не менее чем на 150°, в ней наблюдались движения пульсаций к востоку со скоростью около 3-4 градуса долготы за 1 секунду.

Ключевые слова:

пульсирующие сияния, Pc3-4, пульсирующая электрическая компонента в магнитосфере.

V.C. Roldugin, A.V. Roldugin

GLOBAL DISTRIBUTION OF PC3-4 PULSATIONS DURING EVENT ON 28 JANUARY 2018

Abstract

The Pc3-4 periodic pulsations on 28 January 2012 were observed in aurora and in magnetic field at Lovozero and Scandinavia, in electric and magnetic fields in satellites THEMIS A, D and E, situated over Siberia, in geomagnetic field at low altitude observatories. The pulsating area extended along latitude not less than 150°, pulsation propagations observed in it with velocity about 3-4 degrees of longitude for 1 sec easterly.

Keywords:

pulsating aurora, Pc3-4 pulsations, pulsating electric component in the magnetosphere.

Введение

Связь магнитных пульсаций с авроральными, т.е. с интенсивностью свечения сияний, хорошо известна, ей посвящено много работ. Фотометрические наблюдения в авроральной зоне показали, что иррегулярные геомагнитные пульсации *Pi1* с характерным периодом 1 – 40 с сопровождаются аналогичными изменениями интенсивности сияний [1]. Иррегулярные пульсации *Pi2* с более длинными периодами 45 - 150 с также сопровождаются аналогичными флуктуациями светимости [2]. Связь регулярных пульсаций *Pc* с сияниями не казалась очевидной, но и она была обнаружена [3], от длиннопериодных *Pc5* [4] до короткопериодных *Pc1* [5]. Природа связи для регулярных пульсаций до сих пор окончательно не выяснена, не вполне ясна даже морфология, например, какие формы сияний ответственны за правильные колебания. Один из невыясненных вопросов – какова географическая область, занимаемая пульсирующей

компонентой возмущения. В монографии [6] дана планетарная схема распределения различных пульсаций, но она выражает статистику их появления, а не географические их размеры. Также не ясна динамика пульсаций на территории их появления.

Очевидно, что регулярность пульсаций сияний связана с регулярностью высыпания частиц и с колебательным процессом в магнитосфере. Поэтому представляет интерес рассмотреть наблюдаемые на Земле колебания с процессами в нескольких близлежащих силовых трубках.

Авроральные пульсации в Ловозеро

В обсерватории Ловозеро проводятся фотографические наблюдения полярных сияний на ТВ камерах всего неба. Фотометрических наблюдений, более соответствующих теме изучения пульсаций, нет, однако отлажена методика построения временных ходов интенсивности свечения неба по аскафильмам. Частота кадров регистрации составляет 1 кадр в секунду, что вполне достаточно для большинства типов авроральных пульсаций. Временные вариации можно построить не только для всего кадра, охватывающего весь небосвод, но и для произвольных областей. В [7] представлена часто используемая схема выделения областей неба для фотометрирования с 11 кругами, которая применена и в данном исследовании.

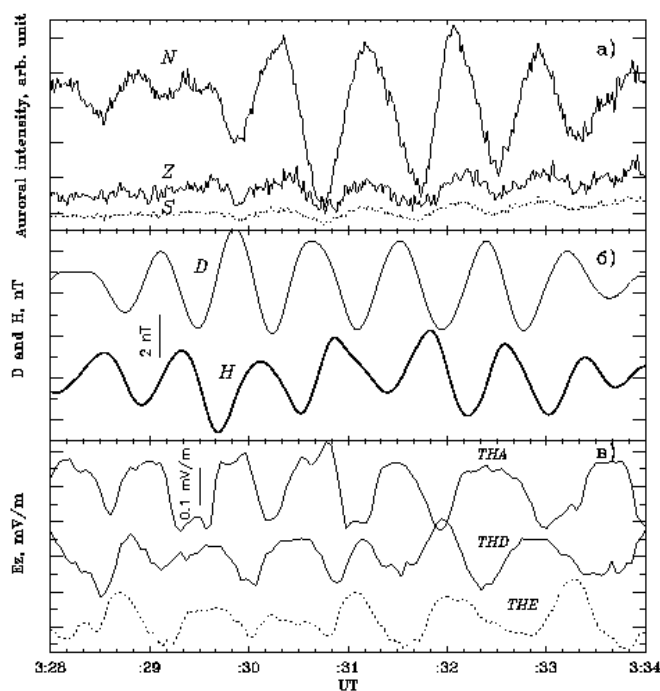


Рис. 1. а) Вариации средней светимости в кругах радиусом 30° у северного горизонта, в зените и у южного горизонта по камере всего неба в Ловозеро б) Пульсирующие H и D компоненты магнитного поля в Ловозеро в) E_z компоненты электрического поля на спутниках THEMIS A, D и E.

Ночью 28 ноября 2012 наблюдалась авроральная активность при ясном небе. На аскафильмах хорошо видны пульсации типа $Pi1$, пятна в разных участках неба длительностью 10-15 с, у северного горизонта находилась дуга. Все отснятые за ночь односекундные аскафильмы были профотометрированы по 11 кругам, и было выявлено, что на некоторых временных интервалах наблюдались регулярные пульсации с периодами, соответствующие $Pc2$, $Pc3$ и $Pc4$ пульсациям. На верхней панели а) рис. 1 представлены за интервал 03:28 – 03:34 UT результаты фотометрирования в северном, зенитном и южном кругах. Радиус кругов 30° , они ориентированы вдоль геомагнитного меридиана. Определялась средняя по кругу яркость пикселей. Пульсации интенсивны на севере, в зените они много слабее и ещё слабее в южном круге. Период их составляет 51 с, что на границе между $Pc3$ и $Pc4$. Изменения интенсивности свечения во всех трёх областях происходят синфазно, максимумы и минимумы наступают одновременно.

На второй панели б) рис.1 показаны геомагнитные пульсации в H и D компонентах по данным магнитовариационной станции в Ловозеро с разрешением 1 с. Пульсирующая составляющая выделена из полного сигнала вычитанием аппроксимации на участке 02:30 – 04:00 UT полиномом 8 степени. Высокочастотной фильтрации не проводилось. Видно хорошее соответствие периодичности авроральных и магнитных пульсаций. Между компонентами H и D наблюдается фазовый сдвиг около 90° постоянный на всём интервале, пик светимости приходится на прохождение H -компоненты через нуль.

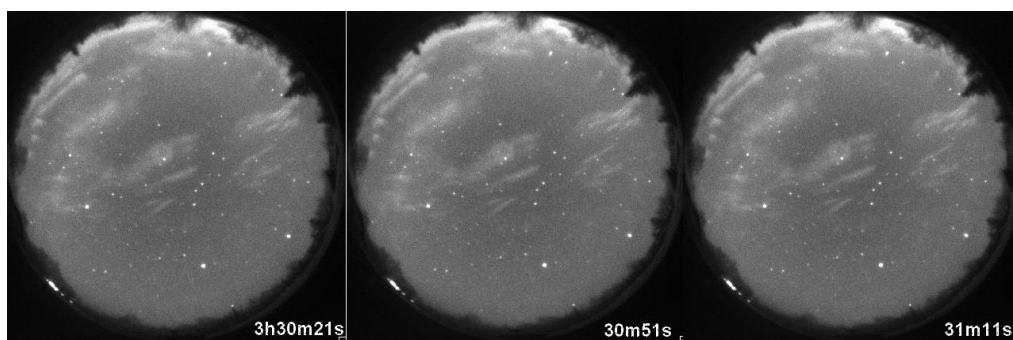


Рис. 2. Аскафильмы за моменты максимума, минимума и следующего максимума светимости.

Представляет интерес посмотреть формы сияний на небе во время этого явления. На рис. 2 приведены аскафильмы ТВ камера за 3 момента, соответствующие пику авроральной интенсивности, минимуму и следующему пику (рис. 1а). Видно, что в момент минимума по фотометрической записи в 30m 51с нет ни исчезновения какой-либо авроральной формы, ни её заметного ослабления, ни движений, поэтому можно заключить, что вариации светимости на рис. 1а связаны с изменением яркости фона, а не форм. Заметим, что в первой работе по обнаружению авроральных $Pc5$ [4] авторы связывают эти пульсации с колебаниями именно интенсивности фона.

Многочисленные световые пятна на всех трёх кадрах находятся на одном и том же месте и создаётся видимость их постоянства. На самом деле это не

совсем так: некоторые пятна появляются и исчезают за 10 сек, но в представленные моменты они появлялись на том же самом месте. Подобное явление наблюдалось в [8, 9] и было рассмотрено в работе [7].

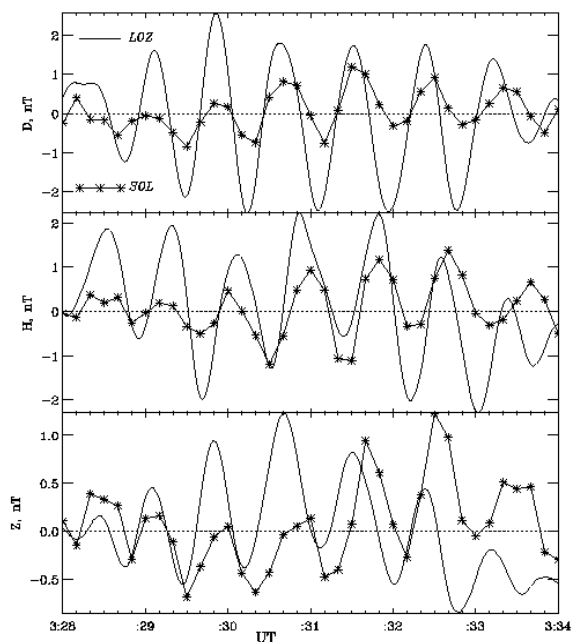


Рис. 3. Магнитные пульсации в Ловозеро и в Solund'е (линия со звёздочками).

Вопрос о размерах области регулярных пульсаций пока мало изучен, поэтому представляет интерес исследовать, как широко простирается район, где можно наблюдать представленные на рис. 1 пульсации. Телевизионные наблюдения сияний ведутся и в Баренцбурге на Шпицбергене, но в рассматриваемый период там была сплошная облачность с метелью. Мы просмотрели магнитограммы норвежских обсерваторий и обнаружили, что вблизи авроральной зоны пульсации с периодом 51 с наблюдаются там на всех станциях. На рис. 3 параллельно с колебаниями на станции Ловозеро показаны и пульсации на самой западной станции Скандинавии Solund $\varphi=61.08^\circ$, $\lambda=4.84^\circ$, их временное разрешение 10 сек. Видно хорошее совпадение пульсаций по частоте, амплитуды мало отличаются. Эти пульсации отсутствуют на высокоширотных станциях Longyearbyen и Ny Ålesund, но они есть на станции Норен, $\varphi=76.51^\circ$, $\lambda=25.01^\circ$. Как видно из рис. 1а, пульсации в высыпаниях частиц наблюдаются и у южного горизонта Ловозера, правда, малой интенсивности. Поэтому можно полагать, что пульсирующая область располагалась вдоль авроральной зоны от юга Шпицбергена до западной оконечности Скандинавского полуострова.

Пульсации на спутниках THEMIS

В рассматриваемый нами интервал времени в районе авроральной зоны находились спутники THEMIS A, D и E. Их проекции на Землю с 0 часов представлены на рис. 4 линиями, жирным выделены участки, соответствующие исследуемому интервалу 3ч 28м – 3ч 34м. В это время спутники располагались над широтами $65^\circ-70^\circ$ в долготном интервале $110^\circ - 135^\circ$. На них проводились

измерения магнитных и электрических полей. Большие величины магнитного поля в местах нахождения спутников не позволяют наглядно выделить пульсирующую составляющую, и для анализа мы выбрали электрическую составляющую. На рис. 5 представлены E_y -компоненты всех трёх спутников. Постоянные составляющие исключены вычитанием аппроксимации исходного массива полиномом 6-го порядка. Как видно из рисунка, периодичность пульсаций электрического поля на всех трёх спутниках одна и та же, и она совпадает с периодичностью геомагнитных колебаний в Ловозеро и Солунде, как и на других норвежских станциях. Амплитуды по величине в первом приближении одинаковы, а точнее – самая большая на ТНА, самая маленькая на ТНД. Можно связать это соотношение с убыванием интенсивности $Pc3-4$ к востоку от Кольского п-ва, см. расположение спутников на рис. 4.

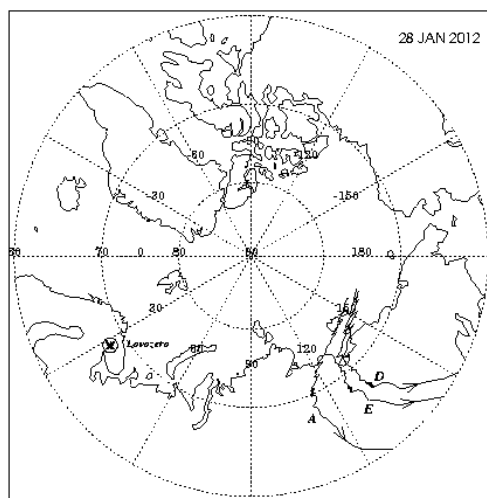


Рис. 4. Расположение спутников THEMIS A,D и E над поверхностью Земли.

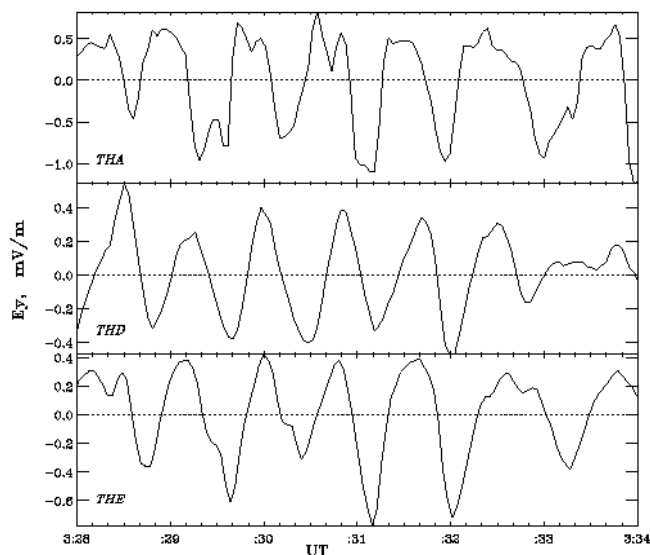


Рис. 5. Пульсирующие составляющие Z-компоненты электрического поля на спутниках THEMIS.

На нижней панели рис. 1 показаны Ez-компоненты на этих спутниках. Они, естественно, примерно в 5 раз меньше, чем перпендикулярные геомагнитному полю Ex и Ey. Можно было бы ожидать, что максимумы высыпания частиц, чему соответствуют пики авроральных пульсаций на панели рис. 1а, будут лучше соответствовать пикам в параллельной магнитному полю z-компоненте, чем y-компоненте, однако это не так, полного соответствия моментов экстремумов Ez с максимумами светимости нет. Наилучшее соответствие наблюдается у самого западного спутника ТНА, расположенного ближе всех к Ловозеру.

Обсуждение результатов

Обнаружено, что пульсации Pc3-4 28 января 2012 наблюдались в высоких широтах на долготах от 0° до 135° в разных параметрах: интенсивности полярных сияний, геомагнитном поле на земле и на спутниках, электрическом поле на спутниках. Общепринятый подход к объяснению регулярных пульсаций на земле – проникновение колебаний из магнитосферы через ионосферу. В работе [10] на основании наблюдений тесной связи между авроральными и магнитными пульсациями предлагается другой. Поскольку сияния есть высыпание заряженных частиц, то их движение вдоль силовой линии эквивалентно току, который затем растекается вдоль по ионосфере. Зная этот ток и проводимость ионосферы, легко определить связанное с ним электрическое поле в ионосфере. Оно вызывает токи Холла, магнитное поле которых и регистрируется датчиками на Земле. Механизм возникновения колебаний при этом не рассматривается. В пользу такой интерпретации говорят непереносимое наличие авроральных пульсаций во время геомагнитных [11], отсутствие запаздывания между ними, которое могло бы быть из-за конечной скорости волны в магнитосфере, а также очень малая величина тока смещения для гидромагнитных волн. Принципиального противоречия между этими подходами нет.

Поэтому представляет интерес обнаружить наземные геомагнитные пульсации в долготном диапазоне, над которым находились спутники THEMIS, т.е. 100° – 150° E на низких широтах, удалённых от проникновения волны из магнитосферы. Было взято 5 станций, представленных в Таблице 1, для которых имелись 1-сек. данные, и на рис. 6 представлены их H-компоненты без фильтрации.

Таблица 1. Геомагнитные станции и их координаты.

Станция	Символ	Долгота	Широта
Urumqi	WMQ	88°	44°
Kanoya	KNY	131°	31°
Kakioka	KAK	140°	36°
Esashi	ESA	141°.	39°
Memambetsu	MMB	144°,	44°

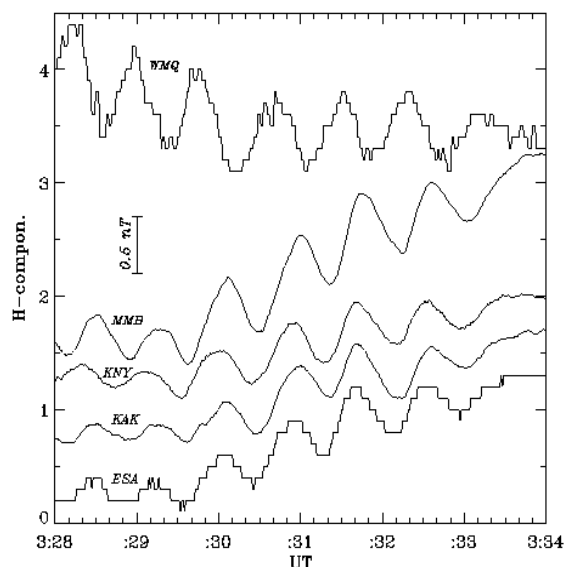


Рис. 6. H-компоненты низкоширотных станций.

Видны те же *Pc3-4* с амплитудой около 0.25 нТ, меньше чем на авроральных станциях, но достаточно заметных. На четырёх нижних кривых видно неплохое фазовое соответствие между ними, а верхняя, для Урумчи, идёт почти в противофазе. Четыре последних станции мало отличаются по долготе, а Урумчи отстоит от них на 50° к западу. Пульсации магнитного поля на этих станциях можно объяснить по закону Био-Савара током вдоль силовых линий, обусловленным высыпанием частиц, которое следует ожидать как из наличия авроральных пульсаций в Ловозеро, так и продольного электрического поля на спутниках THEMIS. Фазовый сдвиг в Урумчи относительно четырёх более восточных станций, как и фазовые различия в E_y на спутниках естественно связать с азимутальными колебаниями в области пульсаций. Их скорость можно приблизительно оценить: фазовый сдвиг между MMB и WMQ около 15с или 100° , разность долгот 56° , отсюда скорость волны 3-4 градуса долготы за 1 секунду. Направление движения волны также можно определить из этого рисунка: колебания в KNY явно опережают колебания в MMB, поэтому распространение идёт на восток.

Заключение

Рассмотрен случай регулярных пульсаций типа *Pc3-4* 28 января 2012 в сияниях в Ловозеро, на широкой сети магнитных станций в магнитном и электрическом полях на спутниках THEMIS A, D, E с периодом 51 секунд. По приведённым данным делается вывод, что пульсирующая область по долготе располагается в диапазоне не менее чем от 0° до 150° , а по широте вдоль аврорального овала. Пульсации происходят не синфазно по всей области, а имеет место их движение в восточном направлении со скоростью около 3-4 градуса долготы за 1 секунду.

Благодарности. Авторы использовали магнитные данные с сайта университета в Тромсе (<http://flux.phys.uit.no/geomag.html>), магнитные данные с центра в Киото (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/caplot/index.html>), данные спутников THEMIS с NASA's Goddard Space Flight Center (<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov/index.html>) и выражают благодарность этим организациям.

Литература

1. Victor, L. J. Correlated auroral and geomagnetic micropulsations in the period range 5 to 40 seconds // J. Geophys. Res. 1965. 70(13). P. 3123–3130
2. Намгаладзе А.Н., Распопов О.М., Ролдугин В.К. Связь пульсаций геомагнитного поля P_i2 с пульсациями интенсивности полярных сияний // Геомагнетизм и аэрономия. 1967. Т. 7. № 2. С. 376-378.
3. О.М. Распопов, В.К. Ролдугин. Регулярные колебания интенсивности полярных сияний и геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. 1972. Т. 12. №3. С. 566-568.
4. Yamamoto, T., Hayashi K., Kokubun S., Oguti S., Ogawa T. Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations. I- Pc5 pulsations and concurrent auroras in the dawn sector. II- Ps5 pulsations following auroral breakup in the premidnight hours // J. Geomagn. Geoelectr. 1988. 40(5). P. 553–582.
5. V. C. Roldugin, A. V. Roldugin, and S. V. Pilgaev. Pc1–2 auroral pulsations // J. Geophys. Res. Space Physics. 2013. V. 118, 74–81. P. 74–81.
6. О.М. Распопов, С.А. Чернус, В.К. Ролдугин, Похотелов О.А. Пульсирующие потоки частиц в магнитосфере и ионосфере. Л., Наука, 1978.
7. Ролдугин В.К., Ролдугин А. В. Случаи постоянства форм полярных сияний во время регулярных пульсаций // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т.7. № 1. С. 64-68.
8. Oguti T. Recurrent auroral patterns // J. Geophys. Res. 1976. 81(10). P. 1782–1786.
9. Oguti T. and Watanabe T. Quasi-periodic poleward propagation of on-off switching aurora and associated geomagnetic pulsations in the dawn // J. Atmosph. Terr. Physics. 1976. 38(5). P. 543–551.
10. В.К. Ролдугин, Б.Н. Беленькая и Н.Ф. Мальцева. Электрические поля во время пульсирующих сияний // Геомагнетизм и аэрономия. 1971. Т. 11. №5. С. 813-818.
11. Б.Н. Казак, В.К. Ролдугин, С.А. Черноус. Одновременность появления пульсаций поля и сияний // Геомагнетизм и аэрономия. 1972. Т. 12. №5. С. 941-944.

Сведения об авторах

Ролдугин Валентин Константинович,

с. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: rold_val@pgia.ru

Ролдугин Алексей Валентинович,

ведущий электроник, Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: roldugin_a@pgia.ru

А. С. Кириллов, В. Б. Белаховский

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС ПЕРВОЙ И ВТОРОЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ ВЫСЫПАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Аннотация

Приведены результаты расчетов интенсивностей свечения полос первой (750 нм и 670 нм) и второй (337 нм) положительных систем молекулярного азота в атмосфере Земли во время выпадения релятивистских электронов (100 кэВ – 10 МэВ). При расчете учтены особенности гашения триплетных состояний азота при молекулярных столкновениях с участием молекул N_2 и O_2 . Впервые показано, что для полос первой положительной системы N_2 наблюдается значительное уменьшение скоростей излучения на нижних высотах по сравнению со свечением полос второй положительной системы.

Ключевые слова:

релятивистские электроны, атмосфера, триплетные состояния, молекулярный азот.

A. S. Kirillov, V. B. Belakhovsky

THE CALCULATION OF EMISSION INTENSITIES OF FIRST AND SECOND POSITIVE SYSTEM BANDS OF MOLECULAR NITROGEN IN THE EARTH'S ATMOSPHERE DURING PRECIPITATIONS OF RELATIVISTIC ELECTRONS

Abstract

The results of calculations of emission intensities of first (750 nm and 670 nm) and second (337 nm) positive molecular nitrogen systems in the Earth's atmosphere during the precipitation of relativistic electrons (100 keV - 10 MeV) are presented. The calculation takes into account the quenching of triplet states of nitrogen in molecular collisions with the participation of N_2 and O_2 molecules. Firstly it is shown that there is a significant decrease in the emission rates of the bands of N_2 first positive system at lower altitudes in comparison with ones of the bands of N_2 second positive system.

Keywords:

relativistic electrons, atmosphere, triplet states, molecular nitrogen.

Введение

Радиационные пояса Земли представляют с собой области, в которых заряженные частицы (протоны, электроны) захвачены геомагнитным полем. Внешний радиационный пояс в отличие от внутреннего пояса является динамическим образованием – интенсивность потоков высокоэнергичных электронов (10^5 - 10^7 эВ) может резко возрастать и спадать на 1-3 порядка [1, 2]. Электроны внешнего радиационного пояса могут ускоряться до релятивистских энергий (несколько МэВ) во время геомагнитных возмущений. Электроны релятивистских энергий могут выводить из строя аппаратуру на спутниках, что может приводить даже к его потере.

Высыпания в атмосферу являются одним из основных механизмов потерь заряженных частиц внешнего радиационного пояса. Они вызваны взаимодействием электронов с низкочастотными электромагнитными волнами, в результате которого происходит нарушение адиабатичности движения (адиабатических инвариантов). Основные источники генерации ОНЧ волн – геомагнитные возмущения, молнии, а также землетрясения, ОНЧ передатчики на земной поверхности. Высыпание релятивистских электронов в атмосферу связывают с их взаимодействием с ионно-циклотронными волнами (EMIC) Pc1 диапазона (несколько Гц) в магнитосфере [3]. Высыпающихся релятивистские электроны регистрируются низковысотными спутниками (NOAA POES), пролетающих на высотах около 800 км. Выделяют “микровсплески” (продолжительностью менее 1 секунды) и длительные высыпания от нескольких минут до нескольких часов.

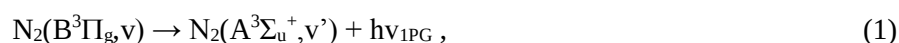
Высыпающиеся релятивистские электроны изменяют химический состав верхней стратосферы и нижней термосферы, участвуя в создании нитратов кислорода ($\text{NO}_x = \text{N}, \text{NO}, \text{NO}_2$), которые уменьшают содержание озона в атмосфере. Релятивистские электроны проникают до высот средней атмосферы, кроме того на этих высотах они возбуждают тормозное рентгеновское излучение, которое достигает высоты 20 км. На этих высотах рентгеновское излучение регистрируется стратосферными баллонами [4].

В последние годы появилась серия работ [5-7], связанных с расчетами скоростей ионообразования в атмосфере Земли, вызванного вторжением релятивистских электронов в верхнюю и среднюю атмосферу. Одним из индикаторов состояния атмосферы Земли является ее свечение. Поскольку молекулярный азот доминирует в составе атмосферы Земли, спектры свечения должны содержать множество полос азота.

Цель настоящей работы состоит в расчете интенсивностей свечения полос первой и второй положительных систем молекулярного азота во время вторжения в атмосферу Земли релятивистских электронов с энергиями 100 кэВ – 10 МэВ.

Механизмы образования и гашения состояний $\text{B}^3\Pi_g$ и $\text{C}^3\Pi_u$

Свечение полос первой и второй положительных систем молекулярного азота N_2 происходит при спонтанных электронных переходах



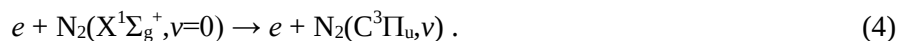
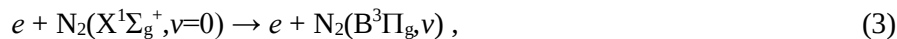
Ракетные исследования [8,9] свечения полярной ионосферы, вызванного вторжением авроральных частиц в ионосферу, показали, что полосы первой (1PG) и второй (2PG) положительных систем азота являются характерными эмиссиями в полярной ионосфере при вторжении в атмосферу высокоэнергичных авроральных частиц (энергии порядка нескольких кэВ).

В работе [8] были приведены высотные профили интегральных интенсивностей свечения полос первой отрицательной системы (1NG, 391 нм) иона молекулярного азота N_2^+ , второй положительной (2PG, 337 нм) и первой положительной (1PG, 750 и 670 нм) систем, измеренные во время ракетного

запуска 13.XII.1972 г. на о. Хейса. Измерения показали, что интенсивность полосы 337 нм приблизительно в 4 раза слабее интенсивности полосы 391 нм, которая является одной из самых интенсивных полос молекулярного азота во время воздействия на полярную ионосферу авроральных частиц. Интенсивности полос первой положительной системы 750 и 670 нм оказались в 3 и 6 раз соответственно слабее интенсивности полосы 391 нм.

Аналогичный результат был получен во время ракетных измерений на полигоне Churchill Research Range в марте 1974 г. [9]. В работе [9] также были приведены высотные профили интегральных интенсивностей свечения полос первой отрицательной системы (1NG, 391 нм) и второй положительной (2PG, 337 нм), причем результаты измерений показали то же самое соотношение интенсивностей данных эмиссий равное 4.

Анализ механизмов образования и гашения молекул $N_2(B^3\Pi_g, v)$ и $N_2(C^3\Pi_u, v)$ в полярной ионосфере [8] указывает на то, что электронное возбуждение молекул азота из основного состояния $X^1\Sigma_g^+, v=0$ в состояния $B^3\Pi_g$ и $C^3\Pi_u$ на высотах полярной ионосферы происходит при столкновении с высокоэнергичными авральными частицами и вторичными электронами:

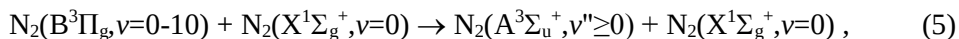


Поэтому в полярной ионосфере интенсивности полос первой и второй положительных систем N_2 определяются балансом скоростей процессов (1), (2) и (3), (4).

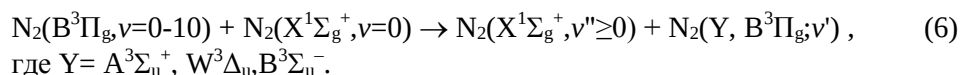
На высотах свечения средней атмосферы концентрации атмосферных составляющих становятся намного выше, чем концентрации на высотах ионосферы. Это неизбежно сказывается на кинетике электронно-возбужденных молекул азота, поскольку рост атмосферного давления усиливает роль столкновительных процессов в кинетических процессах. Поэтому при расчете интенсивностей свечения полос первой и второй положительных систем N_2 в дополнение к процессам (1), (2) и (3), (4) необходимо учитывать столкновительные процессы, т.е. процессы гашения электронного возбуждения при молекулярных столкновениях.

Константы гашения состояний $B^3\Pi_g$ и $C^3\Pi_u$ молекулами N_2 и O_2

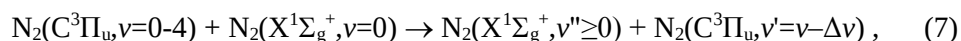
В работе [10] проведен расчет констант гашения электронного возбуждения молекулы $N_2(B^3\Pi_g, v=0-10)$ молекулами азота. Расчеты проводились с помощью аналитических выражений, основанных на приближениях Ландау-Зинера и Розена-Зинера [11]. При рассмотрении процессов переноса энергии возбуждения были учтены как внутримолекулярные процессы перераспределения энергии внутри изначально возбужденной молекулы:



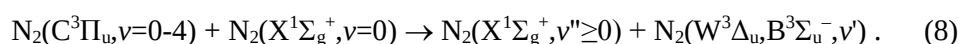
так и процессы переноса энергии возбуждения на другие триплетные состояния:



Аналогично в недавней работе [12] проведен расчет констант гашения электронного возбуждения молекулы $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u, v=0-4)$ молекулярным азотом. Расчеты также проводились с помощью аналитических выражений, основанных на приближении Розена-Зинера. При рассмотрении межмолекулярных процессов переноса энергии возбуждения были учтены как процессы перераспределения энергии внутри состояния $\text{C}^3\Pi_u$:



так и процессы переноса энергии возбуждения на другие триплетные состояния



Что касается взаимодействия молекул $\text{N}_2(\text{B}^3\Pi_g, v)$ и других триплетных состояний N_2 с молекулами кислорода, то в работах [13,14] были проведены теоретические расчеты скоростей гашения при столкновениях с O_2 . При таких столкновениях наблюдаются как внутримолекулярные переходы между триплетными состояниями N_2 , так и перенос энергии возбуждения с процессом диссоциации O_2 . Что касается констант гашения $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u, v=0-4)$ при столкновении с молекулами кислорода, то значения в настоящих расчетах брались согласно лабораторным экспериментальным данным [15].

Результаты расчетов профилей светимости 1PG и 2PG полос

При расчете воспользуемся профилями ионизации в атмосфере Земли при выпадении в атмосферу изотропных потоков электронов с энергиями 100 кэВ, 1 МэВ и 10 МэВ, представленных в работах [4-6]. На рис.1 показаны профили ионизации для всех трех упомянутых значений энергий электронов.

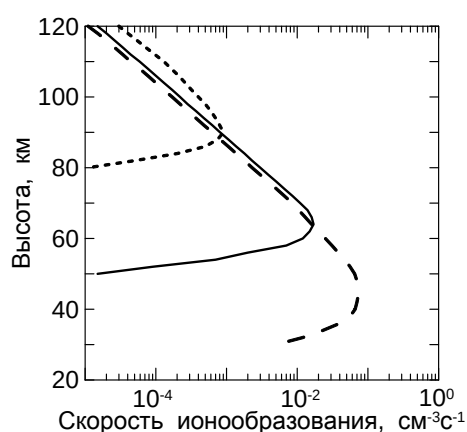


Рис. 1. Профили скоростей ионизации в атмосфере Земли при выпадении в атмосферу изотропных потоков электронов с энергиями 100 кэВ (короткие штрихи), 1 МэВ (сплошная линия) и 10 МэВ (длинные штрихи) [4-6].

Представленные на рис. 1 профили относятся только к процессам ионизации за счет столкновений с вторгающимися в атмосферу релятивистскими частицами и вторичными электронами. Процессы ионизации за счет тормозного излучения [4-6], образующегося при выпадении столь высокоэнергичных частиц, в настоящей работе не учитываются.

Чтобы рассчитать интенсивности полос 1PG и 2PG систем молекулярного азота на разных высотах верхней и средней атмосферы, учтем процессы возбуждения (3), (4) и процессы спонтанного излучения (1), (2), а также столкновительные процессы, описанные в предыдущем разделе. Для состояния $V^3\Pi_g$ также учтем каскадные процессы с триплетных состояний $A^3\Sigma_u^+$, $W^3\Delta_u$, $V^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ как за счет спонтанных излучательных переходов, так и столкновительных процессов, при которых энергия возбуждения различных триплетных состояний азота N_2 переходит в энергию $V^3\Pi_g$ состояния при внутримолекулярных и межмолекулярных неупругих процессах переноса энергии возбуждения. Значения вероятностей спонтанных переходов между триплетными состояниями взяты в настоящих расчетах согласно [16].

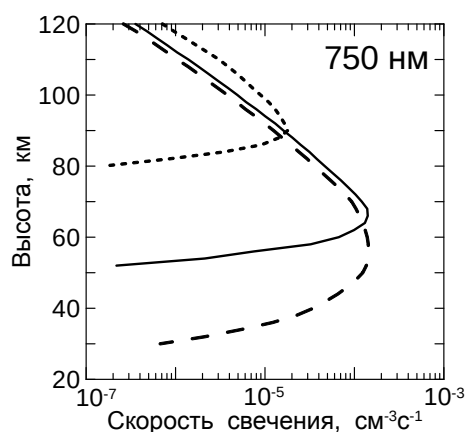


Рис. 2. Рассчитанные профили скорости свечения 1PG полосы молекулярного азота 750 нм для трех потоков электронов с энергиями 100 кэВ (короткие штрихи), 1 МэВ (сплошная линия) и 10 МэВ (длинные штрихи).

На рис. 2 и рис. 3 представлены рассчитанные профили скоростей свечения 1PG полос молекулярного азота 750 нм и 670 нм для трех потоков электронов с энергиями 100 кэВ, 1 МэВ и 10 МэВ. Свечение полосы 750 нм происходит в результате перехода (1) $v=4 \rightarrow v'=2$, а полосы 670 нм – в результате перехода (1) $v=5 \rightarrow v'=2$. Результаты аналогичных расчетов для 2PG полос 337 нм (переход (2) $v=0 \rightarrow v'=0$) показаны на рис.4.

При расчете скоростей возбуждения различных триплетных состояний молекул азота вторгающимися в атмосферу релятивистскими частицами и вторичными электронами на высотах верхней и средней атмосферы Земли воспользуемся методом деградационных спектров электронов в воздухе [17].

Как видно из рис. 4, профили 2PG полосы 337 нм повторяют профили ионизации (см. рис.1). Для 1PG полос 750 нм и 670 нм (см. рис.2 и рис.3) наблюдается уменьшение интенсивностей свечения на нижних высотах, что

связано со значительным ростом скоростей гашения при молекулярных столкновениях по сравнению с вероятностями излучательных переходов (1).

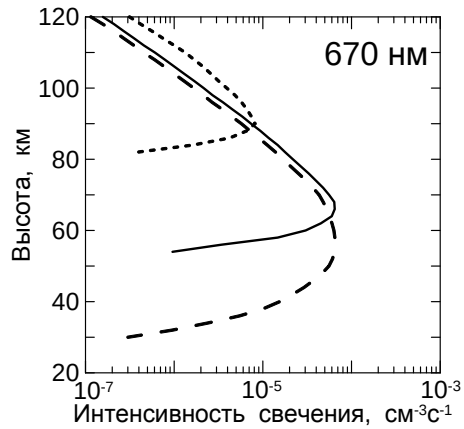


Рис. 3. Рассчитанные профили скорости свечения 1PG полосы молекулярного азота 670 нм для трех потоков электронов с энергиями 100 кэВ (короткие штрихи), 1 МэВ (сплошная линия) и 10 МэВ (длинные штрихи).

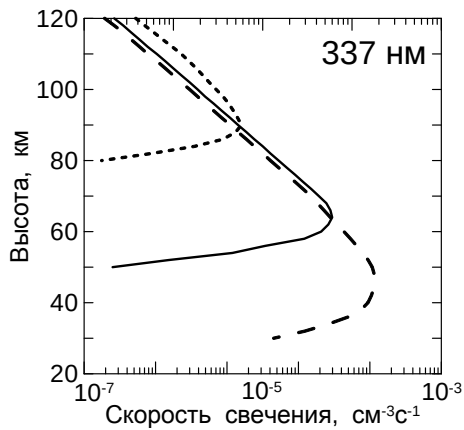


Рис. 4. Рассчитанные профили скорости свечения 2PG полосы молекулярного азота 337 нм для трех потоков электронов с энергиями 100 кэВ (короткие штрихи), 1 МэВ (сплошная линия) и 10 МэВ (длинные штрихи).

Заключение

Впервые проведены расчеты профилей скоростей свечения полос 1PG (750 и 670 нм) и 2PG (337 нм) систем молекулярного азота на разных высотах верхней и средней атмосферы во время вторжения в атмосферу релятивистских электронов (100 кэВ, 1 МэВ и 10 МэВ). При этом были учтены процессы возбуждения (3), (4) вторгающимися в атмосферу релятивистскими частицами и вторичными электронами, процессы спонтанного излучения (1), (2), а также перенос энергии возбуждения молекул между триплетными состояниями при молекулярных столкновениях. Впервые показано, что для полос 1PG системы N_2 наблюдается значительное уменьшение скоростей излучения на нижних высотах

по сравнению со свечением полосы 2PG системы и скоростями ионообразования, что связано со значительным ростом скоростей гашения при молекулярных столкновениях по сравнению с вероятностями излучательных переходов (1).

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-77-10018).

Литература

1. Reeves G.D., McAdams K.L., Friedel R.H.W., O'Brien T.P. Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30. Is. 10. pp. 36-1.
2. Belakhovsky V.B., Pilipenko V.A., Samsonov S.N. Acceleration of the electrons to the relativistic energies at the outer radiation belt during magnetic storms and without it // *Problems of Geocosmos*. P. 192-198. 2016.
3. Lorentzen K.R., Mazur J.E., Looper M.D., Fennell J.F., Blake J.B. Multisatellite observations of MeV ion injections during storms // *Journal of Geophys. Res.* 2002. Vol. 107. A9. PP. SMP 7-1.
4. Millan, R. M., R. P. Lin, D. M. Smith, K. R. Lorentzen, M. P. McCarthy. X-ray observations of MeV electron precipitation with a balloon-borne germanium spectrometer // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29 (24). P. 2194.
5. Artamonov A.A., Mishev A.L., Usoskin I.G., Model CRAC: EPII for atmospheric ionization due to precipitating electrons: Yield function and applications // *J. Geophys. Res.* 2016. v. 121. P. 1736-1743.
6. Artamonov A.A., Mishev A.L., Usoskin I.G., Atmospheric ionization induced by precipitating electrons: Comparison of CRAC: EPII model with a parametrization model // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2016. v. 149. P. 161-166.
7. Artamonov A., Mironova I., Kovaltsov G., Mishev A., Plotnikov E., Konstantinova N. Calculation of atmospheric ionization induced by electrons with non-vertical precipitation: Updated model CRAC-EPII // *Adv. Space Res.* 2017. v. 59. P. 2295-2300.
8. Кириллов А.С., Ягодкина О.И., Иванов В.Е., Воробьев В.Г., Механизмы возбуждения 1PG системы N_2 в полярных сияниях // *Геомагнетизм и Аэронавтика*. 1987. т. 27. С. 419-427.
9. Sharp W.E., Rees M.H., Stewart A.I., Coordinated rocket and satellite measurements of an auroral event. 2. The rocket observations and analysis // *J. Geophys. Res.* 1979. v. 84. P. 1977-1985.
10. Kirillov A.S. Electronically excited molecular nitrogen and molecular oxygen in the high-latitude upper atmosphere // *Ann. Geophys.* 2008. v. 26. P. 1159-1169.
11. Kirillov A.S. Application of Landau-Zener and Rosen-Zener approximations to calculate rates of electron energy transfer processes // *Adv. Space Res.* 2004. v. 33. P. 993-997.
12. Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of $N_2(C^3\Pi_u, v=0-4)$ by collisions with N_2 molecules // *Chem. Phys. Lett.* (accepted in press).
13. Kirillov A.S. Electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // *Ann. Geophys.* 2010. v. 28. P. 181-192.

14. Kirillov A.S. Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of N₂ and O₂ molecules // J. Quant. Spec. Rad. Trans. 2011. v.112. p. 2164-2174.
15. Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu., Collisional deactivation of N₂(C³Π_u, v=0,1,2,3) states by N₂, O₂, H₂ and H₂O molecules // Chem. Phys. 2000. v. 262. p. 349-357.
16. Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. v.21. p.1005-1107.
17. Коновалов В.П. Деградационный спектр электронов в азоте, кислороде и воздухе // ЖТФ. 1993. т. 63. с.23-33.

Сведения об авторах

Кириллов Андрей Серафимович,

д.ф.-м.н., зав. лабораторией, Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: kirillov@pgia.ru

Белаховский Владимир Борисович

к.ф.-м.н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: belakhovsky@pgia.ru

Ж.В. Дашкевич, В.Е. Иванов

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ КАНАЛОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ $O(^1S)$ И $O(^1D)$ В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

Аннотация

В рамках единой физико-химической модели, описывающей процессы диссипации энергии выпадающих авроральных электронов, сделаны оценки эффективности 6-ти каналов возбуждения атомов $O(^1S)$ и 7-ми каналов возбуждения атомов $O(^1D)$ в полярных сияниях. Показано, что в интервале высот 90-200 км основным каналом возбуждения 1D состояния является прямой удар электронов с молекулярным и атомарным кислородом, 1S состояния – прямой удар электронов с атомарным кислородом и передача энергии от возбужденного молекулярного азота $N_2(A^3)$ атомарному кислороду.

Ключевые слова:

эмиссии полярных сияний, возбуждение атомарного кислорода, физико-химические реакции, электронные выпадания.

Zh.V. Dashkevich, V.E. Ivanov

THE EVALUATION OF EFFICIENCY OF $O(^1S)$ AND $O(^1D)$ EXCITATION MECHANISMS IN AURORA

Abstract

Efficiency of $O(^1S)$ and $O(^1D)$ excitation mechanisms in aurora was studied on time-dependent physico-chemical model of auroral atmosphere. It is shown that the main mechanism of 1D state excitation is electron impact on atomic and molecular oxygen. The 1S state excitation occurs mainly by electron impact on atomic oxygen and energy transfer from $N_2(A^3)$.

Keywords:

auroral emissions, excitation of atomic oxygen, physico-chemical reaction, electron precipitations.

Введение

Возбужденные атома кислорода в 1S и 1D состояниях являются источниками эмиссий полярных сияний: зеленой линии 557.7 нм и красной линии 630.0 нм соответственно.

В полярных сияниях возбуждение атомов $O(^1D)$ и $O(^1S)$ происходит за счет прямого удара энергичными электронами:



Кроме того, в возбуждение атомарного кислорода вносят свой вклад следующие физико-химические реакции:

а) реакции, в которых образуются оба рассматриваемых возбужденных атома:





б) реакции, в которых образуется только атом $\text{O}(^1\text{S})$:



в) реакции, в которых образуется только атом $\text{O}(^1\text{D})$:



Эффективность отдельных каналов возбуждения ^1S и ^1D состояний атомарного кислорода в полярных сияниях неоднократно рассматривалось в ряде работ [1-5]. Целью данной работы является исследование всей совокупности известных каналов возбуждения ^1S и ^1D состояний в рамках единой модели, описывающей процессы диссипации энергии потока высыпающихся электронов.

Эффективность каналов возбуждения атомарного кислорода.

Численное исследование эффективности каналов возбуждения атомов $\text{O}(^1\text{D})$ и $\text{O}(^1\text{S})$ проводилось в рамках нестационарной физико-химической модели возмущенной полярной атмосферы, детально описанной в работе [6]. Модель включает в себя 56 физико-химических реакций, описывающих перераспределение в ионосфере выделившейся вследствие высыпания потока авроральных электронов энергии. Численная модель позволяет рассчитать: высотные профили концентрации следующих ионосферных компонент: N_2^+ , O_2^+ , $\text{O}^+(^4\text{S})$, $\text{O}^+(^2\text{D})$, $\text{O}^+(^2\text{P})$, $\text{O}(^1\text{D})$, $\text{O}(^1\text{S})$, $\text{N}(^4\text{S})$, $\text{N}(^2\text{D})$, $\text{N}(^2\text{P})$, NO , NO^+ , N^+ , $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$, $\text{N}_2(\text{B}^3\Pi_g)$, $\text{N}_2(\text{W}^3\Delta_u)$, $\text{N}_2(\text{B}^3\Sigma_u^-)$, $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u)$ и электронов в авроральной ионосфере; временную динамику концентраций ионосферных компонент; высотные профили интенсивности основных авроральных эмиссий, в том числе 427.8 нм, 557.7 нм, 630.0 нм. Модель применима к E - и нижней F -областям ионосферы, поскольку в ней не учитываются эффекты масса-переноса. Входными параметрами численной модели являются концентрации нейтральных компонент атмосферы и параметры потока высыпающихся электронов. Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-90 для потоков высыпающихся электронов с начальным энергетическим спектром:

$$N(E) = N_0 E \exp(-E/E_0)/E_0^2 \quad (11),$$

где N_0 и E_0 - начальный поток частиц и характеристическая энергия соответственно. Характеристическая энергия E_0 варьировалась в интервале 1-5 кэВ. Данный диапазон характеристических энергий соответствует средним энергиям типичных авроральных высыпаний, формирующих дуги и полосы полярных сияний. Все сделанные расчеты нормированы на единичный поток энергии $1 \text{ эрг см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

В работе [7] было показано, что интенсивность зеленой линии существенным образом зависит от концентрации окиси азота в атмосфере. Поэтому при численном моделировании концентрация окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO_{max}]$ полагалась равной $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, что соответствует экспериментальным оценкам концентрации NO в полярных сияниях [8, 9].

На рис. 1 приведены высотные профили концентрации атомарного кислорода в 1D состоянии, рассчитанные для электронных потоков (11) с характеристическими энергиями E_0 , равными 1, 3 и 5 кэВ. Здесь же представлены высотные профили концентрации $O(^1D)$, соответствующие рассматриваемым каналам возбуждения, а именно: сумме прямых электронных ударов (1) и (2), диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода- (3), спонтанному излучению возбужденного атома $O(^1S)$ -(8) и столкновительным реакциям иона и возбужденных атомов азота с кислородом (4), (5), (9) и (10). На рис. 2 представлен высотный ход вкладов рассматриваемых реакций в возбуждение атомов $O(^1D)$ для различных характеристических энергий. Из рисунков можно видеть, что в диапазоне высот 90-200 км доминирующий вклад в возбуждение 1D состояния атомарного кислорода вносит прямой удар (1)-(2). На его долю в возбуждении приходится 60%, 50% и 45 % для характеристических энергий E_0 1, 3 и 5 кэВ соответственно. Каналы возбуждения, соответствующие реакциям $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1D)$ -(5), $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu$ -(8) и $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O(^1D)$ -(9) дают сопоставимые вклады в возбуждение $O(^1D)$. Их суммарный вклад в области максимума высотного профиля концентрации атомов $O(^1D)$ составляет 35% и 42% для E_0 , равной 1 и 5 кэВ. С увеличением высоты суммарный вклад этих процессов (5), (8) и (9) падает до 15% и 21% процентов соответственно. Вклад реакций $O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O(^1D)$ -(3) и $N(^2D) + O \rightarrow N(^4S) + O(^1D)$ -(10) возрастает с ростом высоты от области максимума высотного профиля до 200 км. В этом диапазоне высот сумма вкладов этих реакций возрастает с 5 до 28% для $E_0 = 1$ кэВ, и с 10 до 17 % для $E_0 = 5$ кэВ. Вклад реакции $N(^2P) + O_2 \rightarrow NO + O(^1D)$ -(4) незначителен во всем диапазоне высот и составляет менее 3% для рассматриваемого диапазона характеристических энергий.

На рис.3 приведены высотные профили концентрации атомарного кислорода в 1S состоянии, рассчитанные для электронных потоков (11) с характеристическими энергиями E_0 , равными 1, 3 и 5 кэВ. Здесь же представлены высотные профили концентрации $O(^1S)$, обусловленные различными каналами возбуждения, а именно: прямым электронным ударом (1), диссоциативной рекомбинацией иона молекулярного кислорода (3), столкновительными реакциями возбужденных и нейтральных компонент ионосферы (4)-(7). На рис. 4 представлены высотные зависимости величин парциальных вкладов в возбуждение для различных характеристических энергий. Из рисунков видно, что в диапазоне высот 90-200 км доминирующий вклад в возбуждение атомов $O(^1S)$ вносит прямой удар (1) и реакция дезактивации $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$ -(7). Их суммарный вклад в области максимума высотного профиля концентрации атомов $O(^1S)$ составляет 94% и уменьшается до 71% на высоте 200 км для характеристической энергии $E_0 = 1$ кэВ. Для $E_0 = 5$ кэВ вклад этих реакций соответственно составляет 81% и 71%. Следует отметить,

что высотные зависимости величин вкладов прямого удара (1) и реакции (7) носят диаметрально противоположный характер.

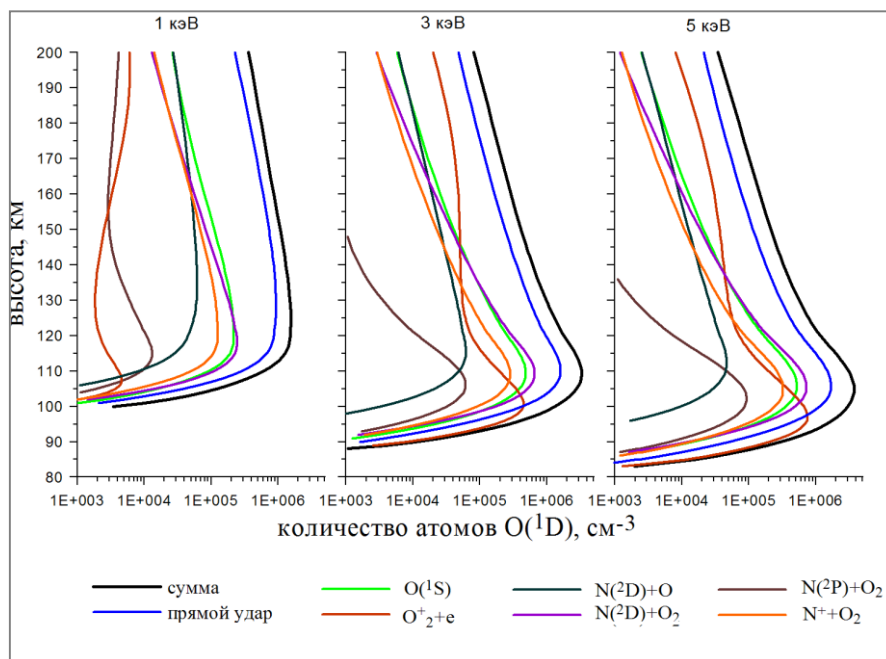


Рис. 1. Высотные профили вклада различных физико-химических реакций в образование атомарного кислорода в 1D состоянии для характеристических энергий 1, 3 и 5 кэВ.

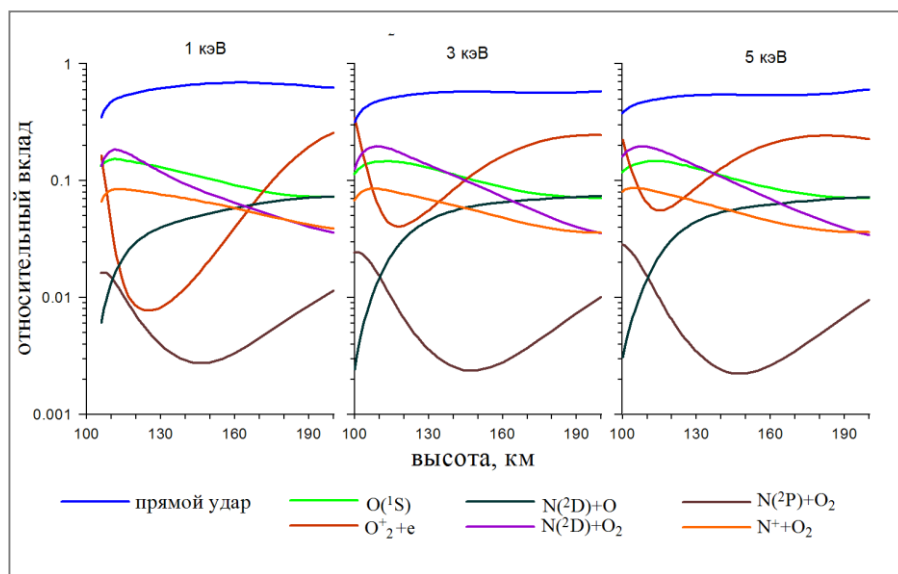


Рис. 2. Высотная зависимость вклада различных физико-химических процессов в возбуждение атомарного кислорода в 1D состоянии для характеристических энергий 1, 3 и 5 кэВ

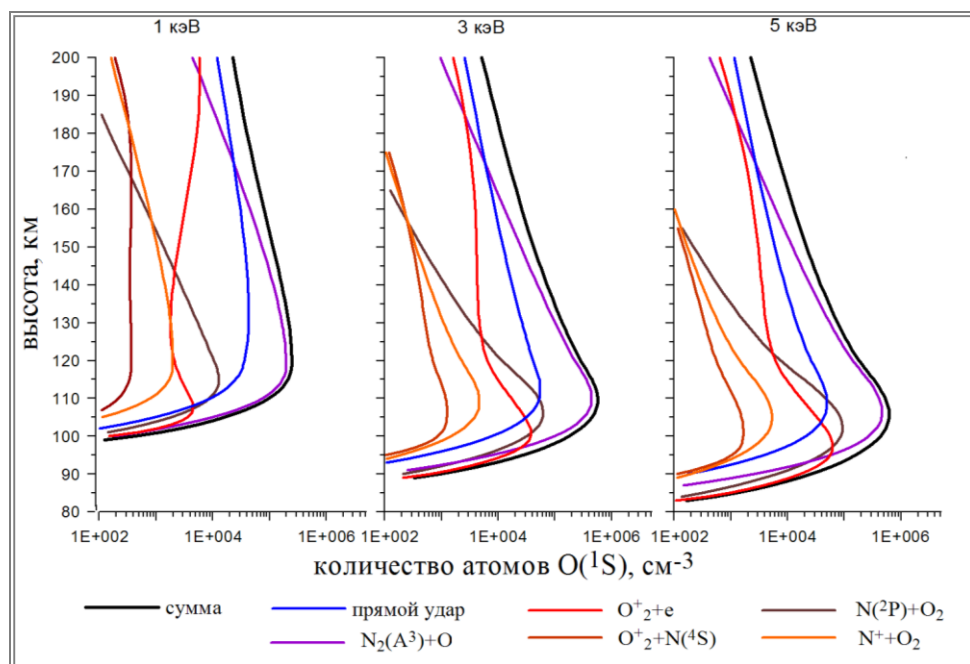


Рис.3. Высотные профили вклада различных физико-химических реакций в образование атомарного кислорода в 1S состоянии для характеристических энергий 1, 3 и 5 кэВ.

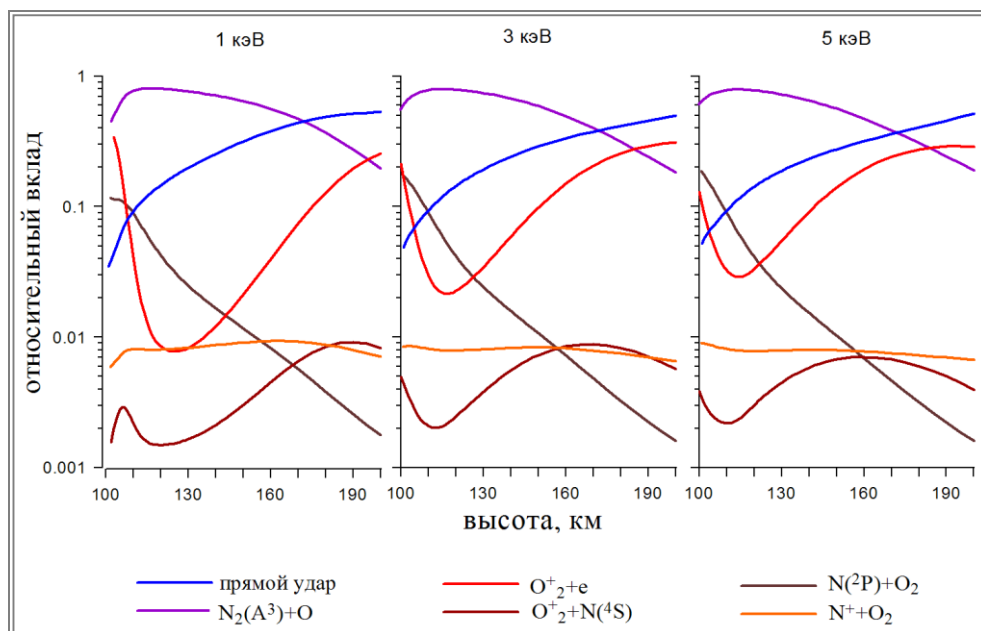


Рис.4. Высотная зависимость вклада различных физико-химических процессов в возбуждение атомарного кислорода в 1D состояние для характеристических энергий 1, 3 и 5 кэВ

К примеру, эффективность прямого удара при $E_0=1$ кэВ возрастает от 14% до 53% с увеличением высоты от максимума профиля до 200 км, в то время как эффективность реакции (7) падает соответственно с 80% до 20%. Для $E_0=5$ кэВ наблюдается та же картина: эффективность прямого удара (1) возрастает с 7% до 52%, эффективность реакции (7) падает с 74% до 20%.

Отличительной особенностью канала диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода $O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O(^1D)$ -(3) является ярко выраженный минимум его вклада $<1\%$ в области локализации высоты максимума высотного профиля $O(^1S)$, что хорошо видно на рис. 3. Данный минимум обусловлен реакцией гашения иона молекулярного кислорода O_2^+ окисью азота NO, что уменьшает роль O_2^+ в возбуждение 1S состояния атомарного кислорода в максимуме высотного профиля [7]. Тем не менее, на высотах 100-110 км вклад диссоциативной рекомбинации-(3) значительно больше процента и составляет 30-10% и 10-28% на высотах 150-200 км. Для канала возбуждения $N(^2P) + O_2 \rightarrow NO + O(^1S)$ -(4) характерно резкое уменьшение его вклада с увеличением высоты. Вклад этой реакции проявляется в области максимума высотного профиля $O(^1S)$ (рис. 3) и составляет 4% и 9% для E_0 , равных 1 кэВ и 5 кэВ соответственно. Вклады реакций $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1D, ^1S)$ -(5) и $O_2^+ + N(^4S) \rightarrow NO^+ + O(^1S)$ -(6) составляют менее 1%.

Заключение

В рамках физико-химической модели авроральной атмосферы сделаны оценки эффективности вкладов известных каналов возбуждения 1S и 1D состояний атомарного кислорода в полярных сияниях в интервале высот 90-200 км. Основной вклад в возбуждение атома $O(^1D)$ вносит сумма прямых ударов энергии высыпавшихся электронов с атомарным и молекулярным кислородом. Возбуждение атомов $O(^1S)$ в полярных сияниях главным образом происходит посредством прямого удара электронов с атомарным кислородом, а также в реакции взаимодействия возбужденного молекулярного азота $N_2(A^3)$ с атомарным кислородом. Несмотря на то, вклад диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода незначителен в области локализации высоты максимума высотного профиля $O(^1S)$, на высотах 100-110 км и 150-200 км возбуждение атома $O(^1S)$ в реакции диссоциативной рекомбинации составляет 10-30%.

Литература

1. Solomon S. C., Hays P. B., Abreu V. J. The auroral 6300Å emission: observations and modeling // J. Geophys. Res. 1988. 93. P.9867-9882.
2. Gattinger R.L., Harris F.R., Vallance Jones A. The height, spectrum and mechanism of type-B red aurora and its bearing on the excitation of $O(^1S)$ in aurora // Planet. Space Sci. 1985.33. P.207-221.

3. McDade I.C., Llewellyn E.J., Solheim B.H. A rocket measurement of $O(^1S)$ and N^+_2 emissions in a pulsating aurora // Can. J. Phys. 1985. 63. P.983-987.
4. Solheim B.H., Llewellyn E.J. An indirect mechanism for the production of $O(^1S)$ in the aurora // Planet. Space. Sci. 1979. 27. P.473-479.
5. Rees M.H. Excitation of $O(^1S)$ and emission of 5577 Å radiation in aurora // Planet. Space. Sci. 1984. 32. P.373-378.
6. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космические исследования. 2017. 55. С.94-106. doi:10.7868/S0023420617020029
7. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в области полярных сияний по интенсивностям эмиссий 391.4, 557.7 и 630.0 нм // Космические исслед. 2017. 55. С.337-341. doi:10.7868/S0023420617050028
8. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в области полярных сияний по данным наземных фотометрических наблюдений. // Proc. 41 Annual Seminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. 2018. P.126-129.
9. Swider W., Narcisi R.S. Auroral E-region: Ion composition and nitric oxide.//Planet. Space. Sci. 1977. 25. P. 103-116.

Сведения об авторах

Дашкевич Жанна Владимировна

к.ф.-м.н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: zhanna@pgia.ru

Иванов Владимир Евгеньевич

д.ф.-м.н., г. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: ivanov@pgia.ru

Е. А. Маурчев, Е. А. Михалко, А. В. Германенко, Ю.В. Балабин

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ВАЛИДАЦИИ
РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКИХ
ЛУЧЕЙ С АТМОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ**

Аннотация

Рассматриваются основные экспериментальные методы, используемые в валидации результатов моделирования прохождения космических лучей (КЛ) через атмосферу Земли и их взаимодействия с окружающим веществом при помощи программного комплекса RUSCOSMICS. Представлены полученные ряды данных, а также пример сравнения высотных профилей. В данной работе рассматриваются модели NaI (TI) спектрометра, а также детекторы заряженных частиц. Для расчета взаимодействия частиц используется численный метод Монте-Карло и соответствующие классы, интегрированные в пакет GEANT4.

Ключевые слова:

численное моделирование, метод Монте-Карло, космические лучи, GLE, детекторы излучения

E. A. Mauricev, E. A. Mikhalko, A. V. Germanenko, Yu. V. Balabin

**THE EXPERIMENTAL METHODS FOR VALIDATING THE RESULTS OF MODELING
THE COSMIC RAYS INTERACTION WITH THE EARTH ATMOSPHERE**

Annotation

The main experimental methods used in validating the results of simulating the passage of a cosmic rays (CR) through the Earth's atmosphere and their interaction with the surrounding matter using the RUSCOSMICS software package are considered. The obtained data series are presented, as well as an example of the comparison of height profiles. In this paper, we consider models of the NaI (TI) spectrometer, as well as detectors of charged particles. To calculate the interaction of particles, the Monte Carlo numerical method and the corresponding classes integrated into the GEANT4 package are used.

Keywords:

numerical simulation, Monte Carlo method, Cosmic rays, GLE, radiation detectors.

Введение

Одной из самых важных задач при проведении моделирования является последующая валидация полученных результатов. К наиболее эффективному методу здесь можно отнести сравнение модельных расчетов с соответствующими рядами экспериментальных данных. Так для наблюдения заряженной компоненты в атмосфере Земли проводятся целые серии запусков шаров-зондов с установленным на них оборудованием [1]. Полученные результаты отлично подходят для оценки корректности работы численных моделей [2, 3]. При расчете детектирующего оборудования, такого как сцинтилляционные детекторы, можно производить сравнение с получаемым в реальности спектром частиц, например ^{241}Am .

Также для целей валидации подходят и долгопериодные наблюдения. К таким экспериментам можно отнести измерения при помощи наземных детекторов, таких как наборы счетчиков Гейгера или нейтронные мониторы. В представленной работе приводятся некоторые из методик на основе полученных рядов данных, а также показаны типовые результаты.

1. Валидация модели NaI (Tl) детектора

Сцинтилляционные детекторы — это оборудование, используемое для регистрации частиц при помощи их активного вещества (кристалла), которое, при попадании в него ионизирующего излучения (электроны, мюоны, позитроны, протоны, гамма-кванты), генерирует пучки фотонов с интенсивностью, прямо пропорциональной энергии первичной частицы. Для формирования электрических импульсов в устройство включен фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), а также система сбора данных, необходимая для сбора и хранения конечной информации.

Чувствительная область помещена в алюминиевый корпус, в верхней части находится поглотитель β -излучения. Во время расчетов учитываются все особенности и конструируется геометрия, наиболее максимально приближенная к реальности. На рис. 1, А представлена визуализация GEANT4 [4] модели сцинтилляционного детектора (размеры не приводятся), где синий цвет соответствует области алюминиевого корпуса, желтый — активному веществу кристалла NaI(Tl), а красный отображает детектирующий объем, в реальности это окно ФЭУ. Зеленые линии, проходящие через объемы — это трекинг частиц (гамма-квантов), на котором хорошо видны их взаимодействия с веществом. Сцинтилляционные процессы в данном случае отключены для исключения с картинки фотонов. Также приводится валидация посредством набора данных, полученного во время облучения реального кристалла NaI(Tl) изотопом ^{241}Am , рис. 1, Б.

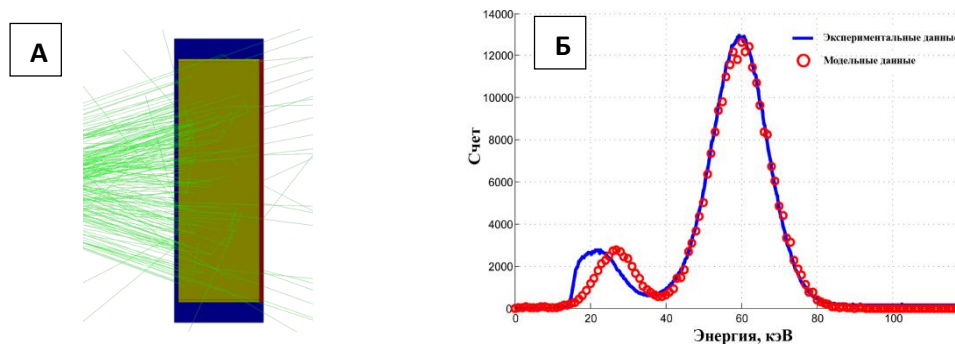


Рис. 1. Трекинг частиц, проходящих через геометрию кристалла (А) и взаимодействующих с его веществом. Зелеными линиями обозначены траектории движения гамма-квантов от точечного источника, процессы сцинтилляции не учитываются. Спектр, полученный в результате моделирования облучения сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl) размером 2х6,3 см точечным источником гамма-квантов с заданной спектральной характеристикой, соответствующей источнику ^{241}Am . Также приводится сравнение с реальными данными, показано хорошее соответствие (Б).

2. Изучение частиц вторичных КЛ в нижней атмосфере Земли

Хорошо известно, что в результате взаимодействия протонов первичных КЛ с веществом атмосферы Земли (прежде всего, с азотом и кислородом), рождаются каскады вторичных частиц [5]. Начиная с высоты примерно 80 км и до ~ 15-20 км над уровнем моря протоны ГКЛ теряют свою энергию в основном через процесс ионизации. Начиная с плотных слоев атмосферы, протоны с энергиями $E \sim 1$ ГэВ способны участвовать в неупругих соударениях, передавая до половины своей энергии вторичным частицам. Этот процесс может продолжаться от нескольких до десятков раз, в зависимости от энергии первичного протона. Таким образом, используя детекторы заряженной компоненты или нейтронные мониторы различных конфигураций, возможно фиксировать вторичные частицы, частично или полностью восстанавливая информацию о протонах первичных КЛ [6]. В то же время, вычислять параметры потоков вторичных КЛ с помощью детекторов весьма сложно, поскольку это требует большой статистики, что, в свою очередь, приводит к необходимости проводить ряд дорогостоящих экспериментов. Помимо дороговизны, не всегда есть возможность провести эксперимент в нужном месте и в нужное время. Поэтому для исследования и оценки параметров КЛ в атмосфере Земли гораздо эффективнее использовать комбинированную методику, включающую в себя данные, полученные путем как реальных, так и модельных экспериментов.

При моделировании прохождения КЛ через атмосферу Земли был использован программный пакет, описанный в статье [7]. Генератор первичных частиц, расположенный на верхней границе (80 км) столба атмосферы Земли, задавался в виде точечного источника, что является оптимальной конфигурацией. В ходе экспериментов было выявлено, что различия в его параметризации (к примеру, задание пространственного распределения) влияет только на скорость вычисления (при равномерном распределении статистика набирается чуть медленнее) и в целом не сказывается на исходном результате. Поэтому для всех последующих расчетов использовалась наиболее оптимальная конфигурация, рис. 2.

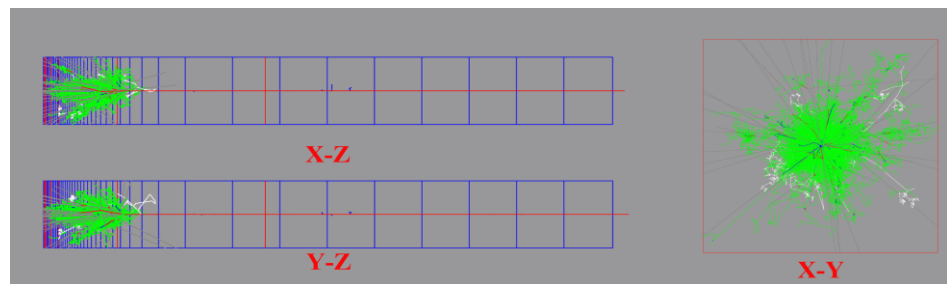


Рис. 2. Иллюстрация моделирования прохождения протона с энергией $E=100$ ГэВ через 80 км атмосферы, а также рождение каскада вторичных частиц.

Геометрия в виде слоев изображена синим цветом, треки частиц также разделены по цветам: красный цвет отображает положительный заряд частицы, синий – отрицательный, белым цветом показаны нейтроны, зеленым - гамма-кванты.

Существует огромная база данных, представляющая собой высотные профили скорости счета, полученные в результате запуска шаров-зондов с установленными на них счетчиками СТС-6[8]. Одно из местоположений, где регулярно проводятся эксперименты с этим оборудованием, находится в г. Апатиты. Поэтому, сравнивая экспериментальные данные с данными моделирования для соответствующих географических координат, можно производить валидацию модели. Оборудование, размещенное на шаре-зонде, включает в себя один или два счетчика СТС-6, работающих на совпадение, барограф и радиопередатчик. Общий вид такого устройства представлен на рис. 3, А. Соответственно, регистрируемый профиль будет состоять из вклада заряженных частиц и ~1 % гамма-квантов, который выражается через простую формулу:

$$J_{\text{общий}} = J_p + J_{e^+e^-} + J_{\mu^+\mu^-} + 0.01 \cdot J_\gamma \quad (1)$$

Данная формула выражает сложение суммарного потока протонов, электронов и позитронов, мюонов и гамма-квантов, представленные на рис. 3, Б с учетом среднестатистической ошибки вычисления при помощи ширины линии. На рис. 4 приводится сравнение экспериментальных данных, полученных в ходе запуска шаров-зондов 04.09.2009 и 21.12.2009 в г. Апатиты Мурманской области с результатами моделирования прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли с энергетическими спектрами, соответствующими этим периодам.

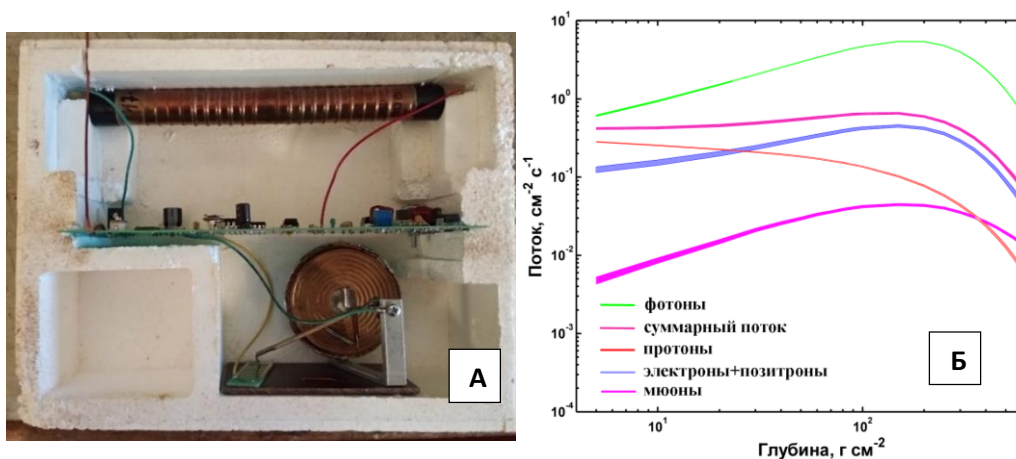


Рис. 3. Устройство, состоящее из детектирующего объема (один счетчик СТС-6), радиопередатчика и барографа, используемое для полета на шарах-зондах в стратосферу и записи высотного профиля заряженной компоненты вторичных КЛ (А). Высотные профили для различных сортов частиц, представленные с указанием интервала ошибки вычисления, полученные в результате моделирования прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли (Б).

Ширина линии показывает суммарное отклонение от среднего.

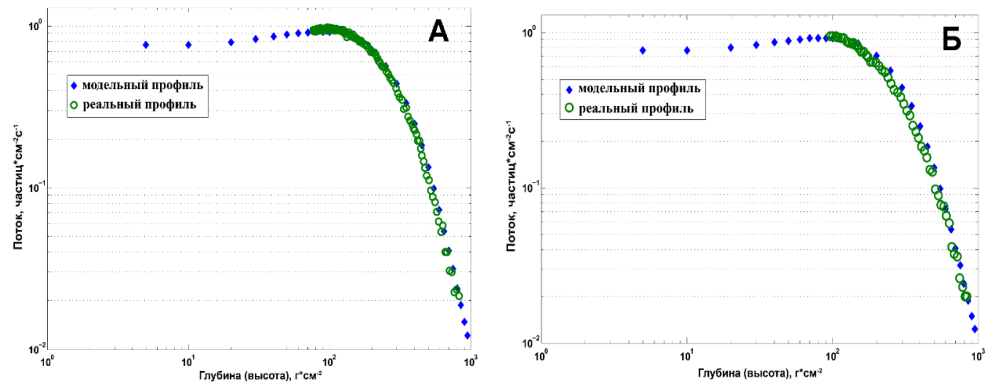


Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных (04.09.2009 (А) и 21.12.2009 (Б)) и данных, полученных в результате расчета прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли. Суммарные потоки, имитирующие реальный счет, получены как результат сложения потоков протонов, электронов, позитронов, мюонов и одной сотой гамма-квантов.

Также дополнительным инструментом для валидации данных моделирования может служить наземный детектор заряженной компоненты вторичных КЛ. Он выполнен на базе счетчиков Гейгера СТС-6, имеет современный блок сбора и обработки данных под управлением микроконтроллера Atmega, а также высокоэффективный источник высоковольтного питания. Работать устройство может как от стандартной сети, так и в автономном режиме от аккумуляторов. Типовые результаты, полученные в ходе измерений, представлены на рис. 5.

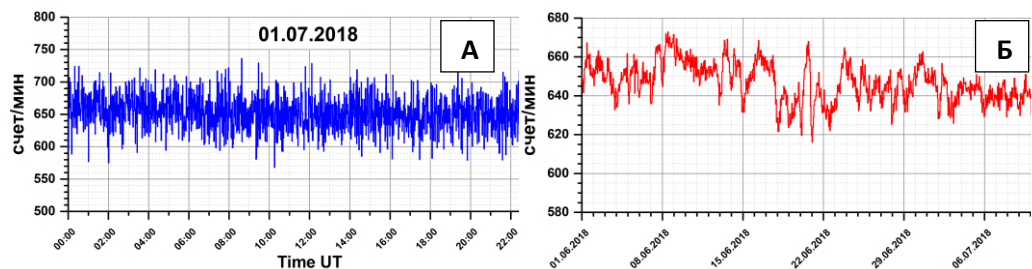


Рис. 5. Типовые графики, полученные при помощи наземного детектора, состоящего из линейки 7 счетчиков марки СТС-6. На рис. А представлены данные для определенной даты, на рис. Б представлены результаты измерений в течение месяца.

Заключение

Как видно из представленной работы, в решении современных задач физики КЛ целесообразно использовать как результаты экспериментальных методов, так и модельные данные. Такой подход позволяет в значительной мере расширить возможности интерпретации рассматриваемых явлений. Хорошим примером служит изучение частиц вторичных КЛ в нижней атмосфере Земли в том случае, когда необходимо получать результат не для локализованной области, а в глобальном

масштабе, для разных значений жесткости геомагнитного обрезания. Тогда, имея ряды данных уже имеющихся высотных профилей, их можно использовать как метод валидации модели. Это снижает ошибку вычислений и позволяет, в случае необходимости, корректировать значения для параметризации.

Благодарности. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00626.

Литература

1. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya, G.A., et al. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. I. 10. P. 1124-1137.
2. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711; Maurchev E. A., Balabin Yu. V., Gvozdevskii B. B., et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. I. 5. P. 657–659.
3. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2. № 4. С. 3-8; Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 2. I. 4. P. 3-10.
4. Agostinelli S., et al. // Nucl.Instrum. Methods Phys. Res. 2003. V. 506. Sect. A. P. 250.
5. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. («Наука». Москва, 1975).
6. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. // Astrophysics and Space Sciences Transactions. 2011. V. 7. I. 4. P. 459-463.
7. Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Solar-Terrestrial Physics. 2016. Т. 2. № 4. С. 3-10.
8. Stozhkov, Yu I., Svirzhevsky, N. S., Bazilevskaya, G. A., Kvashnin, A. N., Makhmutov, V. S. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. I. 10. P. 1124-1137.

Сведения об авторах

Маурчев Евгений Александрович

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: maurchev1987@gmail.com

Евгения Александровна Михалко

инженер, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mikhalko@pgia.ru

Германенко Алексей Владимирович

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: germanenko@pgia.ru

Балабин Юрий Васильевич

к. ф.-м. н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: balabin@pgia.ru

Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ СОБЫТИЯ GLE No 61

Аннотация

Приводятся результаты расчетов, полученных путем моделирования прохождения протонов солнечных космических лучей через вещество атмосферы Земли при помощи программного комплекса RUSCOSMICS. Особенностью является использование в качестве входных параметров первичных спектров, полученных по уникальной методике, разработанной в ПГИ. Для симуляции взаимодействия первичных и вторичных частиц применяется численный метод Монте-Карло в совокупности с самыми современными моделями и сечениями, реализованными в пакете GEANT4.

Ключевые слова:

численное моделирование, метод Монте-Карло, космические лучи, GLE.

E. A. Mauricev, Yu. V. Balabin

ESTIMATION OF THE EFFECT OF PROTONS OF SOLAR COSMIC RAYS ON THE IONIZATION RATE IN THE LOWER EARTH ATMOSPHERE DURING THE GLE No 61 EVENT

Annotation

The results of calculations obtained by simulating the passage of protons of solar cosmic rays through the substance of the Earth's atmosphere using the RUSCOSMICS software package are presented. A special feature is the use of primary spectra obtained by the unique method developed in the PGI as input parameters. To simulate the interaction of primary and secondary particles, the Monte-Carlo numerical method is used in conjunction with the most modern models and cross sections implemented in the GEANT4 package.

Keywords:

numerical simulation, Monte Carlo method, cosmic rays, GLE.

Введение

Основными частицами, входящими в состав первичных солнечных космических лучей (СКЛ), являются протоны, их доля составляет до 90 %. Оставшаяся часть состоит из электронов и ядер с зарядовым числом $Z \geq 2$. Вторгаясь в вещество атмосферы Земли, эти частицы испытывают серии взаимодействий (в основном, с ядрами азота и кислорода), теряя свою энергию как на электромагнитные потери, так и на ядерные реакции, в ходе которых рождаются целые каскады вторичных частиц (электроны, протоны, нейтроны, каоны, мюоны, гамма-кванты) [1].

Современный подход к исследованию частиц вторичных КЛ в атмосфере Земли включает в себя как экспериментальные методы [2], так и численное моделирование, например [3, 4]. В ПГИ был разработан специальный модуль RUSCOSMICS [5, 6], позволяющий детально изучать характеристики каскадов

КЛ и получать их в виде количественных значений энергетических спектров, высотных кривых, а также вклада в скорость ионообразования. В данной работе представлены результаты для частного случая, когда в качестве входных значений модели используются спектры СКЛ, соответствующие событию GLE No 61.

1. Методика

Применяемый в работе модуль программного комплекса RUSCOSMICS для расчета прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли разработан как самостоятельная модель, в основе которой лежат классы и методы пакета GEANT4 [7]. Такой подход позволяет использовать принцип наследования и реализовывать возможности создания геометрии, описания процессов взаимодействий, а также генерировать первичные частицы с заданными энергетическими характеристиками. Атмосфера Земли моделировалась в виде столба воздуха с распределением ее физических параметров по высоте (например, элементы в количестве 5 % от общей массы в каждом слое), значения получаются при помощи NRLMSISE-00 [8]. В совокупности с алгоритмами оптимизации это дает существенный вклад в уменьшение потребления расчетных мощностей и увеличения скорости вычислений до нескольких раз. В зависимости от заданной широты и долготы также вычисляется необходимое значение жесткости геомагнитного обрезания с использованием модели IGRF [9], конкретно для представленной работы эти параметры составляют 65.57 N, 33.39 E и $R_{cutoff} = 0.65$ GV.

Источник первичных частиц реализуется при помощи класса, в который встроен парсер для чтения файлов данных и обработчик для создания необходимой функции плотности вероятности, соответствующей энергетическому спектру первичных КЛ. Высота расположения составляет 80 км, а вектор скорости потока направлен перпендикулярно верхней плоскости столба воздуха. Такое упрощение было допущено вследствие множества опытных реализаций, которые показали, что учет углового распределения не влияет на конечный результат, сильно уменьшая при этом статистическую точность.

Моделирование взаимодействия частиц с веществом реализуется при помощи класса физических процессов (стандартный лист) QGSP_BERT_HP, который официально рекомендован разработчиками GEANT4 для решения задач астрофизики КЛ. Накопление и обработка информации о потоках вторичных КЛ производится методами детектирующих объемов, расположенных на заданных высотах. Также в них реализован код, позволяющий производить вывод результата в виде гистограмм.

2. Входные данные для моделирования

В представленной работе проведены расчеты для протонов КЛ, модулированных СКЛ во время события GLE No 61. Основной характеристикой источника первичных частиц, реализованного в модели, является плотность вероятности, выводимая методом нормировки дифференциального энергетического спектра протонов КЛ. Для случая, рассматриваемого в этой статье, используются данные, полученные при помощи уникальной методики, разработанной в ПГИ г. Апатиты [9]. Согласно теории, представленной в работе авторов, спектр протонов первичных СКЛ состоит из двух компонент, быстрой и медленной, для каждой из которых дается соответствующее выражение:

$J_{PC} = J_0 \cdot \exp(-E/E_0)$ и $J_{DC} = J_1 \cdot E^{-\gamma}$, где J_0 , E_0 , J_1 , γ – коэффициенты, отличающиеся в зависимости от номера события GLE. Соответствующие параметры приведены в таблице, результирующие спектры представлены на рис. 1.

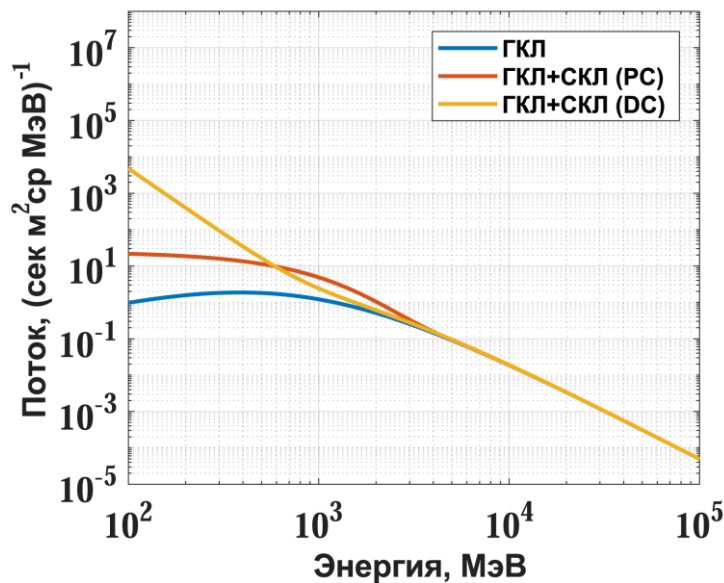


Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры протонов первичных СКЛ, полученные по данным сети наземных станций НМ, используемые как входные параметры для расчета скорости ионообразования в атмосфере Земли во время события GLE No 61.

Таблица. Параметры дифференциальных энергетических спектров протонов СКЛ для событий GLE No 61, полученные в работе [9] и используемые как входные параметры при создании функции плотности вероятности генератора первичных частиц модуля RUSCOSMICS.

GLE	Дата	Коэффициенты			
		J_0	E_0	J_1	γ
61	18.04.2001	$2.5 \cdot 10^4$	0.52	$1.2 \cdot 10^3$	3.6

3. Результаты расчетов

В результате моделирования прохождения протонов СКЛ через атмосферу Земли, их взаимодействия с окружающим веществом и последующего развития каскадов были получены соответствующие кривые скорости ионизации в зависимости от высоты для географических координат 65.57 N, 33.39 E и значения жесткости геомагнитного обрезания $R_{cutoff} = 0.65$ GV. Результирующий график для события GLE No 61 представлен на рис. 2.

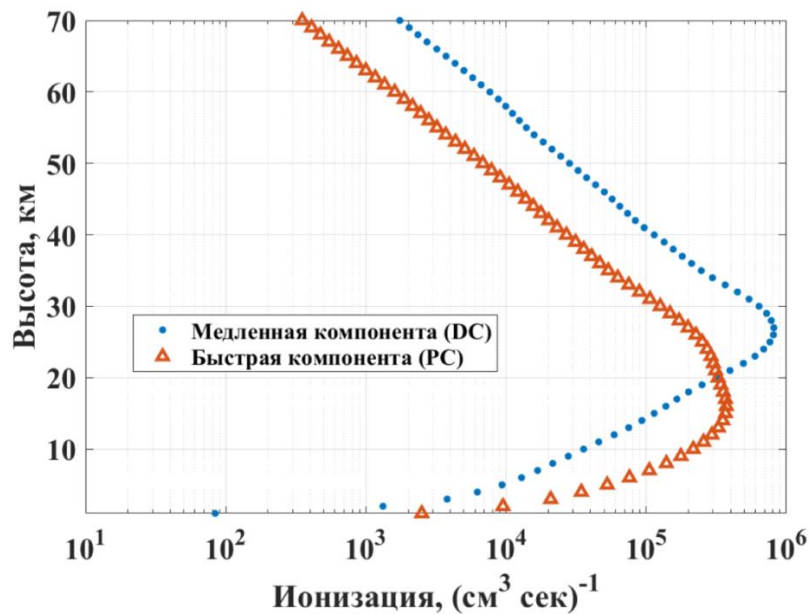


Рис. 2. Высотные профили скорости ионизации атмосферы Земли частицами КЛ во время события GLE No 61 в случае медленной и быстрой компонент. Данные получены путем моделирования процессов при помощи программного комплекса RUSCOSMICS.

Заключение

Как видно, программный комплекс RUSCOSMICS является мощным инструментом для расчета прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли. Конкретно в этой работе получены результаты, позволяющие сделать как количественные, так и качественные оценки влияния протонов СКЛ на скорость ионообразования в зависимости от высоты во время события GLE No 61. Такие данные являются полезными не только при детальном исследовании КЛ в решении фундаментальных задач, но и в прикладных областях, таких как оценка радиационной безопасности.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-77-10018.

Литература

1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. («Наука». Москва, 1975).
2. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya, G.A., et al. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. I. 10. P. 1124-1137.
3. Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D10302.
4. Velinov P. I.Y., Balabin Yu. V., Mauricev E. A. // Compt. rend. Acad. bulg. Sci. 2017. V. 70. I. 4. P. 545-555.

5. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711; Maurchev E. A., Balabin Yu. V., Gvozdevskii B. B., et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. I. 5. P. 657–659.
6. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2. № 4. С. 3-8; Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 2. I. 4. P. 3-10.
7. Agostinelli S., et al. // Nucl.Instrum. Methods Phys. Res. 2003. V. 506. Sect. A. P. 250.
8. Picone J. M. et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. A. 12. P. 1468.
9. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. // Astrophysics and Space Sciences Transactions. 2011. V. 7. I. 4. P. 459-463.

Сведения об авторах

Маурчев Евгений Александрович

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: maurchev1987@gmail.com

Балабин Юрий Васильевич

к. ф.-м. н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: balabin@pgia.ru

Е.А. Касаткина, О.И. Шумилов

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИНФРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ВЫСОКИХ ШИРОТ ОТ ВИТИМСКОГО БОЛИДА

Аннотация

Представлены результаты моделирования распространения инфразвуковых волн от взрыва Витимского болида (24 сентября 2002 г.). Для расчетов применялся метод лучевых траекторий, модифицированный для инфразвуковых волн, а также использовались атмосферные модели MSISE 2000 и HWM07. Приведены данные регистрации инфразвуковых волн и ионосферных эффектов на станциях Кольского п-ова, расположенных на расстоянии около 4000 км от места взрыва Витимского болида. По предварительным модельным представлениям установлено, что атмосферные условия являлись благоприятными для возникновения атмосферного акустического канала и распространения инфразвуковых сигналов от данного источника в западном направлении.

Ключевые слова:

инфразвуковые волны, болиды.

E.A. Kasatkina, O.I. Shumilov

MODELING OF THE INFRASONIC SIGNAL PROPAGATION IN THE HIGH-LATITUDE ATMOSPHERE FROM THE VITIMSKY FIREBALL

Abstract

The results of modeling of the infrasonic signal propagation from Vitimsky fireball (September 24, 2002) explosion are presented. For calculations, the method of ray tracing modified for infrasonic waves was used, and atmospheric models MSISE 2000 and HWM07 were used. The data of infrasonic wave and ionospheric effect registrations at Kola Peninsula stations located at distance of about 4,000 km from the site of the Vitimsky bolide explosion are presented. According to the preliminary model simulations, it was found that atmospheric conditions were favorable for the emergence of atmospheric acoustic ducts and propagation of infrasonic signals from this source in the west direction.

Keywords:

infrasonic waves, bolides.

Введение

Изучение процессов генерации и распространения инфразвуковых волн в последнее время приобретает все большее значение. Инфразвуковые волны, особенно ВГВ (внутренние гравитационные волны), могут распространяться на большие расстояния, а также до ионосферных высот почти не меняя своего периода. Известно, что источниками инфразвука могут быть естественные (землетрясения, извержения вулканов, падение метеоритов, циклоны, грозы) и антропогенные (взрывы, запуски ракет, удары от самолетов) воздействия. Поэтому задачи таких исследований тесно связаны с прогнозированием

катастроф. Процессы распространения инфразвуковых волн, возникающих при вторжении в атмосферу метеорных тел, исследовались в ряде работ [1-14]. Условия распространения инфразвуковых волн в атмосфере зависят от высотного распределения температуры, а также направления и скорости ветра. Температурные и ветровые инверсии приводят к формированию атмосферных акустических волноводов протяженностью до нескольких тысяч километров. При моделировании в упрощенном варианте используется метод лучевых траекторий, предложенный ранее Буландом и Чепмэном [15] для определения времен пробега сейсмических волн, модифицированный для инфразвуковых волн, перемещающихся в движущейся среде (слоистой атмосфере) с учетом переменных по высоте профилей скорости ветра и температуры [16]. Данное приближение вполне применимо для длин волн, много меньших вертикальных неоднородностей атмосферы и горизонтальных синоптических образований, что позволяет не учитывать влияние силы тяжести и кривизны земной поверхности [17]. Хотя метод лучевых траекторий и предполагает высокочастотное приближение, его применимость при моделировании низкочастотного инфразвукового распространения подтверждено рядом исследований [12]. Для более точного моделирования используются другие методики (например, метод псевдодифференциального параболического уравнения, уравнение Кортевега-де Вриза [5, 17]). Для стандартных атмосферных условий вертикальные градиенты температуры и скорости ветра обычно на порядок превышают горизонтальные, поэтому на расстояниях до 600 км атмосферу грубо можно считать однородной при условии отсутствия значительных синоптических возмущений [18]. В данной работе приведены результаты моделирования предполагаемого распространения в высокоширотной атмосфере инфразвуковых сигналов от взрыва Витимского болида (24 сентября 2002 г.).

Материалы и методы

Высотные профили температуры брались из модели MSISE 2000, скорости зональных и меридиональных ветров – из модели Horizontal Wind Model (HWM07) [19]. С этой целью была модифицирована часть исходного кода (HWM07) для компиляции в среде программирования PGI Visual Fortran. Модель HWM07 является эмпирической и основана на данных ИСЗ AE-E, DE-2 и радаров некогерентного рассеяния. Модель HWM07 позволяет получать профили скоростей зональных ветров до высоты F -слоя ионосферы в любой географической точке с учетом солнечной активности и геомагнитной возмущенности. HWM07 может быть использована при моделировании особенностей распространения инфразвуковых волн от источников искусственного и природного происхождения, а также для изучения волновых возмущений полярной ионосферы при активных воздействиях на неё.

Результаты и обсуждение

В работе [2] приводятся результаты экспериментального обнаружения инфразвукового сигнала от взрыва в атмосфере болида 24 сентября 2002 г. в районе р. Витим, Иркутская обл. (57.9N, 112.9E). Витимский болид был зарегистрирован оптическими и инфракрасными датчиками спутниковой системы наблюдений США 24.09.2002 г. в 16:48:56 UT. Инфразвуковой сигнал от пролета болида был зарегистрирован тремя пространственно разнесенными

микробарографами в обс. Апатиты (67.6N, 33E) на расстоянии 4000 км от источника (рис. 1). Из рис. 1 Отчетливо видно, что в ~22:20 UT на всех трех датчиках был зафиксирован приход инфразвукового сигнала с максимумом амплитуды $\Delta P \approx 45$ дн/см². Этот сигнал отчетливо виден даже на фоне постоянно наблюдаемых в данном пункте подветренных волн, регистрация которых обусловлена близостью горного массива Хибин. Зная время прихода сигнала (~22:20 UT) и расстояние до источника (~4000 км), можно оценить среднее значение горизонтальной проекции скорости распространения сигнала: $V = R/T \approx 180$ -200 м/с. Такие значения скорости характерны для термосферного (на высоте >85 км) распространения сигнала [20], а также для стратосферно-тропосферного распространения уединенных волн (солитонов) [21]. Распространение акустико-гравитационного (АГВ) сигнала от взрыва Витимского болида вызвало возмущение в ионосфере высоких широт. На рис. 2 приведены записи доплеровского радара ПГИ КНЦ РАН, расположенного в обс. Туманный (69.0N, 35.7E) [22]. Радар действует в полосе частот 2.6-2.75 МГц с максимальной мощностью ~100 кВт.

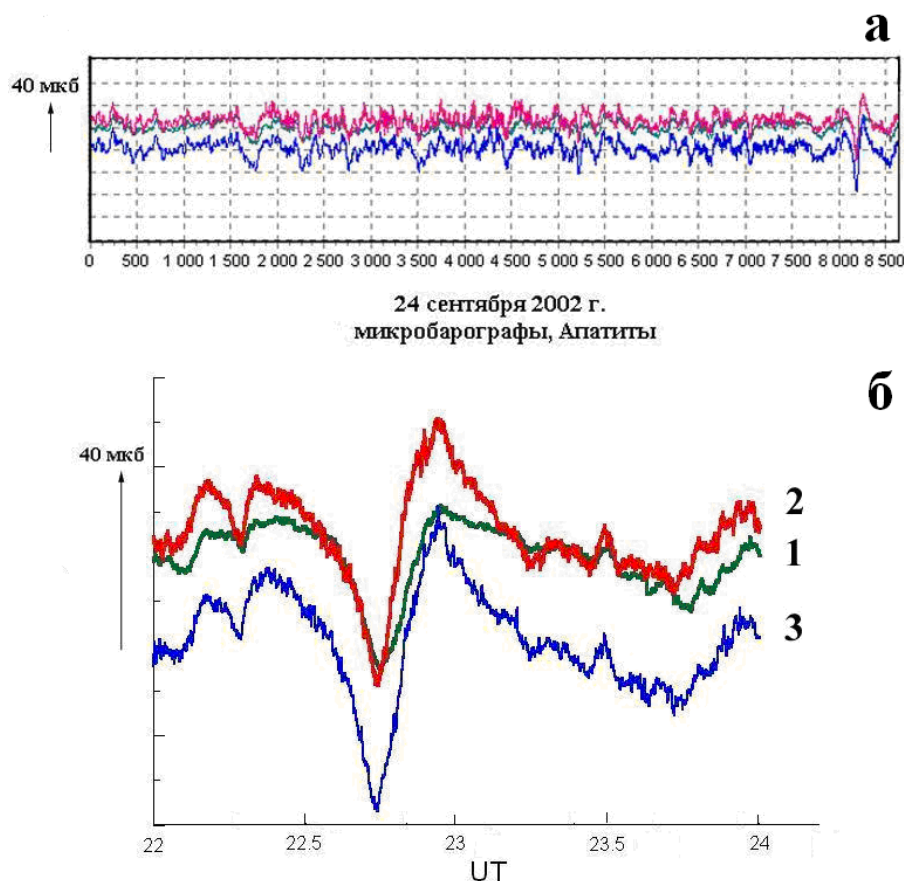


Рис. 1. Регистрограмма записей микробарографов в обс. Апатиты 24 сентября 2002 г.: (а) суточная запись; (б) интервал времени 22:00 – 24:00 UT.

Из рис. 2 видно, что, несмотря на отсутствие каких-либо геомагнитных возмущений в исследуемый период, наблюдается усиление радиошума по сравнению с последующим днем. Первый всплеск интенсивности радиошума наблюдается с 17:40 по 17:50 UT, второй – 21:00-21:45 UT и третий в 22:35-22:55 UT [22]. Оценки величин соответствующих скоростей распространения сигнала дали следующие результаты: ~ 1.2 км/с, ~ 300 м/с и ~ 200 м/с. Первая величина соответствует скорости распространения МГД-волны в ионосфере, две другие – скорости распространения АГВ и совпадают с величиной, полученной по данным микробарографа [2]. Акустико-гравитационный сигнал в высоких широтах от падения метеорита на таком расстоянии и в таком частотном диапазоне (0.0001-1 Гц) был зафиксирован впервые в мире, что было отмечено в работах [8, 11]. Данные результаты позднее были подтверждены в работе [3], где сообщалось о регистрации АГВ-сигнала от Витимского болида по данным микробарографов на расстояниях 2012 км и 4350 км. Место взрыва Витимского болида, а также станций регистрации инфразвуковых и ионосферных сигналов приведены на рис. 3.

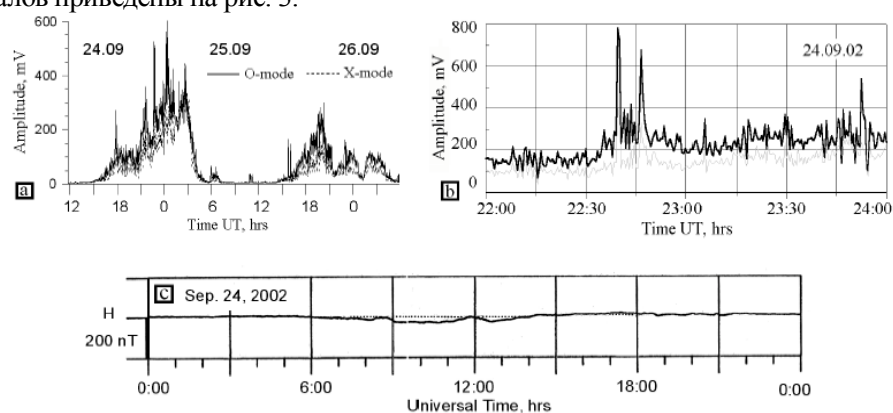


Рис. 2. Вариации интенсивности радиошума и магнитограмма obs. Туманный (69.0 N, 35.7 E), 24.09.2002 г. [22].

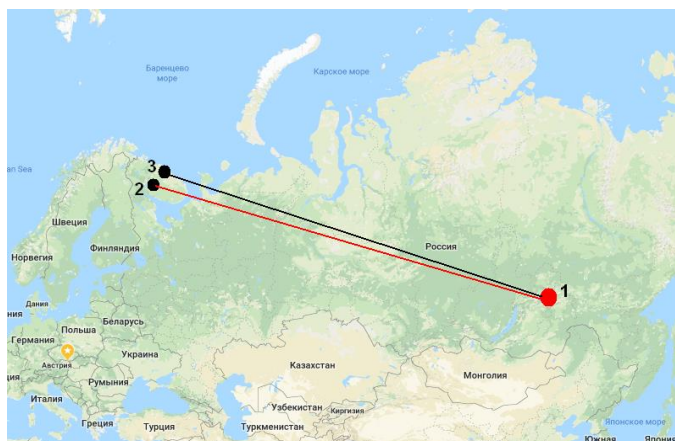


Рис. 3. Карта расположения места взрыва Витимского болида (1), а также станций Апатиты (2) и Туманный (3). Распространение инфразвуковых и ионосферных сигналов обозначены красной и черными линиями соответственно.

Таблица

Координаты и энергия излучения болидов с мощностью взрыва > 2 кт
по данным NASA [24].

Дата	Время, <i>UT</i>	Координаты	<i>E</i> (Дж.)
15.04.1988	03:03	4.1S, 124.3E	$7.6 \cdot 10^{12}$
1.10.1990	03:51	7.5N, 142.8E	$2.5 \cdot 10^{12}$
1.02.1994	22:38	2.7N, 164.1E	$1.8 \cdot 10^{13}$
1.11.1994	06:50	1.5S, 84.5W	$1 \cdot 10^{12}$
3.11.1994	20:01	6.5N, 89.0E	$2.4 \cdot 10^{12}$
14.01.1999	08:06	44.0S, 129.7W	$5.1 \cdot 10^{12}$
18.01.2000	16:43	60.3N, 134.6W	$1.1 \cdot 10^{12}$
18.02.2000	09:26	0.9S, 109.2E	$3.6 \cdot 10^{12}$
6.03.2000	08:29	58.0N, 175.0E	$9.6 \cdot 10^{11}$
25.08.2000	01:12	14.5N, 106.1W	$1.4 \cdot 10^{12}$
23.04.2001	06:12	28N, 133.6W	$4.6 \cdot 10^{12}$
23.07.2001	22:19	41N, 77W	$1.2 \cdot 10^{12}$
2.06.2002	04:28	34N, 21E	$4.5 \cdot 10^{12}$
11.08.2002	20:43	18.2S, 159.4E	$1.5 \cdot 10^{12}$
24.09.2002	16:49	57.91N, 112.9E	$8.6 \cdot 10^{11}$
27.09.2003	12:59	21N, 86.6E	$2.2 \cdot 10^{12}$
5.06.2004	20:34	1.3N, 174.4W	$1.8 \cdot 10^{12}$
22.08.2004	10:01	51.9S, 22.7E	$1.4 \cdot 10^{12}$
3.09.2004	12:07	67.7S, 18.2E	$7.3 \cdot 10^{12}$
7.10.2004	13:15	27.3S, 71.5E	$1 \cdot 10^{13}$
6.02.2006	01:57	54.5S, 18.1E	$1.2 \cdot 10^{12}$
4.04.2006	11:30	26.6N, 26.6W	$2.4 \cdot 10^{12}$
9.08.2006	04:31	23.1S, 53.7E	$1 \cdot 10^{12}$
2.09.2006	04:26	14S, 109.1E	$1.2 \cdot 10^{12}$
9.12.2006	06:31	26.2N, 26E	$7.4 \cdot 10^{12}$
7.02.2009	19:51	56.6N, 69.8E	$1.6 \cdot 10^{12}$
4.09.2009	02:23	42.5N, 110E	$9.7 \cdot 10^{11}$
8.10.2009	02:57	4.2S, 120.6E	$2 \cdot 10^{13}$
21.11.2009	20:53	22S, 29.2E	$1 \cdot 10^{13}$
6.07.2010	23:55	34.1S, 174.5W	$7.6 \cdot 10^{12}$
3.09.2010	12:05	61S, 146.7E	$1.8 \cdot 10^{12}$
25.12.2010	23:24	38N, 158E	$2 \cdot 10^{13}$
25.05.2011	05:40	4.1N, 14E	$2.3 \cdot 10^{12}$
25.01.2013	07:40	60.3N, 64.6W	$3.4 \cdot 10^{12}$
15.02.2013	03:20	54.8N, 61.1E	$3.75 \cdot 10^{14}$
21.04.2013	06:23	28.1S, 64.6W	$1.1 \cdot 10^{12}$
30.04.2013	08:41	35.5N, 30.7W	$5.1 \cdot 10^{12}$
12.10.2013	16:07	19.1S, 25W	$1.6 \cdot 10^{12}$
8.05.2014	19:42	36.9S, 87.3E	$1.1 \cdot 10^{12}$
23.08.2014	06:30	61.7S, 132.6E	$3.8 \cdot 10^{12}$
6.02.2016	13:55	30.4S, 25.5W	$6.9 \cdot 10^{12}$
11.03.2017	04:51	28.3N, 60.2W	$1.3 \cdot 10^{12}$
15.12.2017	13:14	60.2N, 170E	$3.1 \cdot 10^{12}$
21.06.2018	01:16	52.8N, 38.1E	$1.2 \cdot 10^{12}$
25.07.2018	21:55	76.9N, 69W	$8.8 \cdot 10^{11}$

Для определения частоты подобных событий были проанализированы данные NASA [24]. В Таблице приведены некоторые сведения о болидах (координаты, энергия излучения) с мощностью взрыва более 2 кт ТНТ по данным NASA начиная с момента регистрации (1988 г.) [24]. Всего выявлено 45 таких событий из 761 за период 1988-2018 гг., для большинства из них был зафиксирован приход инфразвукового сигнала по данным мировой сети инфразвукометрических станций [2, 4, 10, 13, 14].

В Таблице выделены Витимский (2 кт) и Челябинский (440 кт) болиды, мощность взрыва которых составляет наименьшую и максимальную величину в данном диапазоне соответственно. Взрыв Челябинского болида 15 февраля 2013 г. привел к разрушениям различной силы в шести населенных пунктах Челябинской области и вызвал землетрясение с магнитудой 4 балла вблизи г. Челябинска [4]. По оценкам NASA мощность взрыва составила 440 кт ТНТ, инфразвуковой сигнал был зарегистрирован практически повсеместно, даже в Антарктиде на расстоянии 15000 км [4, 13]. Ионосферный эффект от взрыва Челябинского болида был также зафиксирован на Кольском п-ове по данным радара обс. Туманный [23]. По данным Геофизической службы РАН датчики инфразвуковой станции в Апатитах также зафиксировали сигналы в диапазоне высоких частот (0.02 – 50 Гц), вызванные пролетом Челябинского метеорита спустя два часа после события [6].

Для моделирования распространения инфразвукового сигнала от Витимского болида использовались расчеты по методу лучевых траекторий, модифицированному для волн, перемещающихся в движущей среде (слоистой атмосфере) с учетом переменных по высоте профилей скорости ветра и температуры [16]. Скорость звука c в спокойной атмосфере можно аппроксимировать выражением [16]:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}, \quad (1)$$

где $\gamma=1.4$ (соотношение теплоемкостей), R – газовая константа, T – температура, M – молекулярная масса.

Для движущейся среды используется эффективная скорость звука [16]: $V=c+\mathbf{n}\mathbf{u}$, где $\mathbf{u}$ – скорость ветра, $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали к волновому фронту. При моделировании рассчитывались значения времени распространения волн T , расстояния вдоль распространения волнового фронта X , лучевого параметра P (для сейсмических волн $P = \sin\theta/V$, где θ – угол между лучом и вертикалью, V – скорость распространения волн [16]), функции времени задержки τ ($\tau = T - PX$ [16]). С физической точки зрения параметр τ характеризует время, которое затрачено волной при вертикальном распространении и позволяет определить местоположение акустического канала в атмосфере. При $\tau \leq 0$ волны не распространяются, отражаясь от границ запрещенной области. Для расчетов использовались соотношения [16]:

$$T = \int S^2 \left[S^2 - \frac{P^2}{(1 - Pu)^2} \right]^{-1/2} dz \quad (2)$$

$$X = \int \left[\frac{P}{(1-Pu)} + S^2 u \right] \left[S^2 - \frac{P^2}{(1-Pu)^2} \right]^{-1/2} dz \quad (3)$$

$$\tau = \int (1-Pu) \left[S^2 - \frac{P^2}{(1-Pu)^2} \right]^{-1/2} dz, \quad (4)$$

$$\text{где} \quad P = \frac{\sin \Theta}{c} \left(1 + \frac{u \sin \Theta}{c} \right)^{-1}, \quad S = 1/V \quad (5)$$

Атмосфера была разделена на 200 слоев по 1 км. Высотные профили температуры брались из модели MSISE 2000, зональных и меридиональных ветров – из модели HWM07 [19]. Было проведено численное моделирование возможных путей распространения инфразвуковых сигналов от пролета в атмосфере Витимского болида. На рис. 4 представлены высотные профили зональной скорости ветра (рис. 4б) и эффективной скорости звука (рис. 4а) для атмосферной модели, соответствующей времени пролета болида.

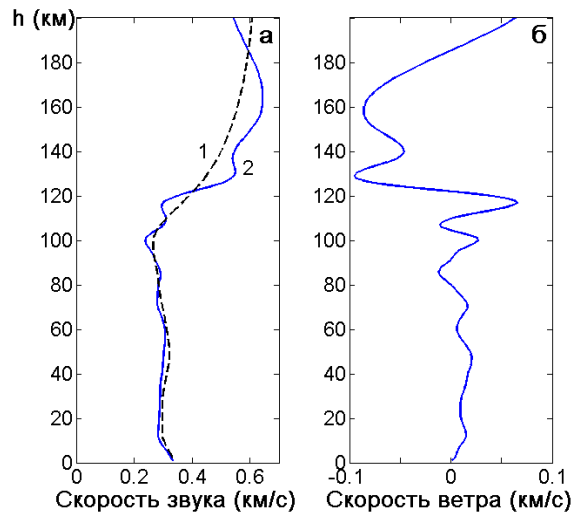


Рис. 4. Атмосферная модель для 17:00 UT, 24 сентября 2002 г. (58.2 N, 113.5 E):
 а) скорость звука – 1, эффективная скорость звука – 2; б) зональная скорость ветра (положительные значения для восточного направления).

На рис. 5 представлены результаты расчетов параметра τ для инфразвуковых волн, распространяющихся в западном направлении от пролета болида в атмосфере. Области ярко-синего цвета – это запрещенные зоны, от границ которых происходит отражение инфразвуковых волн. Видно, что в этих двух случаях в тропосфере и нижней стратосфере, а также на высотах вблизи 90-100 км возможно волноводное распространение инфразвука, т.е. волна может распространяться практически горизонтально. Данный вывод подтверждается результатами регистрации инфразвукового сигнала от Витимского болида на

Кольском п-ове, на расстоянии около 4000 км от места взрыва (правда, в более низкочастотном диапазоне) [2]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что представленная модель позволяет выделять в атмосфере акустические каналы и может быть использована для расчета предполагаемых траекторий и времен прихода инфразвуковых сигналов и связанных с ними ионосферных возмущений от различных источников на расстояниях до нескольких тысяч километров.

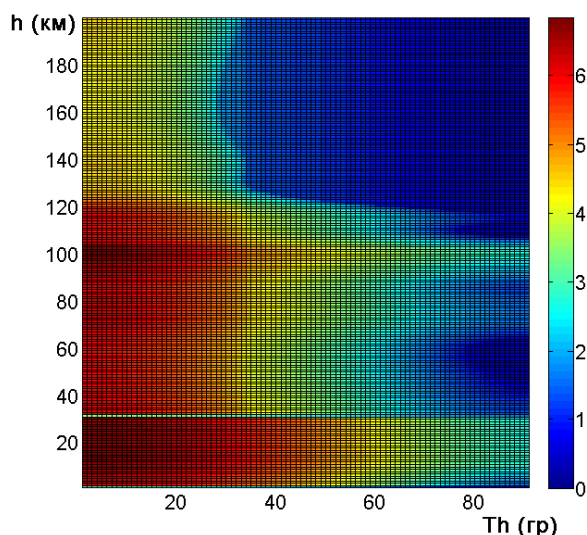


Рис. 5. Параметр τ , рассчитанный для инфразвуковых сигналов, распространяющихся в западном направлении от пролета Витимского болида на высоте 20 км с использованием атмосферной модели (рис. 4).

Заключение

В работе представлены результаты моделирования предполагаемого распространения инфразвуковых сигналов от пролета Витимского болида. По модельным представлениям установлено, что атмосферные условия являлись благоприятными для возникновения атмосферных акустических каналов и распространения инфразвуковых сигналов от данного источника в западном направлении. Подтверждением модельных расчетов является регистрация инфразвуковых сигналов и ионосферных эффектов от взрывов Витимского болида на Кольском п-ове. В результате показано, что метод лучевых траекторий позволяет выделять в пространстве акустические каналы и рассчитывать распространение инфразвуковых волн от различных источников (падение метеоритов, вулканические извержения, наземные взрывы и пр.).

Литература

1. Голицын Г.С., Григорьев Г.И., Докучаев В.П. Излучение акустико-гравитационных волн при движении метеоров в атмосфере // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1977. Т. 13. С. 926-935.
2. Шумилов О.И., Касаткина Е.А., Терещенко Е.Д., Куличков С.Н., Васильев А.Н. Регистрация инфразвука от Витимского болида 24 сентября 2002 г. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 121-123.

3. Адушкин В.В., Попова О.П., Рыбнов Ю.С., Кудрявцев В.И., Мальцев А.Л., Харламов В.А. Геофизические эффекты Витимского болида 24.09.2002 г. // Доклады АН. 2004. Т. 397. С. 685-688.
4. Фортов В.Е., Султанов В.Г., Шутов А.В. Взрыв Челябинского суперболида в атмосфере Земли: рядовое событие или уникальное стечение обстоятельств? // Геохимия. 2013. № 7. С. 609-628.
5. Куличков С.Н., Попов О.Е., Авилов К.В., Чунчузов И.П., Чхетиани О.Г., Смирнов А.А., Дубровин В.И., Мишенин А.А. Моделирование распространения инфразвуковых волн и оценка энергии взрыва Челябинского метеороида 15 февраля 2013 года // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 3. С. 344-356.
6. Кабыш З. Апатитские ученые зафиксировали сигналы пролета Челябинского метеорита // Мурманский вестник. 2013. 16 февраля.
7. Revelle D.O. On meteor-generated infrasound // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 1217-1230.
8. Revelle D.O. Recent advances in bolide entry modeling: A bolide potpourri // Earth, Moon, and Planets. 2004. V. 95. P. 441-476.
9. Evers L.G., Haak H.W. Listening to sounds from an exploding meteor and oceanic waves // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 41-44.
10. Brown P., Spalding R.E., ReVelle D.O., Tagliaferri E., Worden S.P. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth // Nature. 2002. V. 420. P. 314-316.
11. Edwards W.N., Brown P.G., ReVelle D.O. Estimates of meteoroid kinetic energies from observations of infrasonic airwaves // J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 2006, V. 68, P. 1136-1160.
12. Le Pichon A., Blanc E., Hauchecorne A. Infrasound monitoring for atmospheric studies. New York: Springer, 2010.
13. Le Pichon A., Ceranna L., Pilger C., Mialle P., Brown D., Herry P., Brachet N. The 2013 Russian fireball largest ever detected by CTBTO infrasound sensors // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 3732-3737.
14. de Groot-Hedlin C.D., Hedlin M.A.H. Infrasound detection of the Chelyabinsk meteor at the USArray // Earth Planet. Sci. Lett. 2014. V. 402. P. 337-345.
15. Buland R., Chapman C. The computation of seismic travel times // Bull. Seism. Soc. Am. 1983. V. 73. P. 1271-1302.
16. Garces M.A., Hansen R.A., Lindquist K.G. Traveltimes for infrasonic waves propagating in a stratified atmosphere // Geophys. J. Int. 1998. V. 135. P. 255-263.
17. Куличков С.Н., Авилов К.В., Буш Г.А., Попов О.Е., Распопов О.М., Барышников А.К., Ривелл Д.О., Уитекер Р.В. Об аномально быстрых инфразвуковых приходах на больших расстояниях от наземных взрывов // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. С. 3-12.
18. Arrowsmith S.J., Drob D.P., Hedlin M.A.H., Edwards W. A joint seismic and acoustic study of the Washington State bolide: observations and modeling // J. Geophys. Res. 2007. V. 112.
19. Drob D.P., Emmert J.T., Crowley G., et al. An empirical model of the Earth's horizontal wind fields: HWM07 // J. Geophys. Res. 2008. V. 113.
20. Куличков С.Н. Дальнее распространение инфразвука в атмосфере (обзор). – Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1992. Т. 28. С. 339-360.

21. Романова Н.Н., Якушкин И.Г. Внутренние гравитационные волны в нижней атмосфере и источники их генерации – Изв. РАН. Физика атмосферы и океана, 1995, Т. 31, С. 163-186.
22. Tereshchenko V.D., Ogloblina O.F., Tereshchenko V.A., Chernyakov S.M. About the registration of wave perturbations in the polar lower ionosphere after an explosion of the Vitim meteorite // Proc. of the XXVII Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”, Apatity, Russia. 2004. P. 77-80.
23. Терещенко В.Д., Васильев Е.Б., Терещенко В.А., Оглоблина О.Ф., Черняков С.М. Волновые возмущения в нижней полярной ионосфере во время падения Челябинского метеорита // Proc. of the XXXVII Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”, Apatity, Russia. 2014. P. 104-107.
24. Fireball and bolide reports. <http://neo.jpl.nasa.gov/fireballs/>.

Сведения об авторах

Касаткина Елена Алексеевна

д.ф.-м.н., с.н.с., Полярный геофизический институт, Апатиты;
г.н.с., Институт проблем промышленной экологии Севера, КНЦ РАН, Апатиты
E-mail: e.kasatki@yandex.ru

Шумилов Олег Иванович

д.ф.-м.н., г.н.с., Полярный геофизический институт, Апатиты;
г.н.с., Институт проблем промышленной экологии Севера, КНЦ РАН, Апатиты
E-mail: oleg@aprec.ru

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.97-107
УДК 550.388.2

О. М. Лебедь, Ю. В. Федоренко, А. С. Никитенко, Н. Г. Клейменова

МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АВРОРАЛЬНЫХ ШИПЕНИЙ ОТ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ДО ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Аннотация

Разработана численная модель распространения авроральных шипений для интерпретации результатов наземных высокоширотных ОНЧ наблюдений. Она включает в себя модули, описывающие статистические свойства квазиэлектростатических свистовых волн, генерируемых вследствие черенковского резонанса на высотах порядка 10-20 тыс. км, распространение волн до области верхней ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации (ниже 5 тыс. км), рассеяние на этих неоднородностях в конус прохождения и распространение к земной поверхности через нижнюю ионосферу. Результаты моделирования согласуются с результатами наблюдений.

Ключевые слова:

авроральные шипения, волновод Земля-ионосфера, ОНЧ излучения.

O. M. Lebed, Yu. V. Fedorenko, A. S. Nikitenko, N. G. Kleimenova

MODEL OF AURORAL HISS PROPAGATION FROM SOURCE REGION TO THE GROUND

Abstract

The model of auroral hiss propagation has been created to explain high-latitude ground-based measurements. It contains program modules describing statistical properties of quasi-electrostatic whistler waves generated by Cherenkov resonance at high altitudes (about 10,000-20,000 km), their propagation from source region to a region with meter-scale inhomogeneities (below 5,000 km), scattering by these inhomogeneities into a transmission cone and propagation to the ground through the lower ionosphere. The results of modeling are consistent with the measurements.

Keywords:

auroral hiss, Earth-ionosphere waveguide, VLF signal.

Введение

Одним из основных типов ОНЧ излучений в высоких широтах являются авроральные шипения (хиссы), наблюдающиеся на частотах выше 3-4 кГц в вечернее и ночное время. Эти излучения распространяются в ионосфере в виде квазиэлектростатических свистовых волн с волновыми векторами, направленными к магнитному полю под близкими к 90° углами. К настоящему времени из спутниковых и наземных наблюдений получено много информации о структуре волн,

характеристиках и связи с геомагнитными возмущениями и полярными сияниями [1-4]. Однако до сих пор остаются не до конца понятными механизмы распространения авроральных шипений от предполагаемой области их генерации к наземному наблюдателю.

Для ОНЧ наблюдений в obs. Ловозеро Полярного геофизического института (67.97° N, 35.02° E) применяется регистратор двух горизонтальных магнитных и вертикальной электрической компонент электромагнитного поля. Регистрация трех компонент позволяет снять неопределенность измерения азимутальных углов прихода ОНЧ волн $\pm 180^\circ$. На финской ст. Кануслехто (67.74° N, 26.27° E), расположенной вблизи obs. Соданкюля, измеряются лишь две горизонтальные компоненты магнитного поля, и такая неопределенность присутствует. Наблюдения трех компонент в obs. Ловозеро позволили рассчитывать и анализировать не только средние значения поляризации, направления вектора Пойнтинга и волнового импеданса поля ОНЧ излучений, но и плотности распределения этих параметров. Это дало возможность более детально исследовать пространственное распределение направлений прихода авроральных шипений.

Анализ авроральных шипений, регистрируемых в obs. Ловозеро и на ст. Кануслехто, выявил парадоксальную ситуацию, состоящую в том, что полярные сияния, ассоциируемые с всплесками авроральных шипений, наблюдаются севернее точки регистрации ОНЧ, в то время как область выхода ОНЧ волн из ионосферы – южнее нее. Этот факт позволил предположить, что на пространственную структуру волновых полей наблюдаемых на земной поверхности авроральных шипений влияют условия распространения ОНЧ волн в ионосфере. Плотность распределения энергии по азимутальным углам прихода для такого события по данным obs. Ловозеро приведена на рис. 1 [5]. Там же показана фотография, сделанная камерой всего неба во время события.

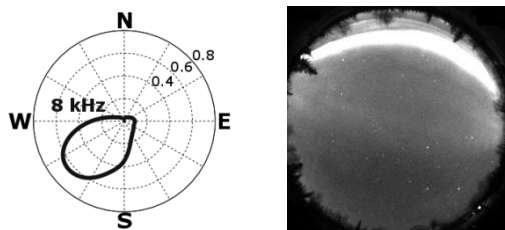


Рис. 1. Ловозеро, 23 декабря 2016 г. 17:47:00 UT, слева – нормированная плотность распределения энергии по азимутальным углам прихода сигнала с частотой 8 кГц; справа – фотография, полученная камерой всего неба.

Для объяснения этого явления нами была разработана представленная в настоящей работе модель распространения аврорального хисса от области генерации к земной поверхности.

Современное представление о генерации и распространении аврорального хисса

Известно, что наблюдаемые на земной поверхности всплески авроральных шипений тесно связаны с полярными сияниями [6, 7]. Их генерацию обычно связывают с развитием черенковской неустойчивости высыпающих электронов с энергиями 0.1-10 кэВ над ионосферой на высотах порядка 5-20 тыс. км. Возникающий

на этих высотах авроральный хисс представляет собой электростатическую волну с углом вектора показателя преломления $\mathbf{n}$ к магнитному полю, близким к 90° . Принято считать, что такая волна распространяется к земной поверхности двумя основными способами: 1) внутри магнитосферного дакта, образованного расположенными вдоль силовых линий магнитного поля неоднородностями (повышениями или понижениями) электронной концентрации плазмы, 2) вне дакта [6]. Поскольку электростатические волны имеют большую поперечную компоненту вектора показателя преломления $n_\perp \gg 1$, они не попадают в конус выхода $n_\perp < 1$ в волновод Земля-ионосфера и, согласно закону преломления в плоскостной среде, без дополнительных условий не могут достигнуть земной поверхности. Это находит отражение в экспериментальных результатах, когда авроральные шипения регистрировались на спутниках, но не были обнаружены наземной аппаратурой [8]. Для того чтобы объяснить регистрацию авроральных шипений на земной поверхности, было сделано очевидное предположение, что электростатические волны на высотах ниже 5 тыс. км рассеиваются на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации ионосферной плазмы [9]. При этом часть рассеянных волн имеет такие значения волновых нормалей, что могут попасть в конус выхода и достигнуть земной поверхности.

Наиболее полная модель распространения аврорального хисса к земной поверхности была предложена в работе [9]. Для описания рассеяния на неоднородностях авторы использовали линейную конверсию мод на границе областей с разными электронными концентрациями [10]. Основным недостатком данного подхода является то, что рассматривается сильно упрощенная модель неоднородностей, не учитывающая их статистическую природу. В работах [11, 12] задача рассеяния решается аналитически в рамках борновского приближения. Это позволяет авторам выявить физические процессы, определяющие рассеяние ОНЧ излучения, но не позволяет решить реальную трехмерную физическую задачу распространения аврорального хисса. Для интерпретации наблюдений нужна численная модель, связывающая все этапы распространения от места генерации до земной поверхности и учитывающая случайный характер волновых полей авроральных шипений.

Описание модели

Для объяснения результатов измерений нами была создана численная модель, включающая в себя программные модули, описывающие структуру электростатических волн аврорального хисса на высотах порядка 10–20 тыс. км, их распространение до области с мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации, расположенной на высотах ниже 5 тыс. км, рассеяние на этих неоднородностях в конус прохождения и распространение к земной поверхности.

1. Генерация аврорального хисса

Рассмотрим структуру поля аврорального хисса в месте генерации. Условие черенковского резонанса в системе координат с осью Z , параллельной силовой линии магнитного поля Земли ($\mathbf{B}_0 \parallel \hat{z}$):

$$v_e \cos \theta = v_{ph} = c / n_z$$

Здесь v_e – продольная скорость электронов, θ – питч-угол, v_{ph} – фазовая скорость волны, c – скорость света, n_z – проекция вектора показателя преломления $\mathbf{n}$ на направление

силовой линии, $\mathbf{n}=\mathbf{k}/k_0$, где $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $k_0=\omega/c$. Взяв типовое распределение энергий электронов (энергетический спектр) [13], рассчитываем распределение электронов по скоростям $p(v_e)$. Результат расчета показан на рис. 2 слева. Это распределение является основой для вычисления распределения продольной компоненты n_z сгенерированных электростатических волн (см. рис. 2 справа). Из распределения видно, что довольно много волн имеют небольшие значения $n_z < 10$, однако в случае нерелятивистских электронов n_z никогда не приближается близко к единице. Распределение поперечной компоненты показателя преломления $n_\perp$ можно найти из дисперсионного уравнения

$$\det(n^2 \mathbf{I} - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}^T - \hat{\epsilon}) = 0$$

где $\hat{\epsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости [14], $\mathbf{n}=[n_\perp, n_z]^T$, $\mathbf{I}$ – единичная матрица.

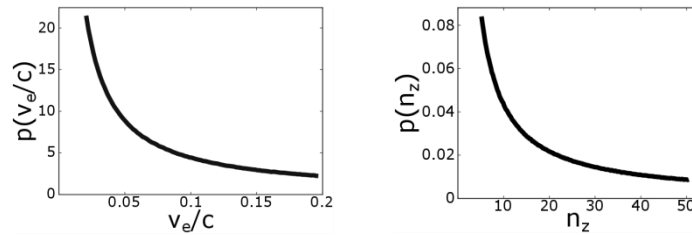


Рис. 2. Слева – использованное при моделировании распределение электронов по скоростям; справа – плотность распределения продольной компоненты n_z вектора показателя преломления $\mathbf{n}$ электростатических волн.

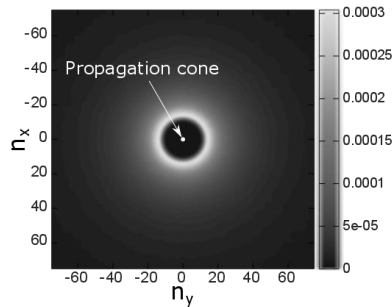


Рис. 3. Совместная плотность распределения n_x и n_y . Конус прохождения $n_\perp < 1$ мал и на рисунке выглядит как точка.

В системе координат с $\mathbf{B}_0 \parallel \hat{z}$ из симметрии задачи следует, что волны могут излучаться равновероятно во всех направлениях. В этом случае компоненты n_x и n_y рассчитываются в предположении равномерного распределения $\mathbf{n}_\perp=[n_x, n_y]^T$ по направлениям ϕ , $p(\phi)=1/(2\pi)$.

$$n_x = n_\perp \cos \phi$$

$$n_y = n_\perp \sin \phi$$

На рис. 3 показана совместная плотность вероятности распределения компонент n_x и n_y . Для расчета задавались следующие условия: плоскостойкая среда, хисс был сгенерирован на высоте 6 тыс. км в окрестности силовой линии,

начинающейся в точке с координатами (70° N, 35° E), концентрации электронов и ионов взяты из модели GCPM [15] вдоль этой силовой линии, величина магнитного поля Земли задавалась по модели Н.А. Цыганенко [16], частота столкновений электронов с нейтралами рассчитывалась с соответствием с работой [17], частота столкновений ионов с нейтралами бралась из работы [18].

Из рис. 3 видно, что волны, попадающие в конус прохождения, не могут возникнуть вследствие черенковского резонанса. Возникающие электростатические волны имеют поперечный показатель преломления $n_\perp > 20$, в то время как к Земле могут выйти только электромагнитные волны с $n_\perp < 1$.

2. Распространение к области рассеяния

Как указано выше, распространение аврорального хисса от области генерации к ионосфере возможно двумя путями - внутри дукта или вне его. В случае неканализованного распространения для расчета траекторий распространения волн обычно используют приближение геометрической оптики (метод ray-tracing). В данной работе для оценки положения области выхода электростатических волн к неоднородностям N_e мы предположили, что средо распространения в окрестности силовой линии можно считать плоскостной и вместо стандартной системы уравнений геометрической оптики [19] мы использовали рассчитанные для каждого слоя направления вектора Пойнтинга, характеризующие распространение энергии квазиэлектростатических волн.

Для проведения расчетов мы перешли из системы координат, связанной с магнитным полем Земли ($\mathbf{B}_0 \parallel \hat{z}$) в систему координат, в которой первая ось (ось X) направлена на юг, ось Y – на восток и ось Z – в зенит. Здесь и далее под вектором $\mathbf{n}$ будет подразумеваться вектор в этой системе координат. В плоскостной среде при переходе через границу слоя вследствие закона преломления сохраняются компоненты n_x и n_y . Компонента n_z пересчитывается при каждом переходе от слоя к слою в соответствии с параметрами плазмы. Используя результаты расчета направлений вектора Пойнтинга в слоях, мы построили лучи, вдоль которых будет распространяться энергия волн.

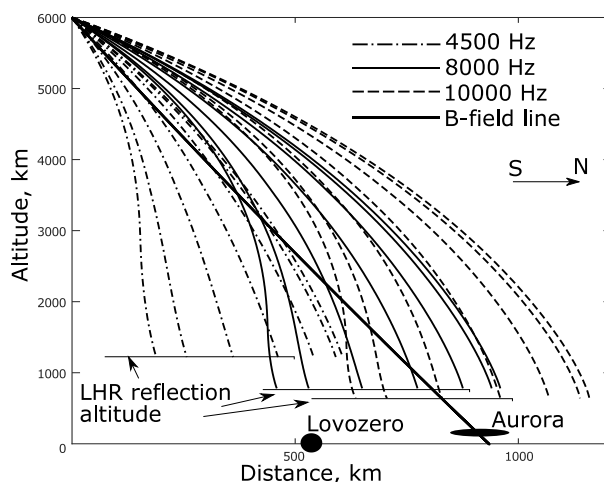


Рис. 4. Возможные траектории распространения аврорального хисса из области генерации на высоте 6 тыс. км, на частотах 4.5, 8 и 10 кГц.

На рис. 4 изображены возможные траектории распространения аврорального хисса на трех характерных частотах, а также положение области полярных сияний и обл. Ловозеро. Максимум спектральной плотности хисса на земной поверхности располагается на 10 кГц, 4.5 кГц – частота, ниже которой хиссы обычно не наблюдаются. Когда волна попадает в область, где ее частота равна частоте нижнего гибридного резонанса $f=f_{LHR}$, волна отражается [20] и вектор Пойнтинга резко изменяет свое направление. Высота, на которой волна испытывает отражение, обозначена на рисунке горизонтальной линией. Очевидно, что при неканализированном распространении электростатические волны, представляющие собой авроральный хисс, для попадания в конус прохождения должны испытать рассеяние на неоднородностях на высотах выше высоты нижнего гибридного резонанса.

Из рисунка видно, что, если авроральный хисс распространялся из области генерации на высотах порядка 6 тыс. км на частоте 4.5 кГц, возможно, что после рассеяния на ионосферных неоднородностях область его выхода из ионосферы будет располагаться южнее обсерватории, на 8 кГц - над головой, а на частоте 10 кГц - севернее. Результаты моделирования также показали, что с изменением высоты, на которой генерируется хисс, будет меняться и данная картина. Чем выше расположена область генерации хисса, тем более широкую область будут покрывать лучи.

Следует отметить, что имеющиеся в настоящее время данные наблюдений свидетельствуют о том, что область, в которой наблюдаются авроральные шипения, довольно локальна. Чем вызвано ее такое ограничение в пространстве нам еще предстоит выяснить. Дальнейшее моделирование мы будем вести в предположении, что авроральный хисс распространялся от области генерации в магнитосферном дакте и достиг области с неоднородностями N_e , находясь вблизи силовой линии магнитного поля Земли.

3. Рассеяние на ионосферных неоднородностях

Для того чтобы электростатическая волна могла стать электромагнитной и выйти к земле, она должна испытать рассеяние на неоднородностях N_e . Пусть на область с неоднородностями падает плоская волна

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{ik_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}} = \mathbf{E}_0 e^{ik_0(n_x x + n_y y + n_z z)}$$

Компоненты n_x и n_y при распространении сохраняются при переходах из слоя в слой, компонента n_z в слое с неоднородностями находится из дисперсионного уравнения, а компоненты $\mathbf{E}_0$ с точностью до постоянного множителя определяются нетривиальным решением однородного уравнения для невозмущенной среды

$$(n^2 \mathbf{I} - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}^T - \hat{\epsilon}_0) \mathbf{E}_0 = 0,$$

где $\hat{\epsilon}_0$ - невозмущенный тензор диэлектрической проницаемости.

В данной работе для расчета поля рассеянных на неоднородностях волн мы использовали борновское приближение. Оно основано на предположении, что поле внутри области рассеяния – это поле падающей волны $\mathbf{E}$, т.е. внутри области рассеянным полем $\mathbf{E}_s$ пренебрегают.

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_s) - k_0^2 \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E}_s = k_0^2 \Delta \hat{\epsilon}(x, y) \mathbf{E}$$

Здесь $\Delta\hat{\epsilon}(x, y)$ - возмущение тензора диэлектрической проницаемости, описывающее изменения в электронной концентрации, $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_0 + \Delta\hat{\epsilon}$, $k_0 = \omega/c$, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме.

Ток, возникающий в неоднородностях, в борновском приближении определяется как:

$$\Delta\mathbf{J}(x, y) = -ik_0\Delta\hat{\epsilon}(x, y)\mathbf{E}_0 e^{ik_0(n_x x + n_y y + n_z z)} / Z_0,$$

где Z_0 – импеданс свободного пространства. Так как амплитуда волны $|\mathbf{E}_0|$ в нашем случае не определена и нормирована на единицу в результате решения однородной системы уравнений, мы полагаем, что $|\mathbf{E}_0|$ есть случайная величина, распределенная по Рэлею, а ее начальная фаза равномерно распределена в интервале $[0, 2\pi]$.

Для того чтобы посчитать ток $\Delta\mathbf{J}(x, y)$, необходимо задать в одном или нескольких слоях двумерное поле неоднородностей $\Delta\hat{\epsilon}(x, y)$. Оно определяется плотностью распределения вариаций N_e и их автокорреляционной функцией. Для оценки возможности рассеяния в конус прохождения мы предположили, что мелкомасштабные неоднородности имеют радиус корреляции порядка десятков метров, а крупномасштабные – до 1 км. Результаты моделирования рассеяния на крупномасштабных и мелкомасштабных неоднородностях приведены на рис. 5 и 6, соответственно.

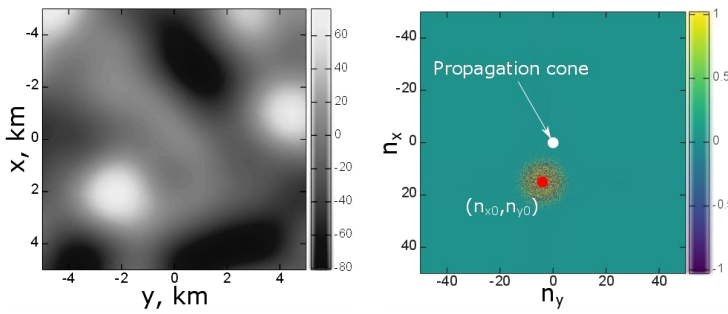


Рис. 5. Слева - пример поля крупномасштабных неоднородностей, справа – пространственный спектр компоненты тока ΔJ_z .

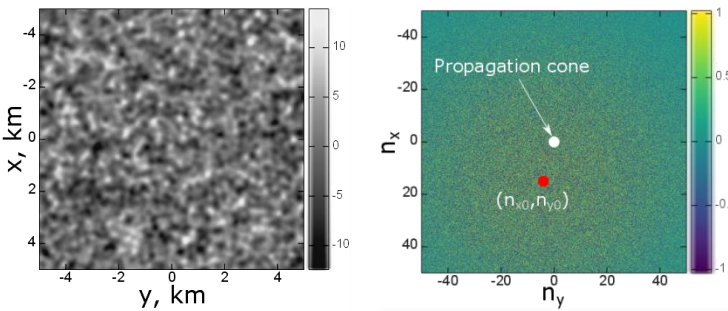


Рис. 6. Слева - пример поля мелкомасштабных неоднородностей, справа - пространственный спектр компоненты тока ΔJ_z .

Из рис. 5 следует, что для крупномасштабных неоднородностей результат рассеяния электростатической волны с компонентами (n_{x0}, n_{y0}) имеет довольно узкий по

сравнению с диапазоном изменений n -спектр тока. Электромагнитные волны, возбуждаемые таким спектром, не попадают в конус выхода и не могут выйти к земной поверхности. Мелкомасштабные неоднородности, показанные на рис. 6, напротив, дают широкий спектр тока. Этот ток возбуждает электромагнитные волны, часть из которых попадает в конус выхода и выходит к земле.

Сравнение результатов моделирования этих двух типов неоднородностей показало, что только рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях может позволить авроральному хиссу выйти к земной поверхности.

4. Распространение рассеянных волн к земной поверхности

Для расчета полей на земной поверхности мы использовали конечно-разностный метод решения волнового уравнения (full-wave метод), подробно описанный в работе [21].

Область моделирования от земной поверхности до высоты неоднородностей разбивалась на слои, толщина которых была согласована со скоростью изменения N_e и изменялась от 1 км на высотах 60–80 км до 20 км на высотах выше 1 тыс. км. На верхнем слое в качестве граничных условий использовалось условие свободного ухода волн. В нижнем слое граничные условия задавались как коэффициенты отражения ТЕ и ТМ мод от земной поверхности с проводимостью $\sigma=10^{-5}$ См и значением диэлектрической проницаемости $\epsilon=10$, характерных для расположения обл. Ловозеро. Источники в виде трех компонент тока $\Delta \mathbf{J}(n_x, n_y)$ задавались как граничные условия в слоях, содержащих неоднородности [21], где $\Delta \mathbf{J}(n_x, n_y)$ получено Фурье-преобразованием $\Delta \mathbf{J}(x, y)$. Таким образом, для каждой случайной волны рассчитываются пространственные спектры трех главных компонент поля на земной поверхности $H_{x,j}(n_x, n_y)$, $H_{y,j}(n_x, n_y)$, $E_{z,j}(n_x, n_y)$, возбуждаемые компонентами тока $\Delta J_j(n_x, n_y)$, $j=x, y, z$. Далее выбираются координаты точек (X_k, Y_k) на земной поверхности (например, координаты точек наблюдения) и рассчитываются компоненты поля

$$\begin{aligned} H_{x,j}(X_k, Y_k) &= \iint H_{x,j}(n_x, n_y) e^{ik_0(n_x X_k + n_y Y_k)} \frac{k_0^2 dn_x dn_y}{(2\pi)^2} \\ H_{y,j}(X_k, Y_k) &= \iint H_{y,j}(n_x, n_y) e^{ik_0(n_x X_k + n_y Y_k)} \frac{k_0^2 dn_x dn_y}{(2\pi)^2} \\ E_{z,j}(X_k, Y_k) &= \iint H_{y,j}(n_x, n_y) e^{ik_0(n_x X_k + n_y Y_k)} \frac{k_0^2 dn_x dn_y}{(2\pi)^2} \end{aligned}$$

Наблюдаемые на земной поверхности компоненты поля получаются суммированием по j

$$H_x(X_k, Y_k) = \sum_{j=1}^3 H_{x,j}; \quad H_y(X_k, Y_k) = \sum_{j=1}^3 H_{y,j}; \quad E_z(X_k, Y_k) = \sum_{j=1}^3 E_{z,j}$$

Вычисления возбуждаемых случайной волной компонент поля на земной поверхности повторяются многократно до тех пор, пока не будет достигнута статистическая устойчивость их плотностей распределения и средних значений. Результаты моделирования для двух положений области мелкомасштабных неоднородностей показаны на рис. 7. Белым овалом в верхней части рисунков показана проекция возможного положения области полярных сияний на землю, в предположении распространения авроральных электронов строго вдоль силовой

линии, выходящей из точки с координатами (70° N, 35° E). Второй овал – это проекция области, занимаемой пакетом электростатических волн на высоте неоднородностей.

Из рис. 7 видно, что поле рассеянных волн представляет собой кольцо с максимумом интенсивности, расположенным прямо под областью неоднородностей. Распределение интенсивности ОНЧ волн в виде кольца, по-видимому, обусловлено тем, что токи в неоднородностях в основном текут вдоль силовых линий магнитного поля. Такие токи не излучают в направлении силовой линии. Видно, что чем выше расположена область с неоднородностями, тем на большую площадь рассеивается поле электромагнитных волн при распространении вниз к земной поверхности и, следовательно, на большем расстоянии может наблюдаться авроральный хисс. На рис. 7 слева (область с неоднородностями расположена на высоте 1500 км) приведен случай, когда полярные сияния происходят севернее обс. Ловозеро, а область выхода аврорального хисса находится в зените. Из рис. 7 справа видно, что когда область рассеяния располагается на высоте 2500 км, что на 1000 км выше, чем в предыдущем случае, область выхода хисса смещается на ~150 км к югу от обс. Ловозеро. В реальных условиях наблюдений в присутствии шумов такой хисс может быть не обнаружен вовсе.

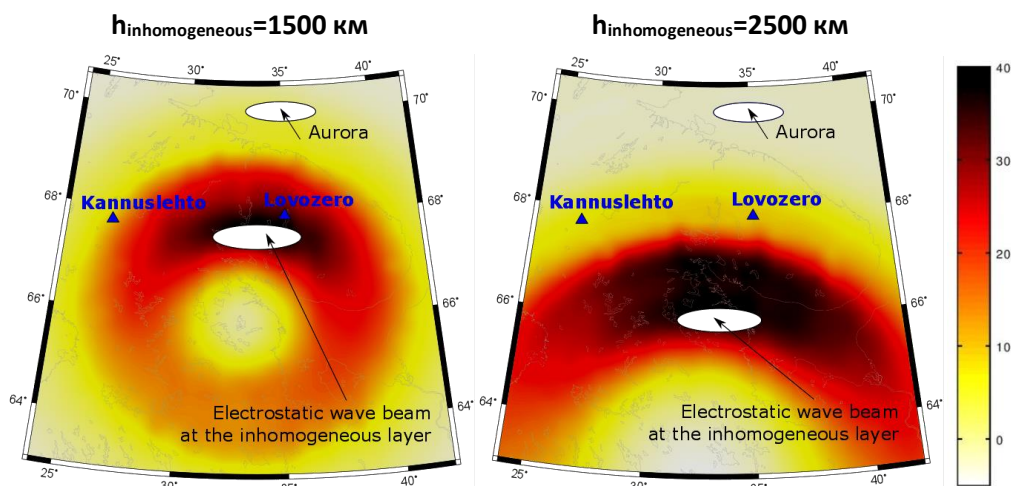


Рис. 7. Результаты моделирования поля волны с частотой 10 кГц на земной поверхности; слой с неоднородностями расположен на высоте 1500 км (слева) и 2500 км (справа).

Заключение

Для интерпретации авроральных шипений, регистрируемых в обс. Ловозеро и на ст. Кануслехто, разработана модель, включающая в себя модули, описывающие статистические свойства электростатических волн на высотах порядка 10–20 тыс. км их распространение до области с мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации, расположенной на высотах ниже 5 тыс. км, рассеяние на этих неоднородностях в конус прохождения и распространение к земной поверхности. В ходе работы показано, что результаты моделирования согласуются с результатами наблюдений.

Литература

1. Mosier S.R., Gurnett D.A. Observed correlation between auroral and VLF emissions // J. Geophys. Res. 1972. 77(7). PP. 1137-1145.
2. Beghin C., Rauch J.L., Bosqued J.M. Electrostatic plasma waves and HF auroral hiss generated at low altitude // J. Geophys. Res. 1989. 94(A2). PP. 1359-1378.
3. Sazhin S.S., Bullough K., Hayakawa M. Auroral hiss: a review // Planet. Space Sci. 1993. Vol. 41. No. 2. PP. 153-166.
4. Sonwalkar V.S. Magnetospheric LF-, VLF-, and ELF-waves, in Handbook of Atmospheric Electrodynamics, CRC Press, Boca Raton, Fla., pp. 407-462, 1995.
5. Никитенко А.С., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В. Первые результаты локализации области выхода естественных СНЧ/ОНЧ излучений в высоких широтах по данным наземных наблюдений // Proc. XLI Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena". 2018. pp. 61-65.
6. Makita K. VLF-LF hiss emissions associated with aurora // Mem. Natl. Inst. Polar Res., Ser. A (Aeronomy). 1979. No. 16. 126 p.
7. Srivastava R.N. VLF hiss, visual aurora and geomagnetic activity // Planet. Space Sci. 1976. Vol. 24. PP. 375-379.
8. Swift D.W., Srivastava R.N. Observation of VLF phenomena inside the auroral zone, final report prepared for Department of the Army U.S., Univ. of Alaska, 1972.
9. Sonwalkar V.S., Harikumar J. An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities // J. Geophys. Res. 2000. 105(A8). PP. 18867-18883.
10. Ngo, H.D., Electrostatic waves stimulated by VLF whistler mode waves scattering from magnetic field aligned plasma density irregularities, Ph.D. thesis, Stanford Univ., Stanford, Calif., 1989.
11. Shklyar D., Chum J., Jiricek F. Characteristic properties of Nu whistlers as inferred from observations and numerical modelling // Annales Geophysicae. 2004. V. 22. № 10. P. 3589–3606.
12. Кузичев И.В. Вопросы распространения и взаимодействия с энергичными частицами низкочастотных волн в ионосфере и магнитосфере Земли // автореферат диссертации, г. Москва, 2013.
13. Pulliam D.M., Anderson H.R., Stamnes K., Rees M.H. Auroral electron acceleration and atmospheric interaction (1) rocket-born observation and (2) scattering calculation // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. PP. 2397-2404.
14. Stix T.N. Waves in Plasmas. Springer, New York, 1992.
15. Gallagher D.L., Craven P.D. Global core plasma model // J. Geophys. Res. 2000. Vol. 105. No. A8. PP. 18819-18833.
16. Tsyganenko N.A. Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause // J. Geophys. Res. 1995. Vol. 100A. No. 4. P. 5599.
17. Rodriguez J.V. Modification of the Earth's ionosphere by very-low-frequency transmitters. PhD thesis, Stanford University, 1994.
18. Davies A., Lester M., Robinson T.R. Deriving the normalized ion-neutral collision frequency from EISCAT observations // Annales Geophysicae. 1997. 15 (12). PP. 1557-1569.
19. Horne R.B. Ray tracing of electrostatic waves in a hot plasma and its application to the generation of terrestrial myriametric radiation // Geophysical Research Letters. 1988. Vol. 15. No. 6. pp 553-556.
20. Kimura I. Effects of ions on whistler-mode raytracing // Radio Sci. 1966. 1. 269.

21. Lehtinen N.G., Inan U.S. Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A06301.

Сведения об авторах

Лебедь Ольга Михайловна

к.ф.-м.н., н.с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: olgamiysh@yandex.ru

Федоренко Юрий Валентинович

к.ф.-м.н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: yury.fedorenko@gmail.com

Никитенко Александр Сергеевич

м.н.с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Клейменова Наталья Георгиевна

д.ф.-м.н., г.н.с., Институт физики Земли РАН, г. Москва

E-mail: kleimen@ifz.ru

С. А. Черноус, В. В. Алпатов, П. А. Будников, М. В. Филатов

**СОПОСТАВЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА И
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДЕКСА
ФЛУКТУАЦИЙ ПЭС ПО ДАННЫМ СЕТИ СТАНЦИЙ РАДИОТОМОГРАФИИ
ИОНОСФЕРЫ**

Аннотация

В работе проводится сопоставление положения аврорального овала на основе модели, базирующейся на отечественных данных, с положением пространственно-временного распределения флуктуаций полного электронного содержания (ПЭС) по данным сети станций радиотомографии Госкомгидромета в период магнитной бури 25-26 августа 2018. Установлено, что в период этой бури наблюдается тенденция соответствия обоих распределений.

Ключевые слова:

вариации ПЭС, полярные сияния, авроральные возмущения.

S. A. Chernouss, V. V. Alpatov, P. A. Budnikov, M. V. Filatov

**COMPARISON OF THE POSITION OF THE AURORAL OVAL AND THE SPACE-
TIME DISTRIBUTION OF THE TEC FLUCTUATION INDEX ACCORDING TO DATA
OF THE IONOSPHERE RADIO TOMOGRAPHY STATIONS NETWORK**

Abstract

This paper compares the position of the auroral oval based on its model with the position of the space-time distribution of total electron content (TEC) fluctuations according to the radio tomography network of the State Hydrometeorological Committee during the magnetic storm August 25-26, 2018. It was established that both distributions have a tendency to coincide during this storm.

Keywords:

TEC variations, aurora, auroral disturbances

Введение

В настоящее время хорошо известна тесная связь между полярными сияниями и флуктуациями полного электронного содержания в полярной ионосфере, определяющего прохождение трансionoсферных сигналов и точность позиционирования [1-4]. Особенность полярной ионосферы заключается в ее структуре и изменчивости, вызванных вторжением заряженных частиц, что отражается на распространении сигналов навигационных спутников. Авторы опираются на факт, что при выпадениях электронов и протонов в полярную ионосферу основные эмиссии полярных сияний возбуждаются одновременно с ионизацией атомов и молекул верхней атмосферы. Само увеличение структуризации ионосферы – это увеличение как количества, так и интенсивности ионосферных неоднородностей во время полярных сияний, что может привести к ухудшению качества приёма GPS/ГЛОНАСС сигналов в высоких широтах. Это позволяет использовать сияния в качестве диагностического инструмента для

оценки вариаций полного электронного содержания и электронной концентрации на различных высотах. Существование в высокоширотной ионосфере различного масштаба неоднородностей обуславливает флуктуации (сцинтилляции) амплитуды и фазы трансionoсферных ГЛОНАСС/GPS сигналов. Эти флуктуации являются основным источником ошибок при позиционировании и местоопределении в арктическом регионе, что в итоге приведет к ухудшению качества позиционирования, а во время интенсивных магнитосферных возмущений даже к невозможности определения местоположения в целом.

В настоящее время исследования по рассматриваемому направлению носят разрозненный характер или касаются анализа отдельных геофизических событий на основе данных международной сети IGS [5]. В настоящей работе впервые проводится сопоставление положения аврорального овала на основе модели, базирующейся на отечественных исследованиях с положением пространственно-временного распределения флуктуаций полного электронного содержания (ПЭС) по данным также отечественных измерений на сети станций радиотомографии ионосферы Госкомгидромета.

Материалы и методы

Модель прогноза овала полярных сияний

Овал полярных сияний, открытый советскими учеными [6-8], представляет собой фактически естественную систему координат, относительно которой рассматривается развитие плазменных явлений в околоземном космическом пространстве. В этой работе используется модель прогноза Svaltrack II [9, 10], расположенная на сайте www.kho.unis.no и созданная на базе работ [6-8]. На сайте приведены изображения полярных сияний, которые генерируются программой Aurora Forecast 3D-Skyview. Они обновляются каждые 15 минут (Рис. 1). Изображение в виде зеленого овального пояса показывает размер и местоположение зоны полярных сияний. В эту анимацию включены 5 авроральных станций, включая Апатиты.

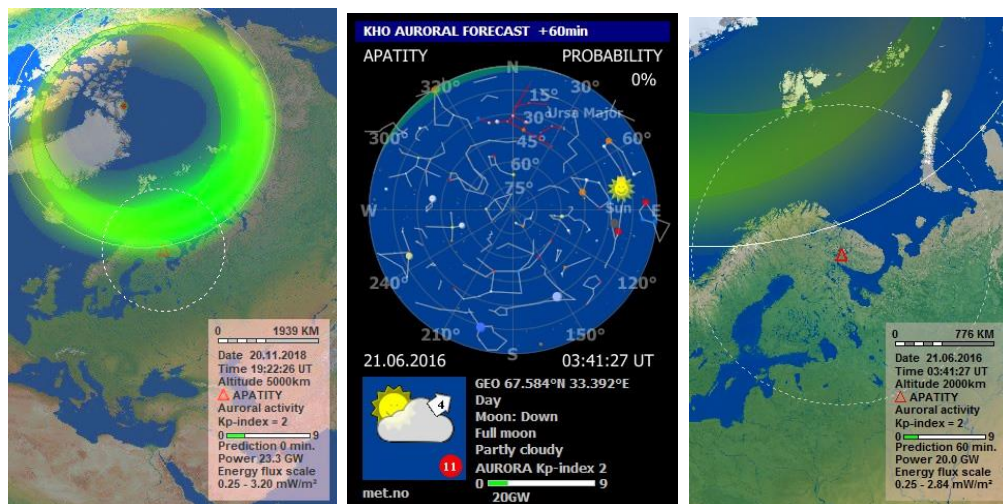


Рис. 1. Aurora Forecast 3D - Skyview.

Ключевым аспектом построения модели является связь между морфологией аврорального овала и уровнем геомагнитной активности [8-10], что позволяет нам разрабатывать модели идентификации расположения полярных сияний независимо от “капризов” текущих авроральных наблюдений. Для математического расчета размера и местоположения аврорального овала используется развитый в ПГИ метод Старкова [10]. Модель использует планетарный индекс Кр и время в качестве входных данных, что делает ее идеальным кандидатом для диагностики полярных сияний. Зависимость местоположения аврорального овала для различных геофизических ситуаций. Однако в этих разработках речь идет только о диагностике (действительно, Кр-индекс, получаемый по данным сети магнитометров, может быть определен лишь во время или после событий). Оказалось однако, что индекс Кр можно прогнозировать по измерениям параметров солнечного ветра на спутнике ACE в точке Лагранжа на расстоянии порядка 1 миллиона километров от Земли, когда поток заряженных частиц еще не дошел до Земли. Такой виртуальный 15-минутный Кр-индекс WING был разработан и представлен в Интернете Центром прогнозирования космической погоды США (NOAA-SWPC). Таким образом, важные для прогноза данные, зависимость положения аврорального овала от Кр индекса и краткосрочный прогноз самого Кр-индекса, дают возможность прогнозирования положения аврорального овала.

Сеть радиотомографии Госкомгидромета

До недавнего времени в Российской Федерации системы мониторинга ионосферы в реальном времени отсутствовали. Их создание стало возможным после разработки МГУ, ПГИ [12] и развертывания Институтом прикладной геофизики (ИПГ) Росгидромета на территории России сети наземных ГНСС-станций и создания сети радиотомографии ионосферы в период 2011-2015 г.г. [13, 14]. Мониторинг ионосферы важен не только для исследований ионосферы, но и для навигационных и коммуникационных приложений. Приемники GNSS могут обеспечивать ионосферные измерения общего содержания электронов и уровня сцинтилляции. Российская сеть мониторинга ионосферы имеет более 130 действующих станций GNSS, распределенных по стране. Значительная часть сети размещена в полярном и субполярном регионе, в том числе 6 станций на Кольском полуострове. Эта сеть предоставляет данные для системы мониторинга в реальном времени и трехмерной ионосферной томографии. Система мониторинга ионосферы в реальном времени дает карты ПЭС, амплитудные сцинтилляционные индексы, фазовые сцинтилляционные индексы, скорость изменения интенсивности ПЭС.

Результаты и обсуждение

В работе представлен первый опыт сопоставления пространственно-временного развития аврорального овала и пространственно-временного развития картины неоднородностей ПЭС RoTI. RoTI (Rate of TEC Index) рассчитывался по формуле $RoTI = \sqrt{\langle ROT^2 \rangle} - \langle ROT \rangle^2$ с использованием данных сети ионосферной радиотомографии на основе материалов, полученных в период развития магнитной бури 25-26 августа 2018 г. [15].

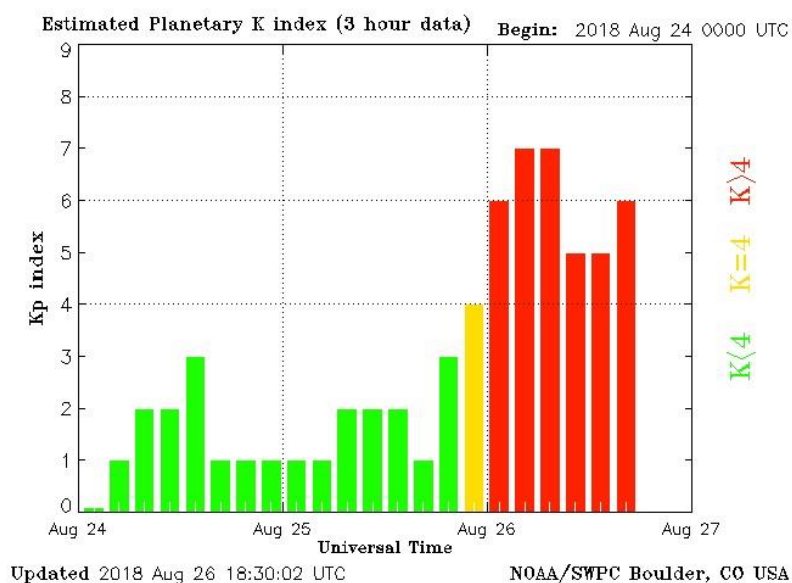


Рис. 2. Планетарные Кр индексы 24-27 Августа 2018 г.

На рис. 2 приводится временной ряд Кр индексов, характеризующих планетарную геомагнитную активность. Из рис. 2 следует, что наибольшие Кр индексы 4-7 имели место в период 25-26 августа, что должно выражать общее возмущенное состояние космической погоды и, в частности, смещение овала полярных сияний к экватору.

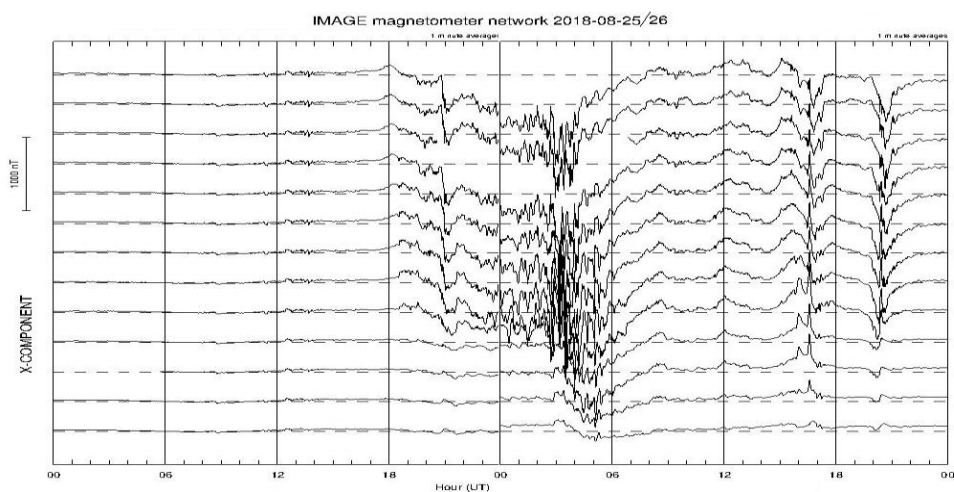


Рис. 3. Измерения X компоненты на сети магнитометров IMAGE.

Региональная геомагнитная активность на меридиане Баренц-региона отображена на рис. 3, где представлено временное развитие магнитной бури 25-26 августа 2018 года на сети станций Финского метеорологического института IMAGE <http://fmi.fi>, пункты наблюдений которой расположены от юга Финляндии до архипелага Шпицберген. Очевидно, что максимум возмущений в

Х-компоненте магнитного поля Земли имеет место южнее обсерватории Соданкюла, что соответствует экваториальному сдвигу овала полярных сияний и достигает величины более 1000 нТ в ночные часы 26 августа.

На рис. 4 и 5 изображены карты с положением аврального овала при данной геомагнитной активности (левая часть рисунков) и карты распределения интенсивности RoTI по данным сети радиотомографии Роскомгидромета. Сопоставление этих карт (картин) указывает на следующие закономерности.

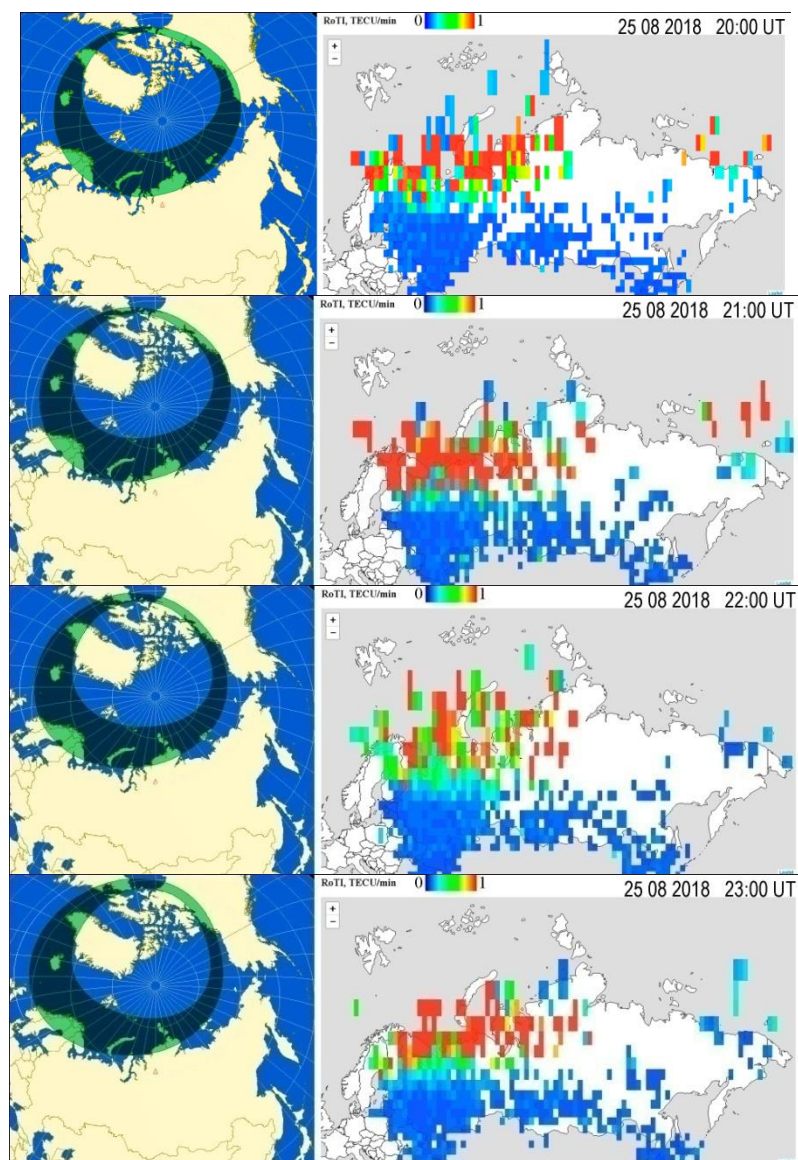


Рис. 4. Развитие местоположения аврального овала и пространственно-временного распределения неоднородностей ПЭС (RoTI) 25 Августа 2018.

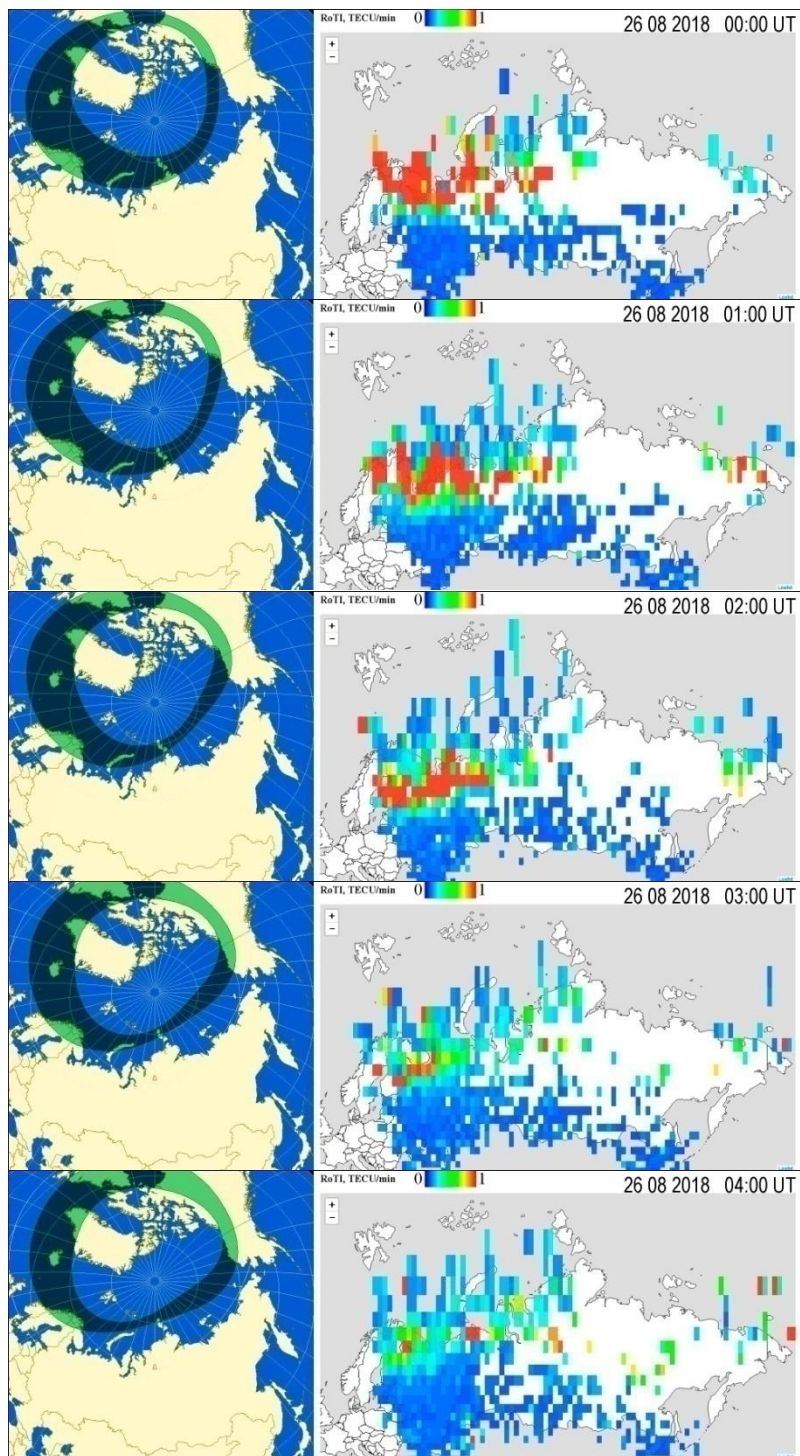


Рис. 5. Развитие местоположения аврального овала и пространственно-временного распределения неоднородностей ПЭС (RoTI) 26 Августа 2018 г.

Очевидно, что общим для всех карт рис. 4 является расположение максимумов RoTI в ночное время в предполуночные часы, что грубо совпадает с положением ночной интенсивной части овала сияний. С другой стороны, данные рис. 5 демонстрируют, что именно положение более тонкой части овала контролирует появление неоднородностей ПЭС. Это хорошо заметно по данным над Кольским полуостровом. И в том, и в другом случае он покрыт полярными сияниями приблизительно одинаково.

Однако это нельзя рассматривать, как противоречие. Дело в том, что положение овала связано как с пространственными, так и с временными вариациями. Действительно, за счет поворота овал сияний «наехал» на Мурманск (рис. 4) своей тонкой частью, и, казалось бы, что интервал наблюдений RoTI должен тоже сузиться. Но этого не произошло, так как именно в ранние послеполуночные часы 26 августа имело место максимальное возмущение типа бухты в X-компоненте магнитного поля Земли (рис. 2-3). Так как мы не используем в этой работе данные европейских станций, то можем только предполагать, что пространственно-временная структура RoTI западнее Кольского полуострова также имеет сходство с авроральным овалом. Косвенно об этом свидетельствует наблюдаемое на рис. 5 смещение структур RoTI с восточных станций вместе с перемещением (поворотом) сияний с востока на запад.

Таким образом, данные отечественных измерений демонстрируют тенденцию к сходству пространственно-временных вариаций и динамики структур оптических полярных сияний и RoTI. Отметим, что точного визуального совпадения этих явлений быть и не должно. Действительно, авроральный овал был построен по измерениям высоты дискретных форм сияний в E-слое ионосферы, в то время как верхние концы лучистых форм могут достигать слоя F2, где и происходит взаимодействие трансионосферных сигналов от высокоорбитальных спутников с ионосферой. Для нахождения точного соотношения между параметрами обеих структур необходимо провести статистические исследования экспериментальных оптических и радиофизических данных и представить численные расчеты по их связи. При наличии подобной модели открывается возможность прогнозирования появления неоднородностей и флуктуаций ПЭС, так как прогноз овала полярных сияний уже осуществлен и может быть использован для прогноза сопутствующих явлений.

Литература

1. Aarons J. Global positioning system phase fluctuations at auroral latitudes // *Journal of Geophysical Research*. 1997. 102(A8). p. 17219-17231.
2. Калитенков Н.В., Калитенков А. Н., Милкин В. И., Терещенко Е. Д., Черноус С. А. Патент № 2484494 «Способ определения местоположения объекта» от 10.06.2013 г. Электронный бюллетень «Изобретения и полезные модели» 2013 г. №16.
3. Chernouss S.A., Kalitenkov N.V. The dependence of GPS positioning deviation on auroral activity // *International Journal of Remote Sensing*. 2011. 32(1). p. 3005-3017.
4. Chernous S.A., Shvets M.V., Filatov M.V., Shagimuratov I.I., Kalitenkov N.V. Studying navigation signal singularities during auroral disturbances // *Russian Journal of Physical Chemistry B*. 2015. T. 9. № 5. p. 778-784.

5. Chernouss S.A., Shagimuratov I.I., Ievenko I.B., Filatov M.V., Efishov I.I., Shvets M.V., Kalitenkov N.V. Aurora as Indicator of the Ionospheric Impact on TransIonospheric Navigation Signals // Proceedings of V Intern. Conf. "Atmosphere, Ionosphere, Safety" (AIS-2016), Kaliningrad, Russia. 2016. p. 185—191.
6. 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.
7. Хорошева О.В. Пространственно-временное распределение полярных сияний // М.: Наука, 1967. 82 с.
8. Starkov, G. V., Mathematical model of the auroral boundaries // Geomagnetism and Aeronomy. 1994. 34. 3. 331–336.
9. Sigernes F., M. Dyrland, P. Brekke, E. K. Gjengedal, S. Chernouss, D. A. Lorentzen, K. Oksavik and C. S. Deehr, Real time aurora oval forecasting – SvalTrackII // Optica Pura y Aplicada (OPA). 2011. 44. 599-603.
10. Sigernes F., M. Dyrland, P. Brekke, S. Chernouss, D.A. Lorentzen, K. Oksavik, and C.S. Deehr, Two methods to forecast auroral displays // Journal of Space Weather and Space Climate (SWSC). 2011. Vol. 1. No. 1, A03.
11. Costello K. A. Moving the Rice MSFM into a Real-Time Forecast Mode Using Solar Wind Driven Forecast Models, Ph.D. dissertation, Rice University, Houston, TX, June 1997.
12. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Спутниковое радиозондирование и радиотомография ионосферы // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 5. С. 548-553.
13. Алпатов В.В., А.Е. Васильев, П.А. Будников, Д.А. Молодцов, А.Ю. Репин Новый инструмент мониторинга ионосферы – сеть радиотомографии. // практические аспекты гелиогеофизики. материалы специальной секции «Практические аспекты науки космической погоды» // «Физика плазмы в солнечной системе», Институт космических исследований. 2016. С. 56 - 63.
14. Алешин И.М., В.В. Алпатов, А.Е. Васильев, С.С. Бургучев, К.И. Холодков, Ф.В. Передерин Опыт создания оперативной службы сбора данных сети наземных станций глобальных навигационных спутниковых систем // Вестник краунц. науки о Земле. 2015. № 1. выпуск № 25. С.1-4.
15. Chernous S., P. Budnikov, I. Shagimuratov, V. Alpatov, M. Filatov, I. Efishov and N.Tepenitsina, Variations of GNSS signals in Euro-Arctic region during auroral Activity, 45th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods, 27-31 August 2018, Kiruna, Sweden, p.10.

Сведения об авторах

Черноус Сергей Александрович

с. н. с. Полярный геофизический институт, к.ф-м.н.

Россия, 184209, Мурманская область, г. Апатиты, мкр. Академгородок, д. 26а.

E-mail: chernouss@pgia.ru

Алпатов Виктор Владимирович

зав. отделом ФГБУ, к.ф-м.н. "Институт прикладной геофизики имени академика Е.К.Федорова", Россия, 129128, г. Москва, ул. Ростокинская, д. 9.

E-mail: v_alpatov@mail.ru

Будников Павел Алексеевич

н. с., ФГБУ "Институт прикладной геофизики имени академика Е.К.Федорова".
Россия, 129128, г. Москва, ул. Ростокинская, д. 9.
E-mail: pavel9860@gmail.com

Филатов Михаил Валерьевич

м. н. с., Полярный геофизический институт,
Россия, 184209, Мурманская область, г. Апатиты, мкр. Академгородок, д. 26а.
E-mail: mijgun@yandex.ru

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.117-126
УДК 537.877+519.6

**О.И. Ахметов, И.В. Мингалева, О.В. Мингалева, З.В. Суворова, С.М. Черняков,
В.Б. Белыховский**

**ВЛИЯНИЕ D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ВЫСОКИХ ШИРОТ НА
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ С ЧАСТОТОЙ 82 ГЦ
ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 15.03.2013**

Аннотация

Представлены результаты численных экспериментов прохождения электромагнитных сигналов в волноводе Земля–ионосфера при различных состояниях ионосферы в области высоких широт. Профили концентрации, используемые в численных экспериментах, базируются на данных установки частичных отражений Полярного геофизического института, расположенной на радиофизическом полигоне «Туманный» Мурманской области (69.0 с.ш., 35.7 в.д.), во время и после солнечной вспышки М-класса 15.03.2013.

Ключевые слова:

СНЧ, ИОНЧ, численное моделирование, ионосфера.

**O. I. Akhmetov, I.V. Mingaleva, O. V. Mingaleva, Z.V. Suvorova, S.M. Chernyakov,
V.B. Belakhovsky**

**D REGION INFLUENCE OF HIGH LATITUDE IONOSPHERE ON THE SPREAD OF
ELECTROMAGNETIC SIGNALS OF FREQUENCY 82 AND 820 Hz DURING A
SOLAR FLASH 15.03.2013**

Abstract

The results of numerical experiments of the electromagnetic signals propagation in the Earth-ionosphere waveguide with various states of the ionosphere at the high latitudes atmosphere are presented. The concentration profiles used in numerical experiments are based on data from the partial reflections facility at the observatory "Tumanny" (69.0N, 35.7E) of the Polar Geophysical Institute during the M-class solar flash 15.03.2013

Keywords:

SLF, ULF, numerical modeling, ionosphere.

Введение

Наблюдения ионосферных эффектов солнечных вспышек имеют огромное значение для всех видов деятельности, связанной с распространением радиоволн в атмосфере Земли. Состоянием ионосферы определяются возможности связи в диапазоне СНЧ в большей мере, чем иными факторами. Исследования влияния ионосферы методами прямых измерений проводятся десятки лет в большинстве стран мира, в том числе и в области высоких широт. Очевидные выводы об особенностях ионосферного влияния на распространение радиоволн были уже сделаны авторами, первыми взявшимися за эту задачу, дальнейшее же продвижение требует применения нетривиальных методов как для регистрации, так и для обработки и интерпретации результатов. Все это относится

к области D, одной из наиболее сложных и менее всего изученных частей ионосферы. Одним из таких нетривиальных методов изучения эффектов влияния D-области ионосферы на распространение радиоволн является численное моделирование. Данный метод позволяет получать чистые от постороннего шума эффекты, распределённые во всем интересующем исследователя пространстве, в отличие от локализованных прямых измерений каких-либо величин.

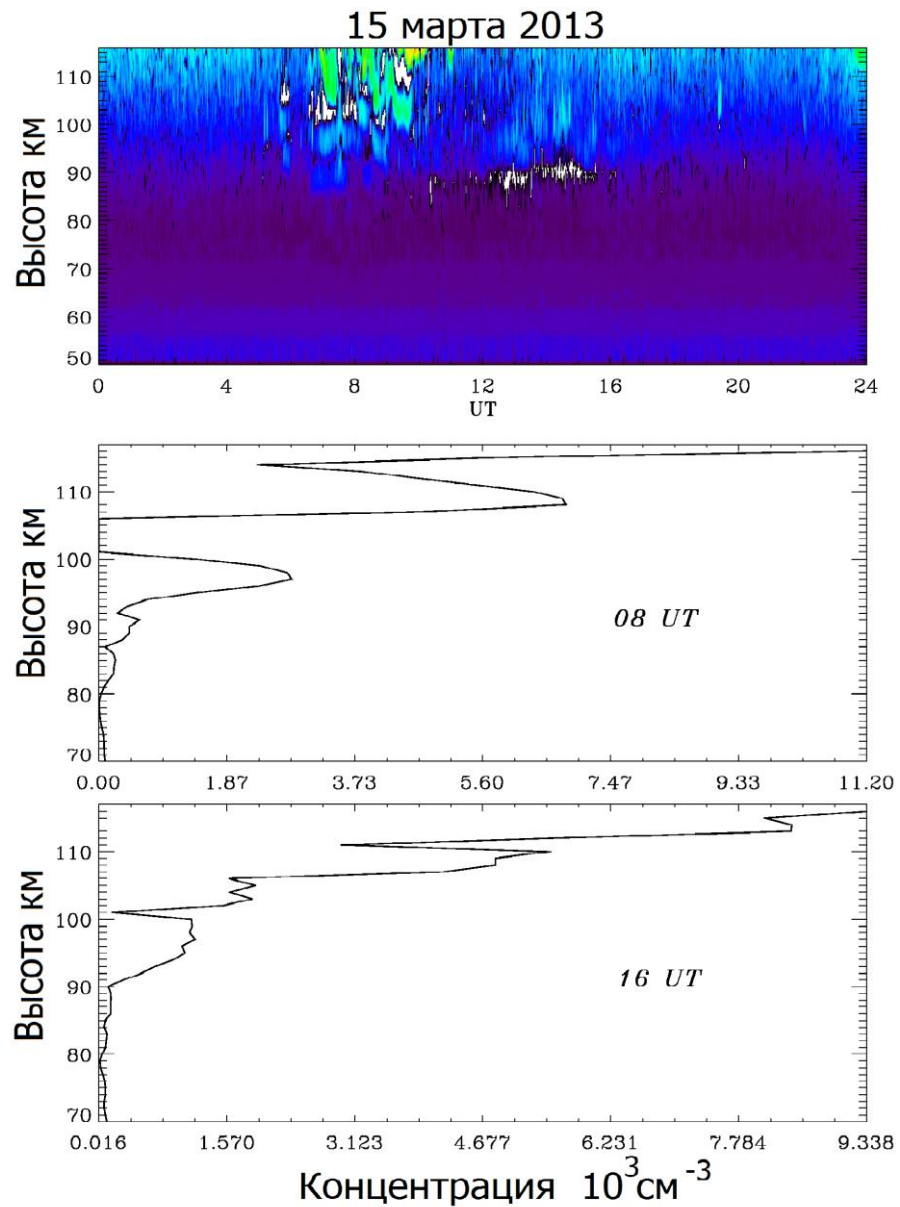


Рис. 2. Концентрация электронов по данным средневолнового радиолокатора вертикального излучения для исследования нижней ионосферы, расположенного на радиофизическом полигоне «Туманный» Полярного геофизического института в Мурманской области (69.0 с.ш., 35.7 в.д.), во время и после солнечной вспышки M-класса 15.03.2013.

В работе представлены результаты численных экспериментов прохождения электромагнитных сигналов в волноводе Земля–ионосфера при различных состояниях ионосферы в области высоких широт. Профили концентрации, используемые в численных экспериментах, получены при помощи доработки профилей, сгенерированных моделью IRI2016. Доработка профилей базируется на данных средневолнового радиолокатора вертикального излучения для исследования нижней ионосферы, расположенного на радиофизическом полигоне «Туманный» Полярного геофизического института в Мурманской области (69.0 с.ш., 35.7 в.д.), во время и после солнечной вспышки М-класса 15.03.2013 [1], а именно в 08:00 UT (возмущенные условия) и в 16:00 UT (спокойные условия). Данные по концентрации электронов средневолнового радиолокатора за 15.03.2013 представлены на рис. 1.

Описание численных экспериментов

Авторами были проведены расчёты распространения радиоволн в волноводе Земля–ионосфера для четырех разных конфигураций ионосферных условий на частоте 82 Гц. Для возмущенной ионосферы использовался профиль, представленный на рис. 2а, соответствующий 8-часовым условиям 15.03.2013, профиль для невозмущенных условий, соответствующий 16-часовым условиям, представлен на рис. 2б.

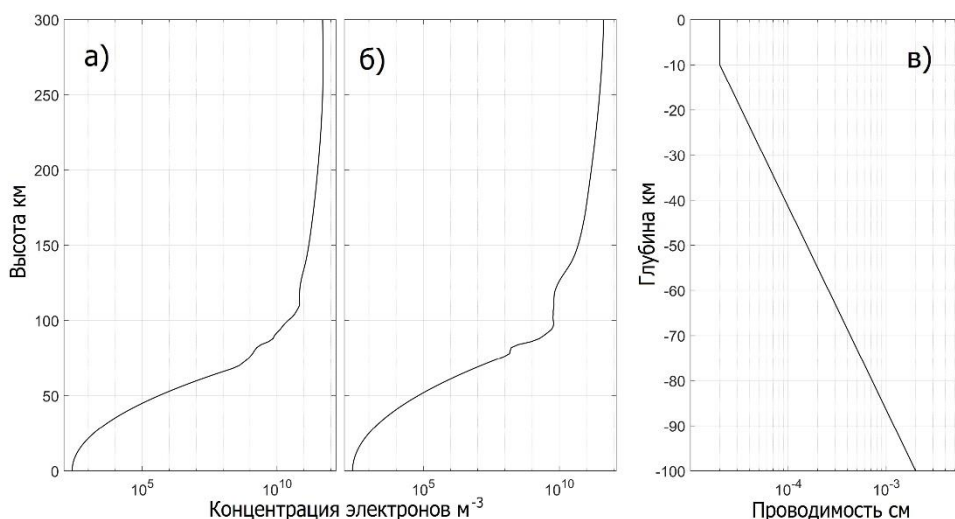


Рис. 2. Аппроксимированные высотные профили концентрации электронов в 08:00(UT) (а) и 16:00(UT) (б); аппроксимированный профиль проводимости литосферы (в).

Две конфигурации представляли собой однородную по горизонту в атмосфере область моделирования с вертикальным профилем концентрации, соответствующим возмущенным и невозмущенным условиям. Еще две конфигурации представляли собой неоднородную по горизонту в атмосфере область моделирования с переходом по функции Гаусса от невозмущенных условий над источником к возмущенным и наоборот. Источник во всех экспериментах представлял собой горизонтальный гармонический диполь

длиной 100 км. Литосфера во всех экспериментах выбрана горизонтально однородной с профилем проводимости, представленным на рис 2в; данный профиль построен на основе работ по исследованию проводимости грунта на Кольском полуострове [2]. Диэлектрическая проницаемость литосферы была принята равной 9.

Описание модели, граничных условий и функции источника

Используемая в представленной работе модель распространения электромагнитных сигналов в различных средах построена на основе схемы с противопотоковой аппроксимацией пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Также используется расщепление по пространственным направлениям и по физическим процессам, причем затухание поля сигнала за счет проводимости и его вращение при наличии холловской проводимости среды учитываются на отдельных шагах расщепления по аналитическим формулам. Схема является монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным, а также является консервативной.

Рассмотрим кратко основные идеи, лежащие в основе численной схемы (более подробно см. в работах [3,4]).

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\hat{\mathbf{A}}_x \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial y}(\hat{\mathbf{A}}_y \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial z}(\hat{\mathbf{A}}_z \mathbf{u}) = \mathbf{F} \quad (1)$$

где

$$\mathbf{u} = (\tilde{B}_x, \tilde{B}_y, \tilde{B}_z, \tilde{E}_x, \tilde{E}_y, \tilde{E}_z),$$

$$\mathbf{F} = (F_1, F_2, F_3, F_4, F_5, F_6)^T,$$

$$\tilde{\mathbf{B}} = c_0 \mathbf{B}, \tilde{\mathbf{E}} = \sqrt{\varepsilon \mu} \mathbf{E}, \tilde{\mathbf{J}} = \mathbf{J} \frac{\sqrt{\mu}}{\varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon}},$$

$$F_1 = F_2 = F_3 = 0,$$

$$(F_4, F_5, F_6)^T = -[\mathbf{M} \times \tilde{\mathbf{B}}] - \eta \tilde{\mathbf{E}} - \tilde{\mathbf{J}},$$

$$\mathbf{M} = \nabla c + \frac{c(\nabla \mu)}{\mu},$$

$$c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}, c = c_0/\sqrt{\varepsilon \mu}, \eta = \sigma/(\varepsilon_0 \varepsilon),$$

ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, ε и μ – безразмерные относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, зависящие от пространственных координат.

Симметричные матрицы $\hat{\mathbf{A}}_x, \hat{\mathbf{A}}_y, \hat{\mathbf{A}}_z$ определяются формулами:

$$\hat{\mathbf{A}}_x = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{0}} & \hat{\mathbf{R}}_x c \\ -c \hat{\mathbf{R}}_x & \hat{\mathbf{0}} \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{A}}_y = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{0}} & \hat{\mathbf{R}}_y c \\ -c \hat{\mathbf{R}}_y & \hat{\mathbf{0}} \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{A}}_z = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{0}} & \hat{\mathbf{R}}_z c \\ -c \hat{\mathbf{R}}_z & \hat{\mathbf{0}} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathbf{R}}_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{R}}_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{R}}_z = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Векторное уравнение (1) задает 6-мерную линейную гиперболическую систему уравнений 1-го порядка, записанную в консервативной форме. Ее правая часть $\mathbf{F}$ линейно зависит от компонент вектора $\mathbf{u}$. Для численного интегрирования

таких систем разработано достаточно много разностных схем, в том числе схемы повышенного порядка точности, которые применяются для уравнений газовой динамики. Наиболее полное описание этих схем содержится в монографиях [5, 6]. Используя метод расщепления по пространственным направлениям и физическим процессам [6, 7], можно построить явные монотонные схемы численного интегрирования системы (1), которые сводятся к последовательному интегрированию 1-мерных по пространству гиперболических систем уравнений.

Для изотропной среды на каждом временном шаге нужно последовательно проинтегрировать 3 системы уравнений, например в таком порядке:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\widehat{\mathbf{A}}_x \mathbf{u}') &= \mathbf{F}_x, \\ \frac{\partial \mathbf{u}''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\widehat{\mathbf{A}}_y \mathbf{u}'') &= \mathbf{F}_y, \\ \frac{\partial \mathbf{u}'''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\widehat{\mathbf{A}}_z \mathbf{u}''') &= \mathbf{F}_z\end{aligned}\quad (2)$$

При этом правые части систем (2) выбираются так, чтобы они не изменялись на своем шаге расщепления и удовлетворяли равенству $\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y + \mathbf{F}_z$. На каждом из шагов расщепления для двух компонент магнитного поля и двух компонент электрического поля, ортогональных направлению шага, рассчитывается распространение сигнала конечно-разностным способом, а также рассчитывается по аналитическим формулам затухание за счет проводимости третьей компоненты электрического поля. В качестве начальных условий для каждой системы уравнений в (2) берутся значения, рассчитанные в результате предыдущего шага расщепления. Сохранить второй порядок аппроксимации по времени в схеме расщепления можно, если циклически изменять порядок выполнения шагов расщепления. Например, выполняя сначала в следующем порядке шаги по пространственным направлениям: $xzy, yxz, zxy, xzy, yxz, zxy$. Обоснование этого утверждения содержится, например, в монографиях [6, 7].

В случае анизотропной среды с холловской проводимостью (такой средой является плазма в ионосфере и магнитосфере) тензор проводимости представляется в виде суммы его симметричной и антисимметричной частей. В этом случае к трем шагам расщепления схемы (2) добавляется четвертый шаг расщепления. Параметры среды и переменные, зависящие от проводимости и диэлектрической проницаемости, становятся тензорными. Компоненты вектора $\mathbf{F}$ задаются формулами:

$$\begin{aligned}(F_4, F_5, F_6)^T &= -\left(\frac{\partial \hat{c}}{\partial x}\right) \hat{\mathbf{R}}_x \tilde{\mathbf{B}} - \left(\frac{\partial \hat{c}}{\partial y}\right) \hat{\mathbf{R}}_y \tilde{\mathbf{B}} - \left(\frac{\partial \hat{c}}{\partial z}\right) \hat{\mathbf{R}}_z \tilde{\mathbf{B}} - \hat{c}[\mathbf{M} \times \tilde{\mathbf{B}}] - \hat{\boldsymbol{\eta}} \tilde{\mathbf{E}} - \tilde{\mathbf{J}}, \\ \hat{\boldsymbol{\eta}} &= \varepsilon_0^{-1} \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{-1/2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{-1/2}, \quad \hat{c} = \frac{c_0 \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{-1/2}}{\sqrt{\mu}}.\end{aligned}$$

При этом на трех шагах расщепления (2) учитываются только симметричная часть тензора проводимости, а на четвертом шаге учитывается вращение электрического поля за счет антисимметричной части тензора проводимости, которое описывается аналитическими формулами. При этом магнитное поле не изменяется. На этом шаге в каждой точке расчетной сетки аналитически решается система уравнений:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} = [\boldsymbol{\Omega} \times \tilde{\mathbf{E}}] \quad (3)$$

здесь $\boldsymbol{\Omega} = (\tilde{\eta}_{yz}, \tilde{\eta}_{xz}, \tilde{\eta}_{xy})^T$ - угловая скорость, в которой $\tilde{\eta}_{yz}, \tilde{\eta}_{xz}, \tilde{\eta}_{xy}$ являются компонентами антисимметричной части тензора $\hat{\boldsymbol{\eta}}$. Эта система задает вращение поля $\tilde{\mathbf{E}}$ с вектором угловой скорости $\boldsymbol{\Omega}$. Соответствующее циклическое изменение последовательности выполнения шагов расщепления обеспечивает второй порядок аппроксимации по времени и в этом случае.

Во всех поставленных в работе численных экспериментах область моделирования представляла собой параллелепипед с основанием 2048x6144 км, высотой в атмосфере 300 км и глубиной в литосфере 100 км. Шаги сетки по горизонтали составляли 8 км, по вертикали в атмосфере 2 км и 1 км в литосфере. Шаг по времени составлял $4 \cdot 10^{-6}$ сек.

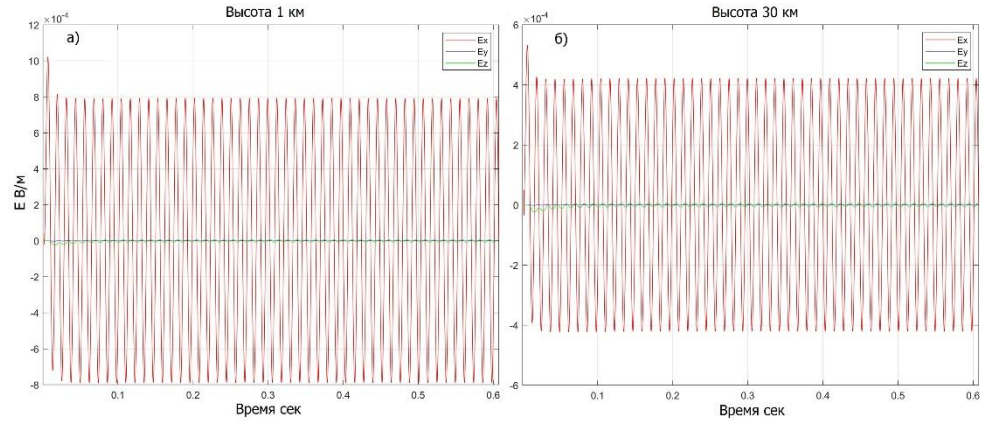


Рис. 3. Пример временных вариаций электрического поля на расстоянии 520 км от источника на высоте 1 км (а); на высоте 30 км (б).

В модельных экспериментах на всех внешних границах действовало граничное условие свободного ухода волны, что достигалось обнулением исходящего за пределы области потока. Применяемая авторами схема в таких условиях имеет достаточно низкие коэффициенты отражения плоской волны от границ области моделирования: для волн, падающих под углом от 80 до 90 градусов, отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей плоской волны не превышает 0,01. При угле падения 60 градусов это отношение уже составляет примерно 0,05, при угле падения 45 градусов - примерно 0,16, при угле падения 27 градусов - примерно 0,33, а при угле падения 18,4 градуса - примерно 0,43 [3]. Метод FDTD (finite-differences time-domain method) [8] при применении простых граничных условий, таких как условия Мура (Mur) [9] и Лиао (Liao) [10], дает отражения порядка 0,1..1 %, но только при падении волны на границу под прямым углом. При падении под острым углом коэффициент отражения растет вплоть до 100 % при падении по касательной. Однако при использовании непрерывно действующего источника даже столь малых отражений, которые порождает применяемая схема, достаточно для накопления ошибок в области моделирования, и возникает необходимость в использовании методов подавления, подобных PML (perfectly matched layer), используемых в FDTD-моделях [11]. Именно такой тип источника применялся в представленных

авторами эксперимента, что привело к необходимости адаптации и применения метода PML. Разделение схемы по пространственным переменным и физическим процессам позволяет применять профиль электрических и магнитных потерь, предложенный Беренгером, непосредственно к потокам противотоковой схемы на границе области моделирования. Геометрический профиль потерь внутри отдельного слоя имеет вид:

$$\rho(r) = -\frac{\varepsilon_0 c_0}{2 \Delta x} \frac{\ln(g)}{g^{N-1}} \ln(R_0) g^{(r/\Delta x)}, \quad (4)$$

где g - коэффициент геометрической прогрессии, Δx - шаг по пространству, c_0 - скорость света, N - номер PML-слоя, считая от интерфейса счетного региона и границы, r - расстояние от границы, R_0 - коэффициент отражения от первого слоя. В представленных численных экспериментах авторы используют профиль потерь, рассчитанный по формуле 4 со следующими параметрами: $R_0=0.01$ (1 %), коэффициент прогрессии $g = 2,15$, количество слоев 14. Несмотря на то, что коэффициент отражения от первого слоя не лучше, чем характерный для данной схемы при обнулении исходящих потоков на углах падения 80-90 градусов, а на практике даже хуже вследствие отражений от последующих слоев, основным преимуществом метода PML является его крайне слабая зависимость от угла прихода электромагнитной волны. Данную особенность демонстрирует и адаптированный для противотоковой схемы вариант.

В качестве источника сигнала во всех представленных экспериментах используется длинная линия (100 км), по которой протекает изменяющийся по закону синуса ток с максимальным значением 100 А. Линия направлена вдоль оси x , а по оси y смещена таким образом, чтобы расстояние до трех боковых границ счетной области от геометрического центра антенны было одинаково. Высота линии над поверхностью Земли 15 м. Распределение поля в 2 ближайших к линии узлах в каждую сторону рассчитывалось аналитически для условий $\varepsilon = \mu = 1$, $\sigma = 0$.

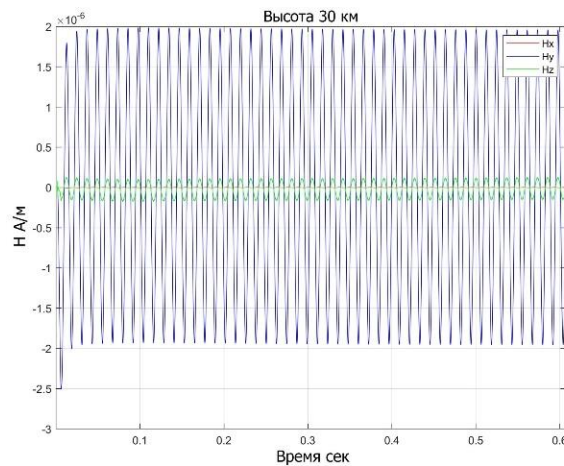


Рис. 4. Пример записи вариаций магнитной напряженности поля на расстоянии 520 км в спокойных условиях на высоте 30 км.

Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены примеры записи электрического поля на расстоянии 520 км от источника на высотах 1 и 30 км в спокойных условиях. Графики демонстрируют двукратное падение амплитуды поля с изменением высоты на 30 км при распространении в волноводе Земля-ионосфера. На рис. 4 представлен пример записи магнитного поля на той же дистанции на высоте 30 км. Не совсем стабильная синусоида в самом начале записей связана с началом счета и с тем, что аналитическое задание генератора сигнала не вполне соответствует условиям среды. Видно, что основными переносчиками поля являются компоненты E_x , H_y и в гораздо меньшей степени H_x .

Основной интерес в работе представляют результаты по преодолению сигналом областей с горизонтальным градиентом электронной концентрации, представленные на рис. 5. Для наглядности и удобства на рис. 5 представлены огибающие модуля вектора Пойнтинга и его Y-компоненты (направлена в сторону распространения). Цветом показаны ионосферные условия: синий – спокойные, красный – возмущенные, зеленый – переход от спокойных условий в возмущенные, а черный – переход от возмущенных к спокойным. Видно, что происходит заметное изменение амплитуды при переходе через область горизонтальных градиентов концентрации электронов. Во всех случаях энергия сигнала после перехода меньше, чем в случае с невозмущенной ионосферой, что может свидетельствовать о возможном прерывании СДВ радиосвязи в более сложных, чем представленные в работе, ионосферных условиях в области D-слоя.

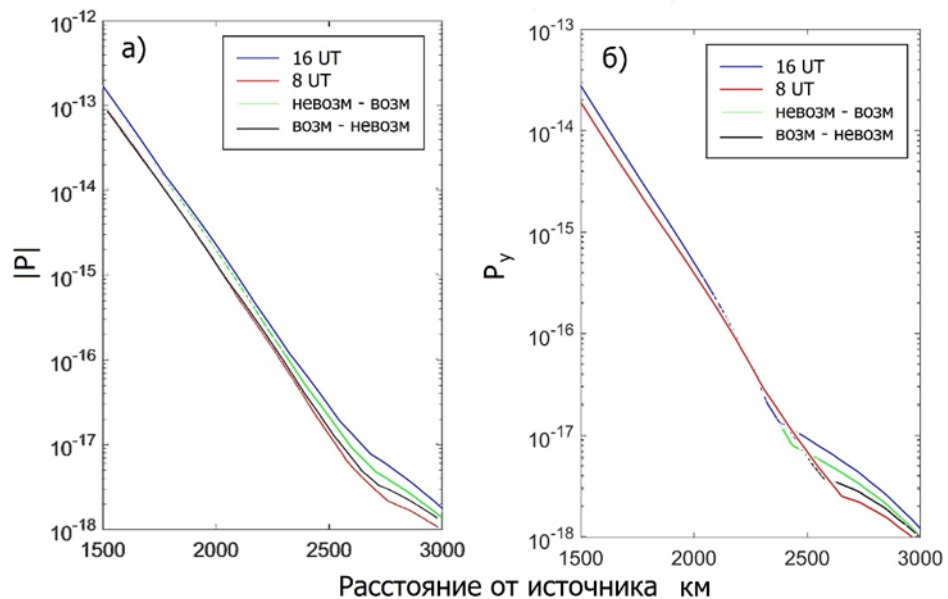


Рис. 5. Зависимость огибающей модуля вектора Пойнтинга от дистанции до источника (а); Зависимость огибающей модуля Y-компоненты вектора Пойнтинга от дистанции до источника (б). Цветом показаны ионосферные условия: синий – спокойные, красный – возмущенные, зеленый – переход от спокойных условий в возмущенные, черный – переход от возмущенных к спокойным.

Заключение

В работе показано влияние условий ионосферы на распространение радиоволн частотой 82 Гц в волноводе Земля-ионосфера. Авторы выявили, что при проходе волной участка замагниченного ионосферного волновода с более высокой D-областью в более низкую или наоборот никакого сжатия и последующего расширения волны не происходит, а происходит безвозвратная ускоренная диссипация энергии волны в областях с низкой D-областью, которая при последующем выходе в участок нормальной ионосферы не восстанавливается.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 18-77-10018).

Литература

1. Терещенко В.Д., Васильев Е.Б., Овчинников Н.А., Попов А.А., Средневолновый радиолокатор Полярного геофизического института для исследования нижней ионосферы, В кн.: Техника и методика геофизического эксперимента, Апатиты: Изд. КНЦ РАН. 2003. с. 37-46.
2. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A. A., Palshin N.A., Smirnov M.Yu., Tokarev A.D., Asming V.E., Vanyan L.L., Vardaniants I.L., and the BEAR Working Group. Crustal conductivity in Fennoscandia—a compilation of a database on crustal conductance in the Fennoscandian shield // *Earth Planets Space*. 54. 2002. 535–558.
3. Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла // *Математическое моделирование*. 2018. том 30. № 12. стр. 17-38.
4. Мингалев О.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Ахметов О.И., Суворова З.В. Новый метод численного интегрирования системы Власова-Максвелла // *Математическое моделирование*. 2018. том 30. № 10. стр. 21-43.
5. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. 2-е изд., испр. и доп. - М.: ФИЗМАТЛИТ. 2012. 656 с.
6. Бисикало Д.В., Жилкин А.Г., Боярчук А.А. Газодинамика тесных двойных звезд. Москва: ФИЗМАТЛИТ. 2013. 632 с.
7. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
8. Yee Kane. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1966. Vol. 14. PP. 302-307.
9. Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time domain electromagnetic field equations // *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*. vol. 23. no. 4. pp. 277-382, Nov. 1981.
10. Liao Z. P., Wong H. L., Yang B. P., Yuan Y. F. A transmitting boundary for transient wave analyses. // *Scienta Sinica (series A)*, 17. 1984. S. 1063 – 1076.
11. Berenger J-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics* Volume. 114. Issue 2. October 1994, P. 185-200.

Сведения об авторах

Ахметов Олег Иршатович

к.ф.-м.н., н. с., Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: akhmetov@pgia.ru

Мингалев Игорь Викторович

д.ф.-м.н., в. н. с., Полярный геофизический институт, г. Апатиты;
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Мингалев Олег Викторович

к. ф.-м. н., зав. сектора, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: mingalev_o@pgia.ru

Суворова Зоя Викторовна

программист, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: suvorova@pgia.ru

Черняков Сергей Михайлович

н. с., Полярный геофизический институт, г. Мурманск

Белаховский Владимир Борисович

к. ф.-м. н., н. с., Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: belakhovsky@pgia.ru

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.127-136
УДК 514.8 + 533.9

Б. В. Козелов

ФРАКТАЛЬНЫЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ СТРУКТУРЫ АВРОРАЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

Аннотация

В работе дается обзор работ, использующих для описания структуры оптического свечения в авроральной зоне подходы, основанные на представлениях геометрии фракталов. В первую очередь внимание уделяется методической стороне работ, использующих оптические данные наблюдений полярных сияний.

Ключевые слова:

полярные сияния, фракталы, нелинейная динамика, статистическое самоподобие, степенные законы распределения, масштабная инвариантность.

B. V. Kozelov

FRactal Approach to Description of Structure of the Auroral Luminosity

Abstract

The paper gives an overview of works that use approaches based on representations of fractal geometry to describe the structure of optical glow in the auroral zone. The first focuses on the methodical side of the work using optical observations of auroras.

Keywords:

aurora, fractals, non-linear dynamics, statistical self-similarities, power-law distributions, scaling.

Введение

Полярные сияния являются наиболее наглядным проявлением динамических процессов в магнитосферно-ионосферной плазме. Современная техника дает возможность регистрировать полярные сияния с хорошим временным и пространственным разрешением, и эта информация является уникально-детальной для всей ионосферно-магнитосферной системы. Тем не менее, так как для анализа информация о пространственно-временной динамике авроральных явлений требуется разработка специальных методик, она до сих пор используется далеко не полностью. Обычно изображения структуры полярных сияний используются как дополнительные иллюстрации к выводам, основанным на данных других измерений, а известная морфологическая классификация

структуры полярных сияний весьма субъективна. Общепринятой формой представления является построение кеограмм, когда из каждого кадра используется только разрез вдоль направления север-юг или запад-восток, или построение временного ряда, представляющего интегральную динамику интенсивности свечения в какой-либо области поля зрения.

С внедрением цифрового анализа изображений, для его широкого использования еще более актуальной стала необходимость выработки численных характеристик и методик, позволяющих охарактеризовать как наблюдаемые авроральные формы на отдельных изображениях, так и пространственно-временную динамику аврорального свечения в целом.

Фрактальная геометрия дает подходы к решению этой задачи. Имеется в виду свойство самоподобия (скейлинга), масштабной инвариантности, широко представленное в природе, и характерное во многих случаях для структур аврорального свечения. Обычно это свойство проявляется в виде степенных спектров флуктуаций, построенных тем или иным методом. Типичным является конечный участок такого спектра, ограниченный либо возможностями регистрации, либо характерными масштабами лежащих в основе физических процессов.

В работе дается обзор работ, использующих для описания структуры оптического свечения в авроральной зоне подходы, основанные на представлениях геометрии фракталов. В первую очередь внимание уделяется методической стороне работ, использующих оптические данные наблюдений полярных сияний.

Метод анализа размерности изолиний

В работах [1-4] в качестве характеристики пространственного распределения аврорального свечения использовался, *спектр размерности изолиний*. Для его получения оцифрованный телевизионный кадр, представляющий собой двумерный массив ($n \times m$) неотрицательных значений интенсивности свечения I , подвергался обработке, состоящей из последовательности этапов:

- 1) Выделялась прямоугольная область, содержащая исследуемую форму.
- 2) Для каждого уровня интенсивности свечения I в выделенной области строились линии равного уровня $L(I)$.
- 3) Для всех δ , $\delta = 1, 2, 4, \dots, \min(n, m)$, подсчитывалось число квадратов $N(\delta, I)$ с ребром размера δ , занятых изолинией $L(I)$.
- 4) Фрактальная (сеточная) размерность $D(I)$ изолинии $L(I)$ определялась как угловой коэффициент зависимости $\ln N(\delta, I)$ от $\ln \delta$.

Таким образом, после обработки для каждого кадра были получены зависимости размерности D от уровня I . Алгоритм был протестирован на модельных изображениях префракталов, в том числе синтезированных с учетом проекционных искажений оптической системы и шума.

На примерах применения к данным телевизионных камер всего неба и камен с малым полем зрения было показано, что описание изображения полярного сияния с помощью спектра размерности изолиний позволяет:

- 1) локализовать авроральную форму из фонового свечения;
- 2) численно охарактеризовать пространственную структуру полярных сияний;
- 3) выделить диапазон интенсивностей свечения, связанных с наиболее развитыми структурами в авроральной форме;
- 4) по изменению спектра размерности изолиний проследить пространственно-

временную динамику полярных сияний, как деформацию формы (изменение размерности наиболее структурированной изолинии), так и изменение интенсивности свечения всей формы (изменение интенсивности, соответствующей наиболее структурированной изолинии).

В применении такой методики возможны два подхода. Во-первых, максимальную размерность изолинии можно использовать как своеобразный индекс структурированности авроральной формы. Причем этим индексом можно характеризовать как отдельную форму, так и всю окрестность точки наблюдения (по изображению камеры всего неба). Было показано, что для разных авроральных форм характерны несколько разные размерности: больше (~ 1.5 – 1.7) для диффузных илучистых форм, меньше (~ 1.2 – 1.4) для линейных дуг. Во-вторых, в ряде случаев можно связать изменения в спектре размерности изолиний с конкретными физическими процессами, происходящими в магнитосферно-ионосферной системе. Так рост размерности изолинии, отражающий усложнение формы области аврорального свечения, по-видимому, отражает развитие какой-либо неустойчивости. Однако для детального анализа необходим тщательный отбор событий, а также привлечение данных других измерений и соответствующей физической модели.

Низкоразмерная динамика авроральных структур

В большинстве случаев сильные изменения структуры и интенсивности в полярных сияниях происходят одновременно, что существенно усложняет их анализ. К таким случаям в первую очередь относятся взрывные фазы суббурь. Однако для некоторых типов явлений удастся продвинуться в анализе их динамики несколько дальше. Это относится в первую очередь к псевдо-периодическим явлениям, при которых (даже при наличии общего тренда) изменения происходят вблизи некоторых средних значений. Наиболее типичными явлениями такого типа являются пульсирующие пятна и лучистые дуги.

В работах [5-7] нескольких таких случаев анализировались численно с использованием модифицированной процедуры определения корреляционной размерности по алгоритму Грассбергера-Прокачки, в основе которого лежит теорема Такенса [8]. В общем случае, нелинейная диссипативная динамическая система описывает в своем фазовом пространстве какую-то сложную траекторию. Из экспериментального временного ряда $x(t)$, состоящего из эквидистантных выборок, образуются m -мерные векторы X_i , $i = 0, 1, \dots$, координаты которых состоят из выборок x с последовательно возрастающими сдвигами, кратными времени сдвига τ , т.е. $X_i = \{x(t_i), x(t_i + \tau), \dots, x(t_i + (m-1)\tau)\}$.

Время сдвига τ кратно времени квантования данных Δt . При достаточно большом сдвиге можно ожидать, что векторы X_n становятся независимыми, поэтому их можно принять за последовательность точек в фазовом m -мерном пространстве (*пространстве вложения*).

По построенному набору $\{X_n\}$ рассчитывается корреляционный интеграл $C(r)$, определяющий вероятность того, что расстояние между парой векторов меньше, чем заданное расстояние r . Если корреляционный интеграл зависит от r по степенному закону $C(r) \sim r^b$, то показатель степени представляет собой корреляционную размерность процесса $b = D_c$. Эта размерность является оценкой снизу для размерности Хаусдорфа-Безиковича D : $D_c \leq D$. Практически, для определения D_c необходимо построить зависимости $\ln C(r)$ от $\ln r$ при различных возрастающих значениях размерности пространства вложения m . Расчет

заканчивается, если наклон графика перестает меняться с ростом m . Полученное значение D_c можно считать достаточно надежным, если оно не меняется вплоть до $m=2D_c+1$. Если при этом полученное значение D_c не является целым числом, то говорят, что система имеет аттрактор, обладающий фрактальными свойствами (странный аттрактор). В случае чисто белого шума при любых значениях m насыщения корреляционного интеграла не происходит и $C(r) \sim rm$. Если в экспериментальном временном ряду присутствует шум с амплитудой r_0 , то в области масштабов $r < 2r_0$ поведение корреляционного интеграла соответствует выражению для белого шума.

С помощью такого метода и данным ТВ наблюдений обсерватории Ловозеро в работе [5] был проанализирован случай регистрации пульсирующих пятен, типичных для околополуденного сектора. Показано, что динамика всей области, занятой на кадре пятнами, характеризуется корреляционной размерностью ~ 7.0 . В то же время динамика отдельного пятна в основном характеризуется корреляционной размерностью ~ 2 , что типично для периодических режимов.

Во время активизаций типа брейкапов и предобрейкапов динамика полярных сияний характеризуется корреляционной размерностью $\sim 2.7-2.8$. При этом с увеличением интенсивности авроральной активизации (то есть при переходе от уярчения дуги к псевдо-брейкапу и, далее, к брейкапу) проявляется рост относительного диапазона масштабов, в котором имеется самоподобие траектории системы в фазовом пространстве (линейная зависимость $\ln C(r)$ от $\ln r$) [6-7].

Степенные распределения в пространственно-временной динамике аврорального свечения во время магнитосферных суббурь

В работах [9-12] пространственно-временное распределение аврорального свечения во время взрывных фаз суббурь исследуются на основе представлений о состоянии самоорганизованной критичности, определяющем суббуревую динамику магнитосферы. Согласно этим представлениям, распределенная диссипативная система с локальными нелинейными связями (в данном случае – магнитосфера) под внешним неспецифическим (т.е. не навязывающим явно специфическую структуру [13, см.с.28]) воздействием эволюционирует к так называемому самоорганизованно критическому (СК) состоянию. В этом состоянии у системы появляется новое свойство – свойство целостности, которое характерно для всей системы в целом и отсутствует у каждого ее элемента в отдельности. Это свойство целостности проявляется, в частности, в таких характерных явлениях, как фликкер-шум, перемежаемость, а также в степенных законах распределения вероятностей. Первоначально идея самоорганизованной критичности опиралась на наглядные модели, динамические свойства которых легко поддаются численному анализу, а прототипом первой модели, на основе которой в работах [14] была сформулирована идея самоорганизованной критичности, является растущая песочная кучка (горка).

В такой модели склон песочной горки остается устойчивым, пока угол наклона в каком-то месте не превышает определенный критический угол, после чего по склону сходит лавина, которая возвращает кучку к состоянию с углом наклона меньше критического. При шумовом возбуждении, связанным с медленным случайным высыпанием песка на кучку, за счет лавинного сброса песка устанавливается квазистационарное состояние с профилем, близким к критическому. Вне зависимости от начальных условий в этом квазистационарном состоянии распределения длительностей лавин, затронутой ими площади и числа

осыпаний имеют степенной вид, причем длина степенного участка в распределении определяется лишь размером системы и при его увеличении может быть сделана сколь угодно большой. Поскольку нарушение степенной зависимости связано лишь с конечными размерами системы, то происходящие в ней релаксационные процессы не имеют собственных характерных размеров.

Кроме этого, в случае, если система находится в СК состоянии, между индексами, характеризующими степенные распределения различных величин, должна существовать определенная связь. В работе [15] такая методика была предложена и обоснована для выявления СК состояния магнитосферы по данным спутника POLAR.

В работе [11] по данным наземных оптических наблюдений ПГИ в обл. Баренцбург получено, что статистические распределения пространственно-временных характеристик индивидуальных областей аврорального свечения на ночной стороне авроральной зоны во время суббуревых возмущений имеют степенной вид для пространственных и временных масштабов в диапазоне 2-100 км и 1-100 с соответственно. Это является экспериментальным свидетельством в пользу гипотезы о существовании режима самоорганизованной критичности в магнитосферно-ионосферной плазме. Соотношения между полученными индексами также свидетельствуют в пользу этой гипотезы.

Полученные в [11, 12] по наземным данным критические индексы хорошо согласуются с показателями, полученными ранее в [9, 10] по данным спутника POLAR для больших пространственных и временных масштабов. Тем самым, общий диапазон масштабной инвариантности во время суббуревых возмущений достигает 4 десятичных порядков по времени жизни, 6 порядков по пространственной характеристике (максимальная площадь, занятая индивидуальной областью свечения) и 10 порядков по пространственно-временной характеристике (площадь, интегрированная по времени жизни области).

Полученные соотношения между пространственными и временными масштабами позволяют обосновывать требования к разрешению оптических приборов в планируемых спутниковых экспериментах, что было сделано, например, в работе [16].

Признаки турбулентности в пространственном распределении аврорального свечения

Динамика пространственного распределения аврорального свечения во время взрывной фазы суббури может быть рассмотрена с другой точки зрения. Если во время суббурового транзиента движение плазмы является турбулентным, то определенные проявления турбулентности должны присутствовать в авроральном структурировании. В ряде работ [17, 18] в данных наблюдений полярных сияний были выявлены типичные свойства диссипационных полей перемежающейся турбулентности.

По тем же данным наземных телевизионных наблюдений ПГИ в обл. Баренцбург, по которым были продемонстрированы признаки СК состояния, были найдены также признаки перемежающейся турбулентности в пространственном распределении аврорального свечения. Показано, что распределения плотности вероятности флуктуаций интенсивности на пространственных масштабах 1.5 - 100 км имеют негауссову форму, причем эксцесс распределений растет с уменьшением пространственного масштаба. Анализ обобщенной структурной функции

исследуемых пространственных флуктуаций интенсивности свечения показал, что для первых 6-ти статистических моментов на масштабах 3–20 км наблюдается степенная зависимость статистического момента от масштаба. Оказалось, что рассчитанные показатели этих степенных зависимостей линейно зависят от номера момента для первых 3 моментов с отклонением от линейной зависимости для старших моментов. Полученные статистические закономерности могут быть интерпретированы как свидетельство режима перемежающейся турбулентности в магнитосферно-ионосферной плазме, приводящего к образованию би- или мульти-фрактальных структур в полярных сияниях. Аналогичное сосуществование признаков СК-состояния и турбулентности было найдено также в солнечной [19] и лабораторной плазме [20].

Сильный шум телевизионной системы регистрации несколько осложняет анализ ТВ данных и интерпретацию полученных результатов. Однако анализ данных мало шумящей CCD камеры системы ALIS, проведенный в работе [21], также свидетельствует в пользу масштабной инвариантности пространственных флуктуаций аврорального свечения во время суббуревой активизации. На масштабах 6.4–51.2 км индекс самоподобия, полученный в этой работе несколькими разными методами, имеет значения соответствующие $H = 0.55–0.7$.

Несмотря на то, что наиболее интенсивные оптические проявления магнитосферных возмущений связаны с явлением суббури, наличие скейлинговых свойств в структуре полярных сияний характерны не только для суббуревых активизаций. Например, в работе [22] анализировалось довольно редкое событие активизации трансполярной дуги, которое произошло в поле зрения ТВ камеры обс. Баренцбург 7 марта 2002 г. в интервале 21:15–21:30 UT. Оказалось, что в данном случае имеются те же признаки турбулентности, что и в случае суббуревых активизаций.

Необходимо отметить типичные методические проблемы, возникающие при анализе скейлинга по оптическим данным: зависимость от аппаратного шума, от наличия полиномиальных трендов в данных, от длины ряда (особенно для структурной функции порядков более 2); влияние аспектных искажений пространственных структур на изображении; необходимость оценки погрешности, доверительных интервалов (не процедуры аппроксимации наклона степенного спектра, а самих точек, по которым проводится оценка). В работе [23] на синтезированных изображениях с известными параметрами проведен ряд тестов распространенных процедур определения параметров самоподобия из оптических данных. Наиболее достоверными на данный момент можно считать результаты, полученные методом логарифмических диаграмм, изложенным в работе [24], при использовании ввейвлет-разложении ряда вейвлеты Добеши порядка, более 2. Процедура оценки погрешности и доверительных интервалов может быть проведена бутстреп-методом [25].

Масштабная инвариантность в динамике полярных сияний как проявление динамики магнитосферно-ионосферной плазмы

Существует большое число работ многих авторов, в которых, так или иначе, отмечались масштабная инвариантность (скейлинг), степенные спектры, характерные для многих наблюдаемых величин в магнитосферно-ионосферной плазме, особенно в связи с суббуревой динамикой. Эти исследования выходят за рамки данного обзора, отмечу только, для примера [26–28].

Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что индексы,

характеризующие самоподобие в пространственном распределении аврорального свечения на отдельном изображении, варьируются в довольно широких пределах, а не принимают какое-либо одно определенное значение. Это согласуется с представлением о том, что полярные сияния – это отражение переходных процессов (транзиентов) в магнитосферно-ионосферной плазме. В работе [29] отмечено, что в магнитосферной плазме формируется особое неравновесное стационарное состояние. Это состояние поддерживается за счет переходных процессов, коллективная статистика которых может быть описано, как проявление турбулентности или самоорганизованной критичности.

В работах [30-33] предпринята попытка связать индексы, характеризующие самоподобие в пространственном распределении аврорального свечения со структурой магнитосферно-ионосферных токов.

В работе [30] по изображениям ночной стороны аврорального овала со спутника “Поляр” исследовалась эволюция индекса самоподобия на масштабах 50–400 км вблизи начала суббуревой интенсификации. Полученные логарифмические диаграммы, характеризующие пространственный спектр флуктуации аврорального свечения, позволяют оценить индекс самоподобия $\alpha_d = 2H$, который варьируется от значений меньше 1 до начала суббуревой интенсификации, до ~ 1.4 во время аврорального брейкапа. Такое проявление в полярных сияниях сравнивалось с динамикой структуры распределенных продольных токов, моделируемой численно в модели нелинейно взаимодействующих когерентных альвеновских структур.

В работе [31] фрактальная геометрия и теория перколяции использованы для описания пространственной структуры ионосферной проводимости. Теоретически получены топологические величины, фрактальные размерности и индексы связности, характеризующие структуру педерсеновской и холловской проводимостей на ночной стороне авроральной зоны. Проанализированы ограничения, накладываемые на фрактальные оценки условием протекания ионосферных токов. Показано, что наблюдаемый в авроральной зоне скейлинг во флуктуациях электрических полей и аврорального свечения хорошо укладывается в ограничения, накладываемые критическим условием на протекание педерсеновских токов.

Более детально теоретический анализ структуры педерсеновской и холловской проводимостей на ночной стороне авроральной зоны проведен в [32, 33], там же приведено сравнение полученных результатов со скейлинговыми индексами, характеризующими структуру полярных сияний с учетом анизотропии, типичной для ярких авроральных форм. Показано, что полученные значения фрактальных параметров описывают фрактальную геометрию ионосферных токов Педерсена и Холла вблизи порога протекания. Показано, что в области пространственно-анизотропных авроральных высыпаний для структуры холловского тока возможно наличие асимптотической связности. Поскольку носители заряда, направления и высоты токов Педерсена и Холла различны, одно и то же высыпание авроральных частиц может создавать фрактальные структуры с различными параметрами для проводимостей Педерсена и Холла.

Заключение

Свойство скейлинга, масштабной инвариантности, широко представленное в природе, характерно во многих случаях для структур аврорального свечения. Обычно это свойство проявляется в виде степенных спектров флуктуаций, построенных тем или иным методом. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что

индексы, характеризующие самоподобие в пространственном распределении аврорального свечения на отдельном изображении, варьируются в довольно широких пределах, а не принимают какое-либо одно определенное значение. Это согласуется с представлением о том, что полярные сияния – это отражение переходных процессов в магнитосферно-ионосферной плазме. Коллективная статистика таких процессов может быть описана, как проявление турбулентности или самоорганизованной критичности, что находит свое подтверждение при статистическом анализе структуры аврорального свечения. В ряде случаев фрактальный подход позволяет продвинуться в понимании процессов, определяющих структуризацию в магнитосферно-ионосферной плазме.

Благодарности. Работа выполнена по проекту «Разработка моделей мониторинга авроральной зоны и воздействия гелиофизических факторов на технические системы» программы Президиума РАН «Арктика – научные основы новых технологий освоения, сохранения и развития».

Литература

1. Козелов Б.В. Применение методов фрактального анализа к данным наземных наблюдений. / В.кн.: Приборы и методика геофизического эксперимента // ПГИ КНЦ РАН. 1997. С.107-118.
2. Kozelov B.V. Fractal approach to dynamics of auroral TV images // Proc. XXII Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena". 1999. P. 45-48.
3. Козелов Б.В. Фрактальные характеристики пространственной структуры полярных сияний. / В кн. "Физика околоземного космического пространства" // Апатиты: изд. КНЦ РАН. 2000. С. 572-597.
4. Kozelov B.V. Fractal approach to description of the auroral structure // Annales Geophysicae. 2003.V. 21. P. 2011-2023.
5. Kozelov B. V., Vjalkova N. Y. Search of temporal chaos in TV images of aurora // Int. J. Geomagn. Aeron. 2005. V. 5. G13005.
6. Kozelov B.V., Kozelova T.V., Kornilova T.A. Developing of auroral intensification as an output of magnetosphere-ionosphere dynamical system // Proc. XXV Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena". 2002. P. 47-50.
7. Kozelov B.V., Kozelova T.V., Kornilova T.A. Dynamics of auroral intensification as an output of magnetosphere-ionosphere system // Proc. Sixth International Conference on Substorms. University of Washington, Seattle, March 25-29. 2002. P. 432-437.
8. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence // Lect. Notes in Math. Berlin: Springer. 1981. V. 898. P. 336-381.
9. Scale-free statistics of spatiotemporal auroral emissions as depicted by POLAR UVI images: Dynamic magnetosphere is an avalanching system / Uritsky V. M. et al. // J. Geophys. Res. 2002. V.107 (A12), P. 1426.
10. Uritsky V., Klimas A., Vassiliadis D. Evaluation of spreading critical exponents from the spatiotemporal evolution of emission regions in the nighttime aurora // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. NO. 15. P.1813.
11. Kozelov B.V., Uritsky V.M., Klimas A.J. Power law probability distributions of multiscale auroral dynamics from ground-based TV observations // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L20804.
12. Kozelov B.V., Uritsky V.M. Scale-free statistics of spatiotemporal auroral emissions obtained from groundbased optical observations // Proc. of the 7-th International

Conference on Substorms, Edited by Natalia Ganushkina and TuijaPulkkinen, Finnish Meteorological Institute, Helsinki. 2004, P.160-163.

13. Хакен Г. Информация и самоорганизация: Макроскопический подход к сложным системам. Пер.сангл. - М.: Мир, 1991. - 240 с.
14. Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. Self-organized criticality // *Physical Review*. 1988. V. A38. № 1. P.364.
15. Урицкий В. М. Исследование многомасштабных процессов в периоды магнитосферных возмущений. Диссертация на соискание уч. степ. д.ф.-м.н., Санкт-Петербург. 2005.
16. Uritsky V. M., Donovan E., Trondsen T., Pineau D., Kozelov B. V. Data-derived spatiotemporal resolution constraints for global auroral imagers // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P.A09205.
17. Kozelov B.V., Rypdal K. Spatial scaling of optical fluctuations during substorm-time aurora // *Ann. Geophys.*, 2007. V.25, P.915-927.
18. Kozelov B.V., Rypdal K. Intermittence in auroral fluctuations during substorm // *Physics of Auroral Phenomena*. 2006. P.48-51.
19. Uritsky V. M., Paczuski M., Davila J. M.; Jones S. I. Coexistence of Self-Organized Criticality and Intermittent Turbulence in the Solar corona // *Physical Review Letters*. vol. 99. Issue 2. id. 025001.
20. Rypdal K., Kozelov B., Ratynskaia S., Klumov B., Knapik C., Rypdal M. Scale-free vortex cascade emerging from random forcing in a strongly coupled system // *New J. Phys.* 2008.V. 10. N. 9. P. 093018.
21. Golovchanskaya I.V., Kozelov B.V., Sergienk, T.I., Brändström U., Nilsson H., Sandahl I. Scaling behavior of auroral luminosity fluctuations observed by Auroral Large Imaging System (ALIS) // *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113, Is. A10, A10303.
22. Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V. Scaling of electric field fluctuations associated with the aurora during northward IMF // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V.33. P. L20109.
23. Kozelov B. V., Golovchanskaya I. V. Derivation of aurora scaling parameters from ground-based imaging observations: Numerical tests // *J. Geophys. Res.* 2010.V.115. P. A02204.
24. Wavelets for the analysis, estimation and synthesis of scaling data/ Abry P. et al. // In: Park K., Willinger W. (Eds.), *Self-similar Network Traffic and Performance Evaluation*. Wiley, New York, 2000. P. 39–88.
25. Wendt H., Abry P., Jaffard S. Bootstrap for Empirical Multifractal Analysis // *IEEE Signal Proc. Mag.* July 2007. P. 38–48.
26. Milovanov A.V., Zelenyi L.M., Zimbardo G. Fractal structures and power law spectra in the distant Earth's magnetotail // *J. Geophys. Res.* 1996. V.101. №A9. P.19903-19910.
27. Kozelov B.V., Kozelova T.V. Fractal analysis of the magnetic fluctuations near local dipolarization at 5-7 Re // *Proc. XXV Annual Seminar. Physics of Auroral Phenomena*. 2003. P.29-32.
28. Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V., Ostapenko A.A., Fedorenko Y.V. Wavelet analysis of high-latitude electric and magnetic fluctuations observed by the Dynamic Explorer 2 satellite // *J. Geophys. Res.* 2008. V.113, P. A03308.
29. Milovanov A.V., Zelenyi L.M. Nonequilibrium stationary states in the earth's magnetotail: Stochastic acceleration processes and nonthermal distribution functions // *Adv. Space Res.* 2002. V.30 (12). P. 2667-2674.

30. Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V., Mingalev O.V. Inverse cascade in the structure of substorm aurora and non-linear dynamics of field-aligned current filaments // Ann. Geophys. 2011. V. 29. P. 1349–1354.
31. Чернышов А.А., Могилевский М.М., Козелов Б.В. Фрактальный подход к описанию авроральной области // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 7. С. 636–646.
32. Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Kozelov B.V. Use of fractal approach to investigate ionospheric conductivity in the auroral zone // J. Geophys. Res. 2013. V. 118.
33. Chernyshov A.A., Kozelov B.V., Mogilevsky M.M. Study of auroral ionosphere using percolation theory and fractal geometry // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2017. V. 161. P. 127–133.

Сведения об авторах

Козелов Борис Владимирович,

д. ф.-м. н., директор, Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: boris.kozelov@gmail.com

А. А. Намгаладзе, Ю. А. Шаповалова, М. А. Князева

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СМЕЩЕНИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ НА ТЕРМОСФЕРУ И ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ: ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Аннотация

Определен метод исследования влияния смещений истинных геомагнитных полюсов на термосферу и ионосферу Земли. Предлагаемая к использованию численная глобальная трехмерная нестационарная модель верхней атмосферы Земли UAM (Upper Atmosphere Model) удовлетворяет условиям поставленной задачи. В рамках исследования предполагается использование данных Кольской Арктической геофизической инфраструктурной сети Полярного геофизического института (КАГИС ПГИ).

Ключевые слова:

геомагнитное поле, смещение геомагнитных полюсов, термосфера, F2-область ионосферы, математическое моделирование.

A. A. Namgaladze, Yu. A. Shapovalova, M. A. Knyazeva

A STUDY OF THE GEOMAGNETIC POLES DISPLACEMENT INFLUENCE ON THE EARTH'S THERMOSPHERE AND IONOSPHERE: STATEMENT OF PROBLEM

Abstract

The method is defined to study the effect of the geomagnetic poles drift on the Earth's thermosphere and ionosphere. The proposed numerical global three-dimensional time-dependent model of the UAM (Upper Atmosphere Model) satisfies the conditions of this problem. The study assumes the use of data from the Kola Arctic Geophysical Infrastructure Network of the Polar Geophysical Institute (KAGIS PGI).

Keywords:

geomagnetic field, geomagnetic poles displacement, thermosphere, F2-layer of the ionosphere, mathematical modeling.

Введение

Геомагнитное поле, взаимодействуя с плазмой солнечного ветра, замагниченной межпланетным магнитным полем (ММП), формирует магнитосферу Земли, ограниченную магнитопаузой на расстоянии около 10 земных радиусов с дневной стороны. Внутри этой области около Земли располагаются нейтральная атмосфера до высоты примерно 500–1000 км и ионосфера от 50 до 1000 км, плавно переходящая в плазмосферу, ограниченную замкнутыми геомагнитными силовыми линиями. Вокруг геомагнитных полюсов формируются солнечным ветром широтные области открытых силовых магнитных линий – полярных шапок, ограниченные продольными токами зоны 1, замкнутыми с магнитопаузой на дневной стороне, а с экваториальной стороны токами зоны 2, соединяющимися с частицами плазменного слоя (частичным кольцевым током). Схематически картина токов показана на рис. 1 [1]. Продольные (вдоль магнитных силовых линий) токи зоны 1, передают электричество от солнечного ветра вглубь магнитосферы. Они создают в полярной

шапке электрическое поле, направленное с утренней стороны на вечернюю. Продольные токи зоны 2 противоположны по направлению токам зоны 1 и создают электрическое поле, противоположное электрическому полю шапки, т.е. направленное с вечерней стороны на утреннюю. Поэтому это электрическое поле часто называют экранирующим полем или полем поляризации, предохраняющим ионосферы средних и низких широт от проникновения электрического поля шапки, т.е. первичного электрического поля, генерируемого солнечным ветром.

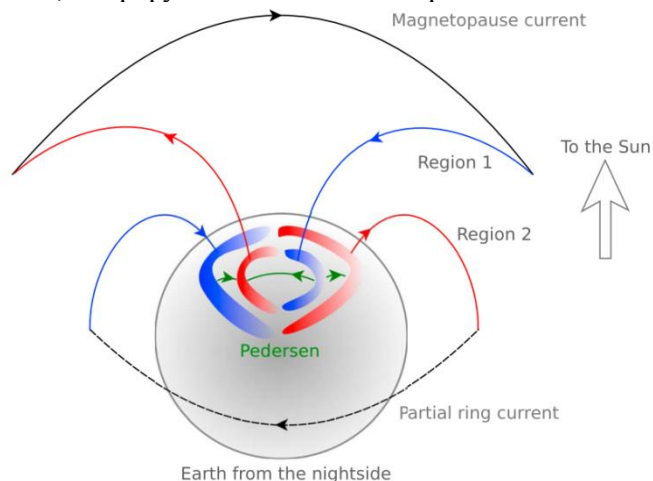


Рис. 1. Глобальное расположение магнитосферных токовых систем северного полушария Земли. Показаны токи зон 1 и 2 (синим – направленные к Земле и красным – от нее), а также ток на магнитопаузе (черный), частичный кольцевой ток (черный штрих) и токи Педерсена (зеленый) [1].

Зона 2 продольных токов близка к зоне высыпаний из магнитосферы энергичных заряженных частиц – электронов и ионов. Высыпающиеся электроны с энергиями порядка единиц кэВ теряют свою энергию в E-области и часто называются авроральными частицами, их относят к «горячим» частицам. Электроны с меньшими энергиями считаются «холодными» и теряют свою энергию на высотах F-области. Высыпающиеся частицы вызывают полярные сияния, а область их высыпаний называют авроральной зоной.

Важным свойством силовых линий геомагнитного поля является их замагниченность, т.е. свободное ларморовское вращение заряженных частиц вокруг них под действием силы Лоренца, не ограниченное столкновениями. Другими словами, бесстолкновительная плазма всегда замагничена. Условие замагниченности является превышение гирочастоты ионов над частотой столкновений. Это условие начинает выполняться в F1-области ионосферы вблизи высоты 200 км, а выше – только улучшается. Проводимость вдоль геомагнитных силовых линий становится бесконечной, а замагниченные силовые линии геомагнитного поля становятся замороженными в плазму [2].

Высыпающиеся энергичные заряженные частицы ионизируют и греют атмосферу и ионосферу. Создаваемые ими токи также являются источниками нагрева. Именно эти эффекты ионизации и нагрева в атмосфере и ионосфере, а также эффекты переноса в неоднородной среде (диффузия, ветровое увлечение, конвекция), и являются ионосферно-атмосферными эффектами, интересующими

нас. Они и будут предметом намеченного исследования с точки зрения их зависимости от положения геомагнитных полюсов.

Геомагнитное поле, удерживающее околоземную плазму вблизи Земли, определяет анизотропную проводимость ионосферы в Е-области и скорости электромагнитного ($\vec{E} \times \vec{B}$) и других дрейфов замагниченной на больших высотах плазмы. Они играют ключевую роль в таких процессах как ионосферно-магнитосферная конвекция, формирование главного ионосферного провала и плазмопаузы, генерация динамо электрических полей и экваториальной аномалии, геомагнитные бури и суббури, полярный ветер.

Геомагнитное поле на поверхности Земли является суммой нескольких полей, имеющих различную природу [3]: а) дипольного поля, создаваемого однородной намагниченностью земного шара; б) недипольного поля, связанного с неоднородностью глубинных слоев Земли; в) аномального поля, обусловленного неоднородной намагниченностью верхних частей земной коры; г) внешнего поля, связанного с внешними причинами; д) поля вариаций от источников, расположенных в ионосфере и магнитосфере Земли. В сумме первые две составляющих образуют главное магнитное поле Земли (ГМПЗ) и составляют ~90% от результирующего поля, последняя составляющая – не более 2% от ГМПЗ [2, 3]. Вдали от магнитных аномалий земной коры, вызванных природной или остаточной намагниченностью горных пород, электрическими токами, текущими в коре или верхней мантии, и другими локальными источниками, а также в области околоземного пространства до высот плазмосферы и внутренней магнитосферы, ГМПЗ является преимущественно дипольным [2, 4].

В упрощенном варианте дипольное геомагнитное поле является геоцентрическим, т.е. ось диполя (геомагнитная ось) проходит через центр Земли. Симметричные точки выхода геомагнитной оси из поверхности Земли называются геомагнитными полюсами. Реальными или истинными геомагнитными полюсами являются точки (точнее небольшие области) на поверхности Земли, в которых силовые линии геомагнитного поля абсолютно вертикальны [2]. Эти точки являются центрами полярных шапок, к ним сходятся вытянутые на ночную сторону геомагнитные силовые линии хвоста магнитосферы.

Наблюдения за истинными геомагнитными полюсами показывают, что они подвижны. Скорости и направления смещения полюсов в южном и северном географических полушариях различны и меняются во времени. Моделирование главного геомагнитного поля на основе магнитных данных немецкого спутника CHAMP в период 2001–2009 гг. показало, что геомагнитный полюс, расположенный в северном географическом полушарии, за это время переместился на 400 км. Причем скорость его движения до 2003 г. росла, достигнув 62,5 км/год, после чего начала уменьшаться и к концу 2009 г. снизилась до 45 км/год. Кроме того, направление движения из северо-северо-западного перешло в северо-западное, т. е. полюс стал немного разворачиваться в сторону Канады. В южном полушарии магнитный полюс двигался в 10 раз медленнее и за этот период переместился на 42 км [5].

Термосферные и ионосферные эффекты наблюдаемого смещения истинных геомагнитных полюсов не изучены. Например, в работе [6] результаты моделирования с помощью глобальной самосогласованной модели CTIM относятся к 2050-му году, что не позволяет проверить их по прошлым и современным данным наблюдений.

В данной работе обсуждается постановка задачи для исследования

влияния смещения истинных геомагнитных полюсов на структуру и динамику термосферы и ионосферы методом математического моделирования с использованием численной глобальной трехмерной модели верхней атмосферы Земли UAM (Upper Atmosphere Model). Предложенная постановка позволяет верифицировать модельные результаты путем сопоставления с данными спутниковых и наземных наблюдений.

1. Модель верхней атмосферы Земли UAM

Глобальная численная трехмерная модель верхней атмосферы Земли UAM описывает околоземное пространство (мезосферу, термосферу, ионосферу, плазмосферу и внутреннюю магнитосферу) как единую систему в диапазоне высот от 60–80 км (переменная нижняя граница) до геоцентрического расстояния, равного $15R_E$, где R_E – средний радиус Земли [7–11]. Модель рассчитывает трехмерные вариации параметров основных нейтральных (O , O_2 , N_2) и заряженных частиц (O_2^+ , NO^+ , O^+ , H^+ , электроны): концентрации, скорости движения, температуры, а также распределение электрического потенциала и напряженности электрического поля путем численного интегрирования уравнений непрерывности, движения и теплового баланса для каждого сорта частиц и уравнения для электрического потенциала. Модель UAM учитывает все основные процессы, ответственные за передачу энергии и импульса от Солнца.

Для описания геомагнитного поля в UAM используется геоцентрическое дипольное приближение с осью диполя, не совпадающей с осью вращения Земли. Это приближение употребляется в сфере с геоцентрическим радиусом 15 земных радиусов, соответствующим вершине силовой линии с геомагнитной широтой пересечения с поверхностью Земли 70 градусов. На границе этой сферы силовые линии обрезаются, и давление в этом месте считается нулевым. Тем самым имитируется переход к соплу Лавала, расширяющемуся в вакуум со сверхзвуковым истечением в него плазмы, что соответствует режиму полярного ветра. В модели используются две системы координат: 1) геомагнитная сферическая для расчетов параметров нейтральной атмосферы, нижней ионосферы, потенциала и напряженности электрического поля; 2) геомагнитная дипольная для расчета параметров F2-области и внутренней магнитосферы. Геомагнитные силовые линии считаются электрически эквипотенциальными, то есть плазма замагничена, на высотах от 175 км. Ниже проводимость плазмы считается анизотропной и удовлетворяющей тензорному закону Ома.

Входными параметрами UAM являются: дата и мировое время начала моделируемого события; спектры солнечного ультрафиолетового и крайнего ультрафиолетового излучений; солнечная активность; потоки высыпающихся из магнитосферы в ионосферу энергичных электронов; продольные токи и/или распределение потенциала электрического поля на границе полярной шапки; индексы магнитной активности.

Граничные условия формулируются из физических предположений или экспериментальных данных. Для формирования начальных условий используются либо данные эмпирических моделей (MSISE для нейтральной атмосферы, IRI для ионосферы), либо для геомагнитно спокойных периодов используются квазистационарные решения уравнений, полученные в ходе многократных прогонов, а для возмущенных периодов – распределения параметров верхней атмосферы после их расчета для предыдущих спокойных суток.

Более подробное описание учитываемых в модели процессов и используемых аппроксимаций и констант представлено в работах [7–11].

Способ задания геомагнитного поля в UAM позволяет совмещать геомагнитные и географические полюса и за счет этого исследовать эффекты несовпадения осей Земли. Например, в работе [12] было показано, что это несовпадение является причиной стратификации (расслоения) главного ионосферного провала из-за вращения геомагнитной оси вокруг географической. Этим же методом было установлено, что несовпадение осей ответственно за формирование аномальной суточной вариации плотности плазмы на высотах F2-области ионосферы, наблюдаемой над Антарктидой в районе моря Уэдделла (аномалия моря Уэдделла), и аналогичной аномалии в противоположном долготном секторе северного географического полушария [13–15].

Многочисленные сопоставления результатов моделирования по UAM с данными спутниковых и наземных наблюдений показывает, что модель корректно воспроизводит структуру и динамику термосферы и ионосферы в зависимости от гелиогеофизических условий.

Для воспроизведения с помощью UAM термосферных и ионосферных эффектов смещений истинных геомагнитных полюсов требуется рассмотреть вопрос об имитации этих смещений в модели с учетом, что геомагнитное поле в ней является дипольным и геоцентрическим.

2. Воспроизведение смещений истинных геомагнитных полюсов в модели UAM

Для имитации наблюдаемых смещений истинных геомагнитных полюсов с помощью модели UAM возможны следующие подходы.

а) Виртуальное смещение полюсов.

Положение истинных геомагнитных полюсов определяет положение аврорального овала и зон 1 и 2 втекания/вытекания продольных (вдоль силовых линий геомагнитного поля) токов.

В стандартной версии UAM положение границ овала высыпаний, потоки высыпавшихся электронов и координаты максимума интенсивности высыпаний задаются по статистическим моделям [16, 17]. Области втекания в ионосферу и вытекания из нее продольных токов по геомагнитной широте совпадают с положением границ аврорального овала на утренней и вечерней сторонах (06:00 и 18:00 MLT соответственно) [18]. Амплитуда плотности продольных токов зоны 1 ($FAC1_{max}$) подбираются итерационно до тех пор, пока разность потенциалов поперек полярной шапки не достигнет величины, рассчитанной по методу Веймера [19]. Амплитудные значения плотности продольных токов зоны 2 полагаются равными $0,7 \cdot FAC1_{max}$ или $0,5 \cdot FAC1_{max}$.

Не меняя способа задания геомагнитного поля, смещения истинных полюсов можно задать в UAM путем соответствующего им изменения географического положения центра овала высыпаний и зон втекания продольных токов. Причем смещение овала в северном и южном полушариях может быть не симметричным, что будет соответствовать эксцентричному дипольному геомагнитному полю.

Для задания положения аврорального овала и высыпаний электронов можно использовать: 1) данные оптических наблюдений Кольской Арктической геофизической инфраструктурной сети Полярного геофизического института (КАГИС

ПГИ); 2) данные спутниковых наблюдений, например, DMSP, как это было сделано в работе [20]; 3) эмпирические модели соответствующих процессов и явлений, например, Auroral Precipitation Model (APM) [21, 22]. Для задания пространственного распределения продольных токов можно использовать эмпирические модели продольных токов, например, Папиташвили [23], MFACE [24].

б) Изменение географических координат геомагнитных полюсов.

Если пренебречь различиями траекторий и скоростей движения истинных геомагнитных полюсов в северном и южном географических полушариях, то их симметричное смещение можно задать путем изменения их географических координат. В этом случае для корректного воспроизведения структуры и динамики термосферы и ионосферы необходимо согласованно смещать овал высыпаний и зоны 1 и 2 продольных токов.

Для задания параметров высыпаний и продольных токов можно, как и в предыдущем случае, использовать данные наземных и спутниковых наблюдений, а также данные соответствующих эмпирических моделей.

в) Переход к эксцентрическому геомагнитному диполю.

Чтобы геомагнитные полюса в северном и южном географических полушариях в модели могли двигаться по разным траекториям и с разными скоростями, необходимо отказаться от геоцентрического диполя и перейти к эксцентрическому. Данный подход является более трудоемким по сравнению с предыдущими двумя, так как требует изменения способов задания координатных сеток и численных схем для решения модельных уравнений UAM.

Как и в предыдущем случае, данный подход требует согласованного изменения положений овала высыпаний и зон 1 и 2 продольных токов.

3. Математическое моделирование эффектов движения полюсов в верхней атмосфере Земли

После того, как в модели UAM географическое положение магнитных полюсов изменено каким-либо из указанных выше способов, их ионосферные и атмосферные эффекты находятся путём проведения численных модельных расчётов глобальных распределений всех параметров верхней атмосферы для новых относительных расположений географической и геомагнитной осей Земли, определённым по архивным записям. Результаты модельных расчётов должны быть сопоставлены с данными наблюдений, соответствующих новым расположениям осей.

Этими данными могут быть оптические наблюдения полярных сияний, данные ионозондов, ионосферной радиотомографии, установок некогерентного рассеяния, полного электронного содержания, измеряемого системами геостационарных спутников, спутниковых измерений вариаций параметров нейтральной атмосферы и т.п. При этом сопоставлении данных модельных расчётов и наблюдений важно учитывать, что различия между ними должны быть связаны только со взаимным расположением географической и геомагнитной осей, а все остальные параметры должны быть одинаковыми или отличаться не сильно.

Только в этом случае можно надеяться на выявление эффектов перемещения магнитных полюсов в глобальных вариациях параметров атмосферы и ионосферы.

Заключение

В работе предложена постановка задачи исследования методом математического моделирования влияния смещений истинных геомагнитных полюсов на термосферу и ионосферу Земли. Предлагаемая к использованию численная глобальная трехмерная нестационарная модель верхней атмосферы Земли UAM (Upper Atmosphere Model) удовлетворяет условиям данной задачи: в ней учтены все основные процессы и явления, ответственные за структуру и динамику термосферы и ионосферы.

Для описания в модели наблюдаемого смещения истинных геомагнитных полюсов предложены три подхода: а) виртуальное смещение полюсов; б) изменение географических координат геомагнитных полюсов; в) переход в модели геоцентрического к эксцентрическому геомагнитному диполю. Для реализации всех этих подходов необходимо использование в качестве входных параметров модели эмпирических данных о положениях аврорального овала и продольных токов зон 1 и 2.

Литература

1. Carter J. A., Milan S. E., Coxon J. C., Walach M.-T., and Anderson B. J. Average field-aligned current configuration parameterized by solar wind conditions, J. Geophys. Res. Space Physics. 2016. 121. P.1294–1307
2. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.
3. Заболотная Н. А. Индексы геомагнитной активности. Справочное пособие. М.: URSS, 2007.
4. Дьяченко А. И. Магнитные полюса Земли. М.: Издательство Московского центра непрерывного математического образования, 2003.
5. Зверева Т. И. Движение магнитных полюсов земли в последнем десятилетии // Геомагнетизм и Аэрономия. 2012. Т. 52(2). С. 278–286.
6. Ляхов А. Н., Зецер Ю. И., Фуллер-Ройелл Т. Возможные последствия смещения магнитных полюсов для структуры и динамики верхней атмосферы Земли // Доклады академии наук. 2006. Т. 409(3). С. 1–3.
7. Namgaladze A. A., Korenkov Yu. N., Klimenko V. V., Karpov I. V., Bessarab F. S., Surotkin V. A., Glushchenko T. A., Naumova N. M. Global model of the thermosphere-ionosphere-protonosphere system // Pure and Applied Geophysics. 1988. V. 127(2/3). P. 219–254.
8. Namgaladze A. A., Korenkov Yu. N., Klimenko V. V., Karpov I. V., Surotkin V. A., Naumova N. M. Numerical modelling of the thermosphere-ionosphere-protonosphere system // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 1991. V. 53(11/12). P. 1113–1124.
9. Namgaladze A. A., Martynenko O. V., Namgaladze A. N. Global model of the upper atmosphere with variable latitudinal integration step // International Journal of Geomagnetism and Aeronomy. 1998a. V. 1(1). P. 53–58.
10. Namgaladze A. A., Martynenko O. V., Volkov M. A., Namgaladze A. N., Yurik R. Yu. High-latitude version of the global numerical model of the Earth's upper atmosphere // Proceedings of the MSTU. 1998b. V. 1(2). P. 23–84.
11. Namgaladze A. A., Knyazeva M. A., Karpov M. I., Zolotov O. V., Martynenko O. V., Yurik R. Yu., Förster M., Prokhorov B. E. / The Global Numerical Model of the Earth's Upper Atmosphere. Numerical Simulations in Engineering and Science. 2018.

12. Shapovalova Yu. A., Namgaladze A. A., Namgaladze A. N., Khudukon B. Z. Stratification of the main ionospheric trough as an effect of the noncoincidence of the Earth's geomagnetic and geographic axes // Proceedings of the XXVI Annual Apatity Seminar "Physics of Auroral Phenomena". 2003. Preprint PGI. P.87–90.
13. Knyazeva M. A., Romanovskaya Yu. V., Namgaladze A. A. Numerical modeling of the electron density enhancements in the nighttime ionospheric F2-layer // Proceedings of the MSTU. 2012. V. 15(3). P.604–617.
14. Knyazeva M. A., Zubova Yu. V., Namgaladze A. A. Weddell Sea Anomaly: investigation using the global numerical model // Proceedings of the XXX General Assembly of URSI. 2011. Istanbul, Turkey. C. 6050995, GP1.59.
15. Zubova Yu. V., Knyazeva M. A., Namgaladze A. A. Longitudinal variations of the electron density enhancements in the summer night-time ionospheric F2-layer: numerical modeling // Physics of Auroral Phenomena. Proc. XXXIV Annual Seminar. 2011. Apatity. Kola Science Centre. Russian Academy of Science. P. 143–146.
16. Fuller-Rowell T. J., Evans D. S. Height-integrated Pedersen and Hall conductivity patterns inferred from the Tiros-NOAA satellite data // Journal of Geophysical Research. 1987. V. 92(7). P. 7606–7618.
17. Hardy D. A., Gussenhoven M. S, Holeman E. A statistical model of auroral electron precipitation // Journal of Geophysical Research. 1985. V.90. P. 4229–4248.
18. Iijima T., Potemra T. A. The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad // Journal of Geophysical Research. 1976. V. 81. P. 2165–2174.
19. Weimer D. R., Maynard N. C., Burke W. J., Liebrecht C. Polar cap potentials and the auroral electrojet indices // Planetary and Space Science. 1990. V. 38(9). P. 1207–1222.
20. Namgaladze A. A., Zubova Yu. V., Namgaladze A. N., Martynenko O. V., Doronina E.N., Goncharenko L.P., et al. Modelling of the ionosphere/thermosphere behaviour during the April 2002 magnetic storms: A comparison of the UAM results with the ISR and NRLMSISE-00 data // Advances in Space Research. 2006. V. 37(2). P. 380-391.
21. Vorobjev V. G., Yagodkina O. I. Effect of magnetic activity on the global distribution of auroral precipitation zone // Geomagnetism and Aeronomy. 2005. V. 45(4). P. 438–444.
22. Vorobjev V.G., Yagodkina O.I. Auroral precipitation dynamics during strong magnetic storms // Geomagnetism and Aeronomy. 2007. V. 47(2). P. 185–192.
23. Papitashvili V. O., Christiansen F., Neubert T. A new model of field-aligned currents derived from high-precision satellite magnetic field data // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29(14). P. 1683.
24. He M., Vogt J., Luehr H., Sorbalo E., Blagau A., Le G., Lu G. A high-resolution model of field-aligned currents through empirical orthogonal functions analysis (MFACE) // Geophysical Research Letters. 2012. V. 39. L18105.

Сведения об авторах

Намгаладзе Александр Андреевич,

в.н.с., ФГБОУ ВО «Мурманский арктический государственный университет»,
Мурманск

E-mail: namgaladze@yandex.ru

Шапвалова Юлия Александровна,

м.н.с., Полярный геофизический институт, Мурманск

E-mail: yulia@pgi.ru

Князева Мария Александровна,

с.н.с., ФГБОУ ВО «Мурманский арктический государственный университет»,
Мурманск

E-mail: mariknyazeva@yandex.ru

А. А. Намгаладзе, С. А. Парфенов, М. А. Князева, О. В. Золотов

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ И ТЕРМОСФЕРЫ ДЛЯ МАРТА
2013 ГОДА В ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОМ И ПОЛНОСТЬЮ
САМОСОГЛАСОВАННОМ ВАРИАНТАХ ГЛОБАЛЬНОЙ МОДЕЛИ UAM**

Аннотация

Приводятся результаты численных расчётов параметров ионосферы и термосферы, выполненных с помощью двух версий глобальной модели верхней атмосферы UAM (Upper Atmosphere Model): полуэмпирической UAM-TM и полностью самосогласованной UAM-TT. Выбранный период моделирования (1-9 марта 2013 года) характеризуется тем, что отстоит на 11 лет от исследованного авторами ранее периода (апрель 2002 года). Рассчитанная концентрация электронов на высотах F2-слоя дополнительно сравнивалась с эмпирической моделью IRI-2016. Исследование показало необходимость модификации блока нейтральной атмосферы и нижней ионосферы модели UAM-TT на высотах вблизи границы термосферы и мезосферы.

Ключевые слова:

физико-математическое моделирование, ионосфера, термосфера.

A. A. Namgaladze, S. A. Parfenov, M. A. Knyazeva, O. V. Zolotov

**MODELING OF THE IONOSPHERE AND THERMOSPHERE FOR MARCH 2013
IN A SEMI-EMPIRICAL AND FULLY SELF-CONSISTENT VERSION OF THE
GLOBAL MODEL UAM**

Abstract

This article presents the results of numerical calculations of the parameters of the ionosphere and thermosphere, performed using two versions of the global model of the upper atmosphere UAM (Upper Atmosphere Model): a semi-empirical UAM-TM and a fully self-consistent UAM-TT. The selected simulation period (March 1–9, 2013) is characterized by the fact that it is 11 years from the period studied by the authors earlier (April 2002). The calculated electron concentration at the heights of the F2 layer was additionally compared with the empirical model IRI-2016. This study shows the need to modify UAM-TT (block of the neutral atmosphere and the lower ionosphere) at altitudes near the boundary of the thermosphere and mesosphere.

Keywords:

physical and mathematical modeling, ionosphere, thermosphere.

Введение

В настоящей работе исследованы вариации параметров ионосферы и термосферы для двух временных отрезков: 15.04.2002-20.04.2002 и 01.03.2013-09.03.2013. Указанные периоды, отстоящие друг от друга на одиннадцать лет, изучались при помощи глобальной численной модели верхней атмосферы UAM. Выбор первого из данных периодов был обоснован в 2003 году одновременной работой семи установок некогерентного рассеяния, специально включенных для изучения заранее спрогнозированных солнечных и геомагнитных бурь. Этот

период отличался наличием в рамках небольшого срока спокойной (15-16 апреля) и возмущённой (17-20 апреля) геомагнитной обстановки. Исследуемыми величинами в той работе [1] являлись рассчитанные с помощью UAM и измеренные одновременно на разных широтах, долготах и высотах концентрация электронов, ионная и электронная температуры. Были рассчитаны также параметры нейтральной атмосферы (газовый состав, температура и горизонтальные ветры) при помощи эмпирической модели NRLMSISE-00 [2] (далее – МСИС). Результаты сопоставления наблюдавшихся и рассчитанных параметров показали их хорошее согласие и опубликованы ранее [1].

Согласно существующим представлениям, наиболее отчётливо заметной формой солнечной активности является её 11-летняя повторяемость [3]. В соответствии с этим в период, следующий через 11 лет после 2002 года, должно наблюдаться хотя бы качественное соответствие ионосферы, рассчитанной для 2013 года, полученным ранее результатам для 2002 года. Целью данной работы является проверка этого соответствия и выяснение качества модели UAM при воспроизведении вариаций ионосферных и термосферных параметров с солнечной активностью.

1. Используемые данные и методы

Основным используемым в настоящей работе методом является численное моделирование физических процессов. В качестве инструмента выступает глобальная численная модель верхней атмосферы UAM (Upper Atmosphere Model). Эта модель неоднократно использовалась авторами ранее и показала способность воспроизводить трёхмерные вариации параметров ионосферы и термосферы как для спокойных, так и возмущённых условий во всём диапазоне широт и долгот [4-7]. В настоящей работе используются две версии данной модели:

1) UAM-ТМ, полуэмпирическая версия, в которой параметры нейтральной атмосферы (температура и концентрации компонент) берутся из эмпирической модели термосферы МСИС, а скорости движения вычисляются из уравнения для ветров с градиентами давления, рассчитанными по температуре и концентрациям из МСИС;

2) UAM-ТТ, полностью самосогласованная версия, в которой температура, состав нейтральной атмосферы и ветры рассчитаны по теоретическим уравнениям непрерывности, движения и теплового баланса.

Способ задания граничных условий соответствует всем предыдущим расчётам с использованием модели UAM. Начальные условия в обоих случаях задаются «нулевыми» (простейшими аппроксимациями). Шаг интегрирования по времени также одинаков и равняется 1 минуте.

Период моделирования (01.03.2013-09.03.2013) был преимущественно геомагнитно-спокойным. Индексы солнечной и геомагнитной активностей F10,7, Kp, AE и Dst для него приведены на рис. 1. Максимальное значение индекса Kp (5,0) наблюдалось 01.03.2013 г. в период времени с 09:00 до 12:00 UT, усреднённое за рассматриваемый период значение составляет 1,6. Минимальное значение индекса Dst за весь рассматриваемый временной отрезок равно –55 нТл, что соответствует слабо-возмущённым условиям. Уровень солнечной активности средний: усреднённое за период значение F10,7 равно $112,4 \cdot 10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$.

На основе рассчитанных модельных результатов построены глобальные

карты ряда ионосферных и термосферных параметров на фиксированной высоте (294 км), близкой к высоте главного ионосферного максимума, для момента времени 24UT каждого из моделируемых дней. Для сопоставления рассчитанной концентрации электронов использовалась эмпирическая модель ионосферы IRI-2016 (International Reference Ionosphere) [8] (далее – IRI).

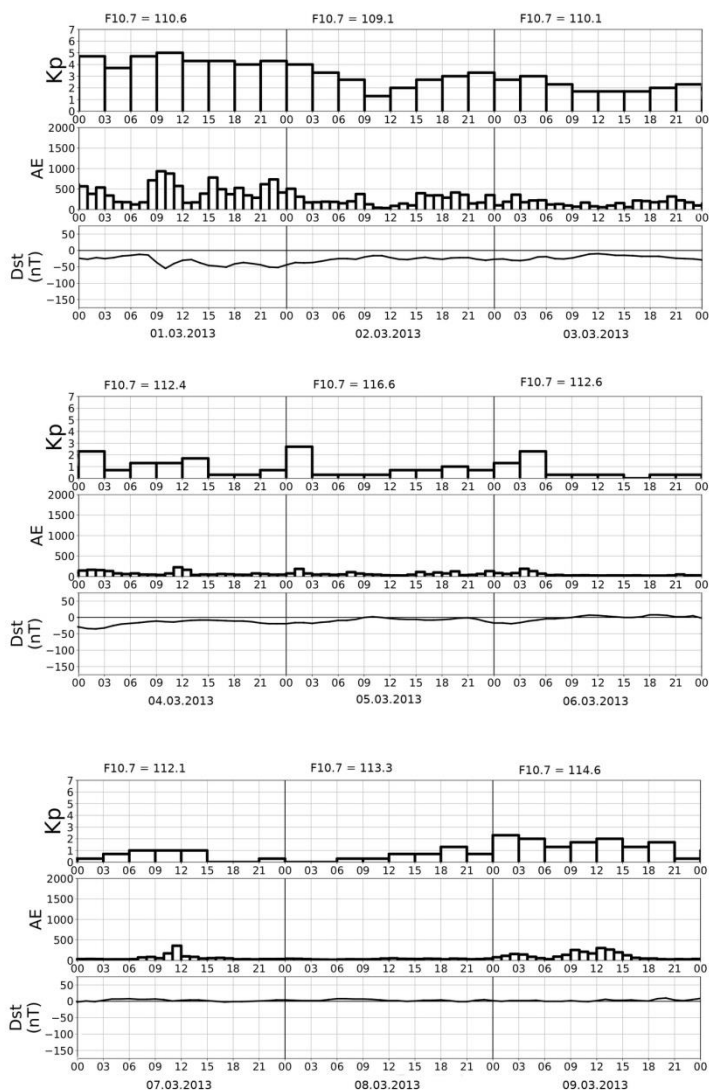


Рис. 1. Индексы геомагнитной активности F10,7, Kp, AE и Dst для периода 01.03.2013–09.03.2013 года.

2. Обсуждение и результаты

Характерные результаты моделирования представлены на рис. 2-6 в виде карт в геомагнитной системе координат, на которых пунктирными линиями обозначены географический экватор и положение линии терминатора, кружком – подсолнечная точка.

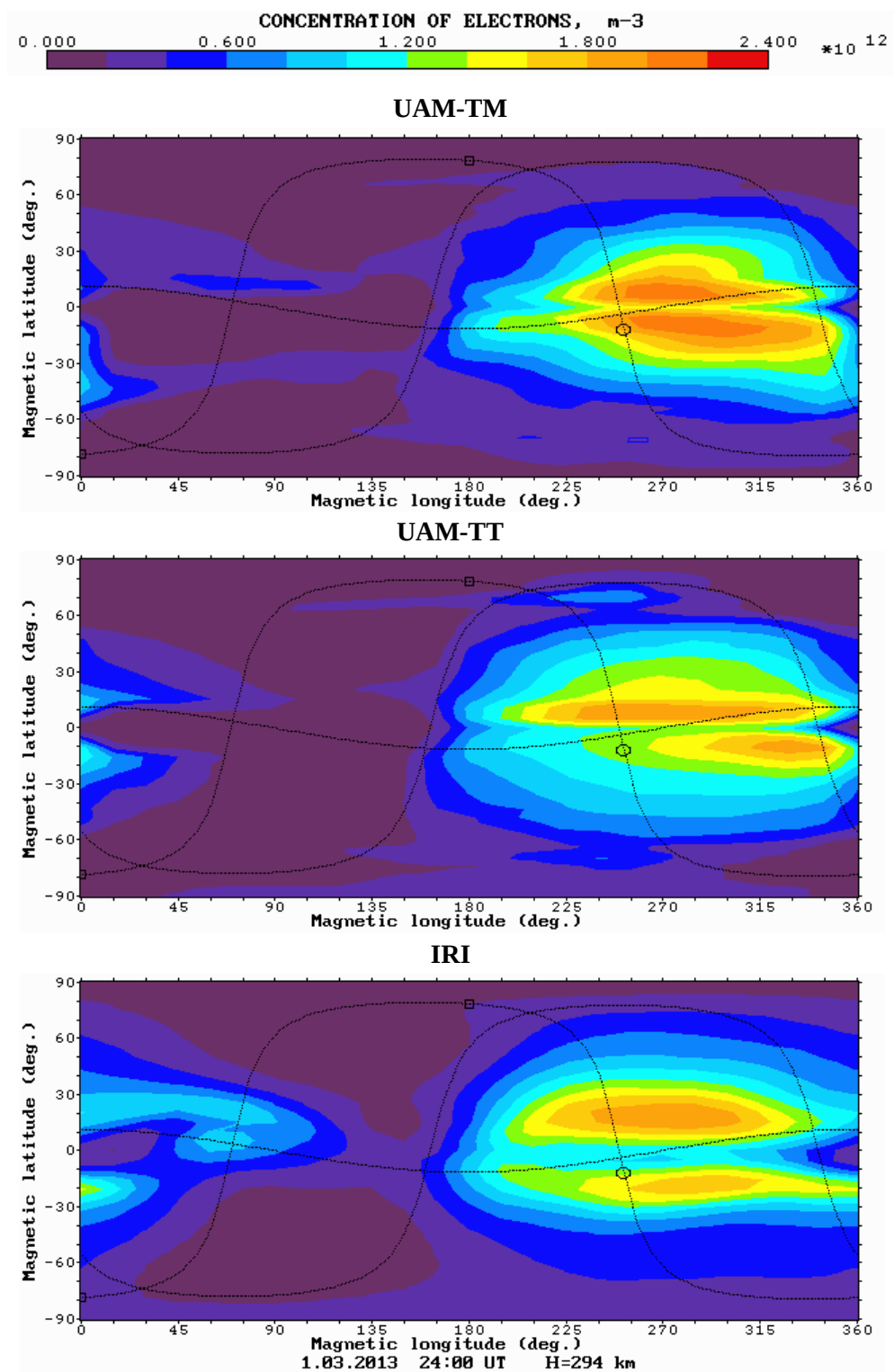


Рис. 2. Рассчитанная концентрация электронов (m^{-3}) для моделей UAM-TM, UAM-TT, IRI для момента 24:00UT 01.03.2013.

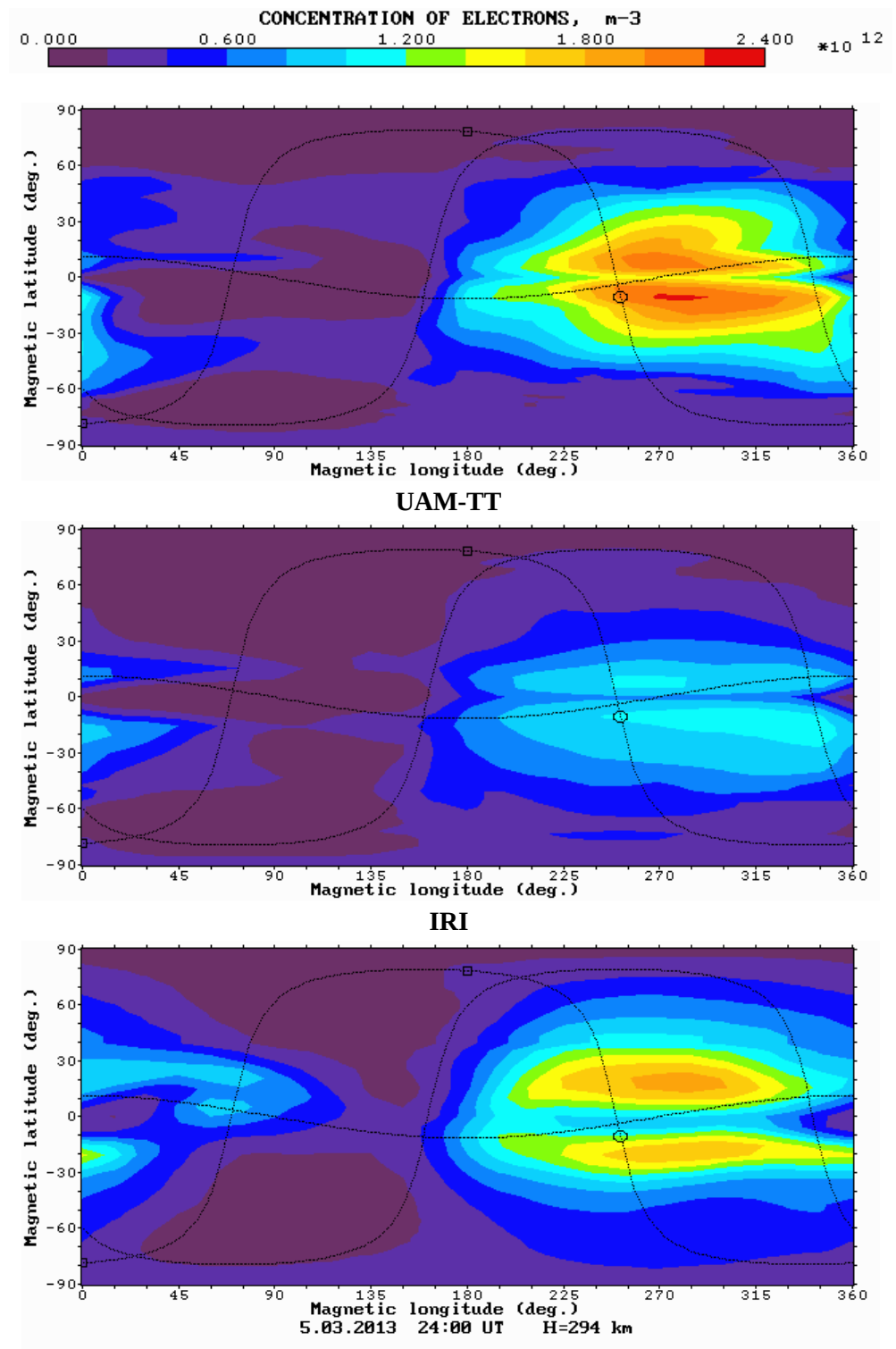


Рис. 3. Рассчитанная концентрация электронов (m^{-3}) для моделей UAM-TM, UAM-TT, IRI для момента 24:00UT 05.03.2013.

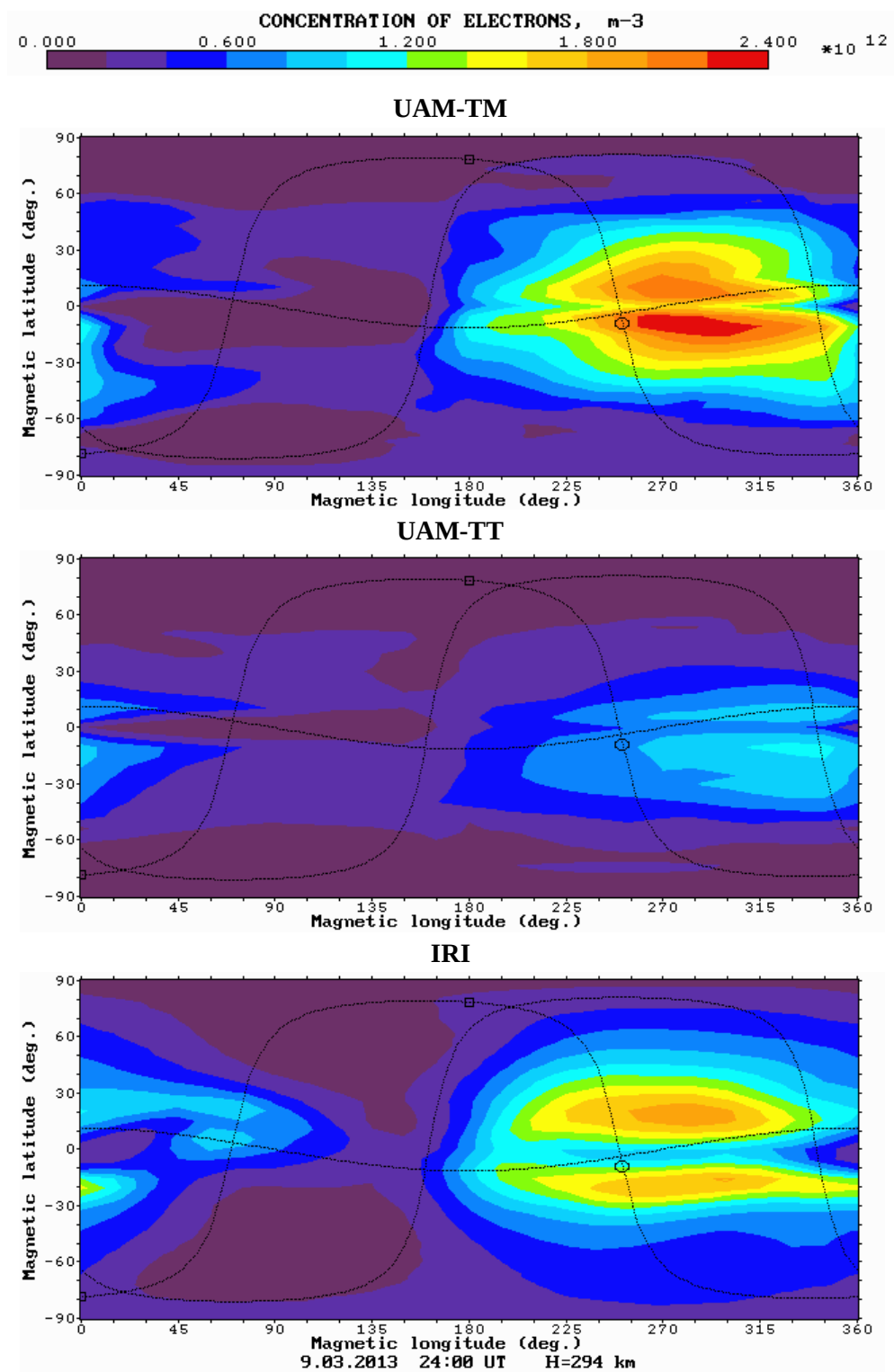


Рис. 4. Рассчитанная концентрация электронов (m^{-3}) для моделей UAM-TM, UAM-TT, IRI для момента 24:00UT 09.03.2013.

По данным IRI в рассмотренный период 1-9 марта 2013 г. распределение электронной концентрации вблизи максимума F2-области ионосферы практически не меняется. На дневной стороне отчётливо видны гребни экваториальной аномалии. В северном геомагнитном полушарии гребень сильнее выражен, чем в южном.

Качественно обе версии модели UAM воспроизводят структуру и динамику F2-области ионосферы. Абсолютные значения электронной концентрации в результатах расчётов по UAM-TM ближе к значениям эмпирической модели IRI, чем значения по UAM-TT, для которой абсолютные значения электронной концентрации сильно занижены глобально, начиная с 03.03.2013. Это занижение составляет около 5 раз ночью, и 2 раз днём

Широтно-долготные распределения концентраций атомарного кислорода, молекулярных азота и кислорода в единой шкале на высоте 294 км показывают, что по данным МСИС значения незначительно глобально возрастают при переходе от 01.03.2013 к 09.03.2013. Видна асимметрия между геомагнитными полушариями: в южном полушарии значения выше, чем в северном.

Широтно-долготные распределения концентрации атомарного кислорода на высоте 294 км (см. рис. 5) показывают, что по UAM-TT концентрация O к концу первых суток выше значений по МСИС, увеличение продолжается до 03.03.2013, далее падает до значений, меньших, чем по МСИС.

Анализ концентрации молекулярного азота (см. рис. 5) показывает, что для 01.03.2013 распределения концентрации N₂ по UAM-TT и МСИС близки друг к другу с незначительным завышением значений в самосогласованном варианте. В версии UAM-TT значения возрастают до 04.03.2013, после этой даты падают до значений существенно меньших, чем по МСИС.

Широтно-долготные распределения концентрации молекулярного кислорода (см. рис. 6) по самосогласованной версии модели UAM-TT показывают, что концентрация значительно завышена по сравнению с данными МСИС. Наибольшее приближение результатов расчетов $n(O_2)$ по UAM-TT к МСИС видно в первые сутки (01.03.2013). Далее по 04.03.2013 значения концентрации молекулярного кислорода возрастают, после 04.03.2013 – уменьшаются до значений, близких к данным МСИС.

Возможной причиной качественного расхождения значений электронной концентрации на высотах F2-слоя ионосферы, рассчитанной по моделям UAM-TT и IRI-2016, может являться завышение значений концентрации молекулярного кислорода, так как молекулярный кислород является одним из источников потерь для электронной концентрации в F2-области ионосферы, но обычно его концентрация много ниже концентрации N₂. Нарушение этого различия между $n(N_2)$ и $n(O_2)$ и является, на наш взгляд, главной причиной низких значений электронной концентрации в UAM-TT.

Причинами неточного расчёта концентраций нейтральных составляющих в UAM-TT могут быть: влияние малых нейтральных компонент (например, озона), турбулентный нагрев нейтрального газа, охлаждение нейтрального газа за счёт микроволнового излучения, на данный момент не учитываемые или некорректно учитываемые в модели UAM.

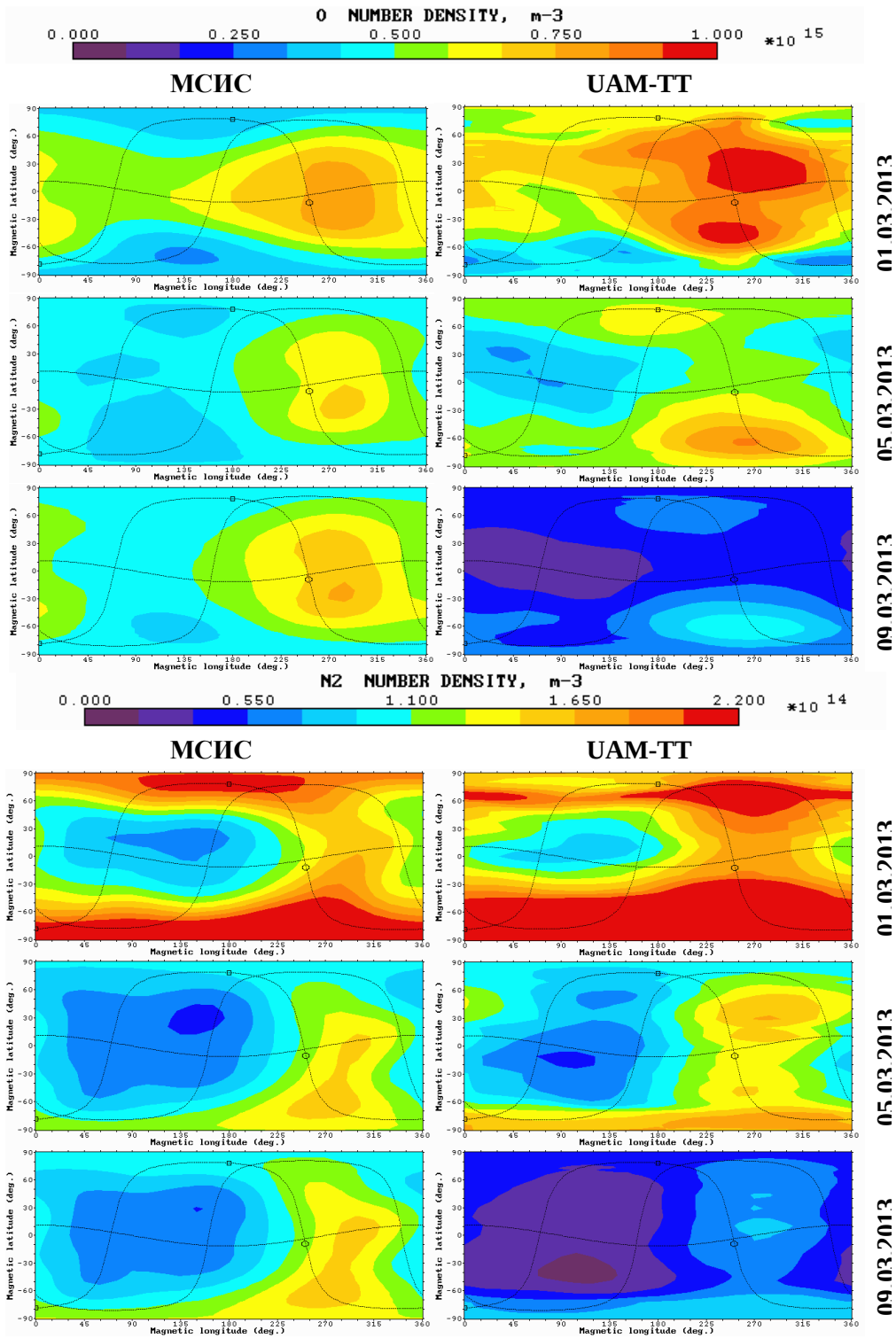


Рис. 5. Рассчитанные моделями MCIC и UAM-TT концентрации атомарного кислорода $n(O)$ и молекулярного азота $n(N_2)$ (в m^{-3}) на высоте 294 км для 24:00UT 1 марта, 5 марта и 9 марта 2013 г.

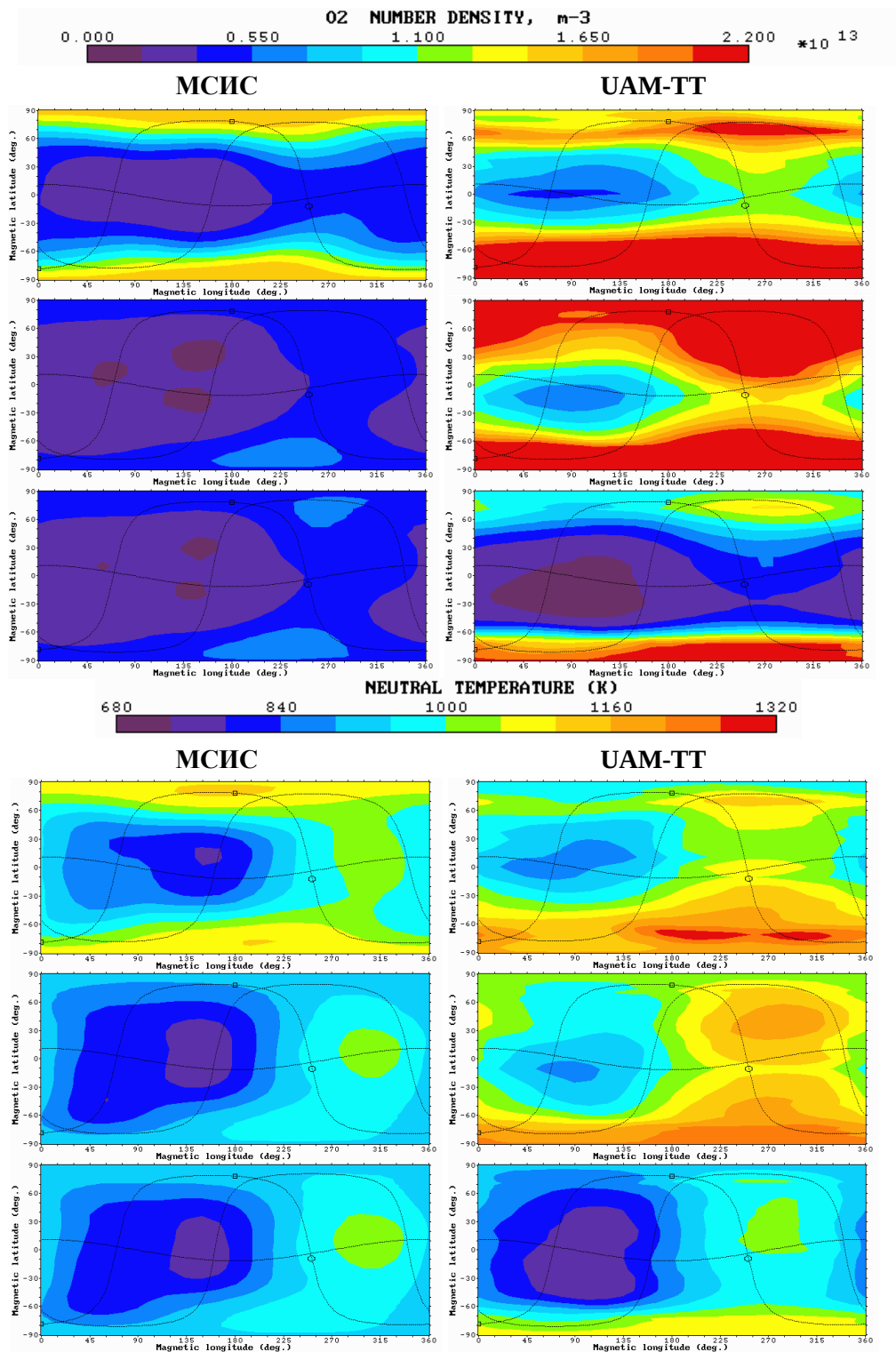


Рис. 6. Рассчитанная моделями MCIC и UAM-TT концентрация молекулярного кислорода $n(O_2)$ и нейтральная температура T_n (в K) на высоте 294 км для 24:00UT 1 марта, 5 марта и 9 марта 2013 г.

Широтно-долготные распределения температуры нейтрального газа (см. рис. 6) показывают заметное отличие результатов модели UAM-TT от данных МСИС для 1 и 5 марта в сторону более высоких температур при существенном сближении результатов для 9 марта. Одновременно с этим на высотах мезопаузы (около 90 км) наблюдается устойчивое падение температуры нейтрального газа, приводящее в конечном счёте к неустойчивости расчётов.

Заключение

В работе приведены результаты исследования поведения параметров ионосферы и термосферы, рассчитываемых в полностью самосогласованной UAM-TT и полуэмпирической UAM-TM версиях глобальной численной модели UAM для равноденственного периода вблизи аномально слабого максимума 24-го солнечного цикла. Обнаружены несоответствия с аналогичным исследованным ранее периодом 23-го цикла (апрель 2002 года), когда самосогласованная версия модели UAM-TT лучше соответствовала радарным ионосферным наблюдениям, чем UAM-TM. Данное исследование показало необходимость модификации блока нейтральной атмосферы и нижней ионосферы модели UAM в части добавления учёта озона в уравнениях непрерывности для молекулярного и атомарного кислорода и в уравнении теплового баланса для нейтрального газа, а также более корректного описания процессов нагрева и охлаждения в нижней нейтральной атмосфере за счёт турбулентности, поглощения солнечного излучения и микроволнового излучения атмосферы.

Литература

1. Modelling of the ionosphere /thermosphere behaviour during the April 2002 magnetic storms: A comparison of the UAM results with the ISR and NRLMSISE -00 data / A.A. Namgaladze et al. // *Advances in Space Research*. 2006. 37 (2). P.380-391.
2. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues / M. Picone et al. // *Journal of Geophysical Research*. 2002. 107 (A12). 1468.
3. Шефов, Н.Н. Излучение верхней атмосферы – индикатор её структуры и динамики / Н.Н. Шефов, А.И. Семенов, В.Ю. Хомич. – М.: ГЕОС, 2006. – 741 с.
4. High-latitude ionosphere during magnetic storms of October 26, 2003–November 1, 2003: Tomographic reconstructions and numerical modeling / I.V. Korableva, A.A. Namgaladze, A.N. Namgaladze // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2008. 48 (5). P. 642-651.
5. Numerical modeling of solar wind influences on the dynamics of the high-latitude upper atmosphere / M. Förster, B.E. Prokhorov, A.A. Namgaladze, M. Holschneider // *Advances in Radio Science*. 2012. 10. P. 299-312.
6. Latitudinal Variations and Altitude Profiles of Ionospheric Parameters: Comparison of Theoretical and Empirical Model Results / M.G. Botova, Yu.V. Romanovskaya, A.A. Namgaladze // *Russian Journal of Physical Chemistry B*. 2015. 9(5). P. 764-769.
7. Aerosols and seismo-ionosphere coupling: A review / A.A. Namgaladze, M.I. Karpov, M.A. Knyazeva // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018. 171. P. 83-93.
8. International Reference Ionosphere 2016: from ionospheric climate to real-time weather predictions: IRI-2016 / D. Bilitza et al. // *Space Weather*. 2017. 15. P. 418-429.

Сведения об авторах

Намгаладзе Александр Андреевич,

д.ф.-м.н., в.н.с., Мурманский арктический государственный университет,
Мурманск;

E-mail: namgaladze@yandex.ru

Парфенов Сергей Анатольевич,

стажёр-исследователь, Мурманский арктический государственный университет,
Мурманск;

E-mail: parfenov.sergey.mstu@mail.ru

Князева Мария Александровна,

к.ф.-м.н., с.н.с., Мурманский арктический государственный университет,
Мурманск;

E-mail: mariknyazeva@yandex.ru

Золотов Олег Владимирович,

к.ф.-м.н., с.н.с., Мурманский арктический государственный университет,
Мурманск;

E-mail: zolotovo@gmail.com

О. И. Ахметов, И. В. Мингалева, О. В. Мингалева, З. В. Суворова

**ВЛИЯНИЕ ПРОФИЛЯ ПРОВОДИМОСТИ ЛИТОСФЕРЫ НА
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ СНЧ И КНЧ
ДИАПАЗОНОВ В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ-ИОНОСФЕРА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ
ШИРОТ**

Аннотация

Представлены результаты численных экспериментов прохождения электромагнитных сигналов СНЧ и КНЧ диапазонов в волноводе Земля – ионосфера в области высоких широт при различных профилях проводимости литосферы.

Ключевые слова:

численное моделирование, литосфера, СНЧ, КНЧ.

O. I. Akhmetov, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev, Z. V. Suvorova

**THE LITHOSPHERIC CONDUCTIVITY PROFILE INFLUENCE ON
ELECTROMAGNETIC SLF AND ELF SIGNALS PROPAGATION IN THE HIGH
LATITUDE EARTH - IONOSPHERE WAVEGUIDE**

Abstract

The results of numerical experiments on propagation of the electromagnetic signals SLF and ELF ranges in the Earth-ionosphere waveguide in the region of high latitudes with different conductivity profiles of the lithosphere are presented.

Keywords:

numerical modeling, lithosphere, SLF, ELF.

Введение

Хорошо известно высокое значение ионосферных эффектов для всех видов деятельности, связанной с распространением радиоволн в волноводе Земля – ионосфера. Влиянием же второй границы волновода – литосферой, часто принято пренебрегать. Авторы представили в работе первые оценки эффективности данного подхода на Кольско-Карельском сегменте Балтийского моря сделанные методами численного моделирования распространения электромагнитных волн в волноводе Земля - ионосфера.

С целью выявления степени влияния литосферы были проведены эксперименты по прохождению электромагнитных сигналов в волноводе Земля – ионосфера при разных вариантах литосферных условий и фиксированных атмосферных. Вертикальный профиль концентрации электронов был одинаков для всех случаев, а атмосфера считалась однородной по горизонтали в области наблюдений, которая примерно соответствующей центральной части Кольского полуострова.

Описание численных экспериментов

Авторами были проведены расчёты распространения радиоволн в волноводе Земля-ионосфера для трех разных конфигураций литосферных условий. Атмосфера во всех случаях была идентичной. Вертикальный профиль концентрации электронов представлен на рис. 1а, он получен методами экстраполяции и интерполяции по данным модели IRI 2016 для даты 00:00UT 28.08.2014. Во всех случаях модель была горизонтально однородной как в литосфере, так и в атмосфере, диэлектрическая проницаемость литосферы ϵ принималась равной 9. В первом случае литосфера принималась однородной и по высоте с проводимостью $\sigma=1\cdot 10^{-5}$ См.

Во втором случае, представленном на рис. 1б, проводимость литосферы росла по экспоненциальному закону на глубинах более 10 км, а на глубинах менее 10 км принималась равной $\sigma=2\cdot 10^{-5}$ См. Данный профиль в целом соответствует результатам измерений, представленным в работе по исследованию проводимости грунта на Кольском полуострове [1].

Третий случай в целом идентичен второму за исключением того, что начальная проводимость приповерхностного слоя составляла $\sigma=2\cdot 10^{-3}$ См.

Источник во всех экспериментах представлял собой горизонтальный гармонический диполь длиной 100 км.

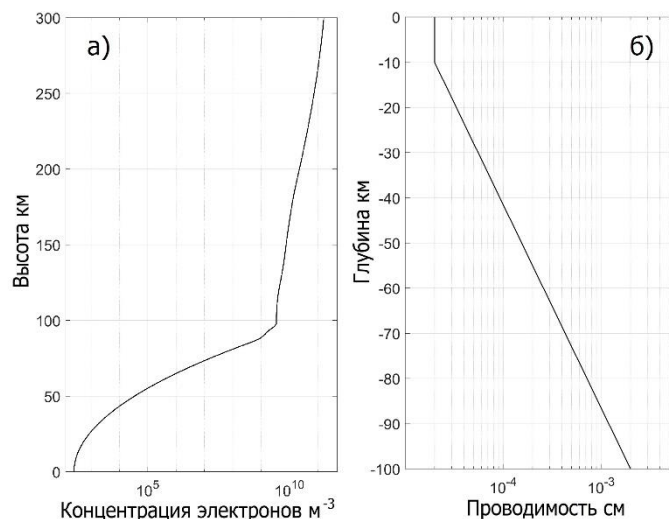


Рис. 3. Аппроксимированный высотный профиль концентрации электронов в 0 UT 28.08.2014 (а); аппроксимированный профиль проводимости литосферы (б).

Описание модели, граничных условий и функции источника

Используемая в представленной работе модель распространения электромагнитных сигналов в различных средах построена на основе схемы с противопотоковой аппроксимацией пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Также используется расщепление по пространственным направлениям и по физическим процессам, причем затухание поля сигнала за счет проводимости и его вращение при наличии холловской проводимости среды учитываются на отдельных шагах расщепления по аналитическим формулам. Схема

является монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным, а также является консервативной.

Рассмотрим кратко основные идеи, лежащие в основе численной схемы, более подробно в работах [2, 3].

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{\mathbf{A}}_x \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{\mathbf{A}}_y \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial z} (\hat{\mathbf{A}}_z \mathbf{u}) = \mathbf{F} \quad (1)$$

где

$$\mathbf{u} = (\tilde{B}_x, \tilde{B}_y, \tilde{B}_z, \tilde{E}_x, \tilde{E}_y, \tilde{E}_z),$$

$$\mathbf{F} = (F_1, F_2, F_3, F_4, F_5, F_6)^T,$$

$$\tilde{\mathbf{B}} = c_0 \mathbf{B}, \tilde{\mathbf{E}} = \sqrt{\varepsilon \mu} \mathbf{E}, \tilde{\mathbf{J}} = \mathbf{J} \frac{\sqrt{\mu}}{\varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon}},$$

$$F_1 = F_2 = F_3 = 0,$$

$$(F_4, F_5, F_6)^T = -[\mathbf{M} \times \tilde{\mathbf{B}}] - \eta \tilde{\mathbf{E}} - \tilde{\mathbf{J}},$$

$$\mathbf{M} = \nabla c + \frac{c(\nabla \mu)}{\mu},$$

$$c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}, c = c_0/\sqrt{\varepsilon \mu}, \eta = \sigma/(\varepsilon_0 \varepsilon),$$

ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, ε и μ – безразмерные относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды зависящие от пространственных координат. Симметричные матрицы $\hat{\mathbf{A}}_x, \hat{\mathbf{A}}_y, \hat{\mathbf{A}}_z$ определяются формулами:

$$\hat{\mathbf{A}}_x = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{\mathbf{R}}_x c \\ -c \hat{\mathbf{R}}_x & \hat{0} \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{A}}_y = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{\mathbf{R}}_y c \\ -c \hat{\mathbf{R}}_y & \hat{0} \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{A}}_z = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{\mathbf{R}}_z c \\ -c \hat{\mathbf{R}}_z & \hat{0} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathbf{R}}_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{R}}_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{R}}_z = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Векторное уравнение (1) задает 6-мерную линейную гиперболическую систему уравнений 1-го порядка, записанную в консервативной форме. Ее правая часть $\mathbf{F}$ линейно зависит от компонент вектора $\mathbf{u}$. Для численного интегрирования таких систем разработано достаточно много разностных схем, в том числе схемы повышенного порядка точности, которые применяются для уравнений газовой динамики. Наиболее полное описание этих схем содержится в монографиях [4, 5]. Используя метод расщепления по пространственным направлениям и физическим процессам [5,6], можно построить явные монотонные схемы численного интегрирования системы (1), которые сводятся к последовательному интегрированию 1-мерных по пространству гиперболических систем уравнений.

Для изотропной среды на каждом временном шаге нужно последовательно проинтегрировать 3 системы уравнений, например, в таком порядке:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\hat{\mathbf{A}}_x \mathbf{u}') &= \mathbf{F}_x, \\ \frac{\partial \mathbf{u}''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\hat{\mathbf{A}}_y \mathbf{u}'') &= \mathbf{F}_y, \\ \frac{\partial \mathbf{u}'''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\hat{\mathbf{A}}_z \mathbf{u}''') &= \mathbf{F}_z \end{aligned} \quad (2)$$

При этом правые части систем (2) выбираются так, чтобы они не изменялись на своем шаге расщепления и удовлетворяли равенству $\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y + \mathbf{F}_z$. На каждом из шагов расщепления для двух компонент магнитного поля и двух компонент электрического поля, ортогональных направлению шага, рассчитывается распространение сигнала

конечно-разностным способом, а также рассчитывается по аналитическим формулам затухание за счет проводимости третьей компоненты электрического поля. В качестве начальных условий для каждой системы уравнений в (2) берутся значения, рассчитанные в результате предыдущего шага расщепления. Сохранить второй порядок аппроксимации по времени в схеме расщепления можно, если циклически изменять порядок выполнения шагов расщепления. Например, выполняя сначала в следующем порядке шаги по пространственным направлениям: xuz , uxz , zxy , xzy , yzx , zyx . Обоснование этого утверждения содержится, например, в монографиях [5, 6].

В случае анизотропной среды с холловской проводимостью (такой средой является плазма в ионосфере и магнитосфере) тензор проводимости представляется в виде суммы его симметричной и антисимметричной частей. В этом случае к трем шагам расщепления схемы (2) добавляется четвертый шаг расщепления. Параметры среды и переменные, зависящие от проводимости и диэлектрической проницаемости, становятся тензорными. Компоненты вектора F задаются формулами:

$$(F_4, F_5, F_6)^T = -\left(\frac{\partial \hat{c}}{\partial x}\right) \hat{R}_x \tilde{B} - \left(\frac{\partial \hat{c}}{\partial y}\right) \hat{R}_y \tilde{B} - \left(\frac{\partial \hat{c}}{\partial z}\right) \hat{R}_z \tilde{B} - \hat{c}[\mathbf{M} \times \tilde{B}] - \hat{\eta} \tilde{E} - \tilde{J},$$

$$\hat{\eta} = \varepsilon_0^{-1} \hat{\varepsilon}^{-1/2} \hat{\sigma} \hat{\varepsilon}^{-1/2}, \quad \hat{c} = \frac{c_0 \hat{\varepsilon}^{-1/2}}{\sqrt{\mu}}.$$

При этом на трех шагах расщепления (2) учитываются только симметричная часть тензора проводимости, а на четвертом шаге учитывается вращение электрического поля за счет антисимметричной части тензора проводимости, которое описывается аналитическими формулами. При этом магнитное поле не изменяется. На этом шаге в каждой точке расчетной сетки аналитически решается система уравнений:

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = [\boldsymbol{\Omega} \times \tilde{E}] \quad (3)$$

здесь $\boldsymbol{\Omega} = (\tilde{\eta}_{yz}, \tilde{\eta}_{xz}, \tilde{\eta}_{xy})^T$ - угловая скорость, в которой $\tilde{\eta}_{yz}$, $\tilde{\eta}_{xz}$, $\tilde{\eta}_{xy}$ являются компонентами антисимметричной части тензора $\hat{\eta}$. Эта система задает вращение поля $\tilde{E}$ с вектором угловой скорости $\boldsymbol{\Omega}$. Соответствующее циклическое изменение последовательности выполнения шагов расщепления обеспечивает второй порядок аппроксимации по времени и в этом случае.

Во всех представленных в работе численных экспериментах область моделирования представляла собой параллелепипед с основанием 1536×3072 км, высотой в атмосфере 300 км и глубиной в литосфере 100 км. Шаги сетки по горизонтали составляли 8 км, по вертикали в атмосфере 2 км и 1 км в литосфере. Шаг по времени составлял $4 \cdot 10^{-6}$ сек.

В модельных экспериментах на всех внешних границах действовало граничное условие свободного ухода волны, что достигалось обнулением исходящего за пределы области потока. Применяемой авторами схема в таких условиях имеет достаточно низкие коэффициенты отражения плоской волны от границ области моделирования: для волн, падающих под углом от 80 до 90 градусов, отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей плоской волны не превышает 0.01. При угле падения 60 градусов это отношение уже составляет примерно 0.05, при угле падения 45 градусов - примерно 0.16, при угле падения 27 градусов - примерно 0.33, а при угле падения 18.4 градуса - примерно 0.43 [2]. Для примера метод FDTD (finite-differences time-domain method) [7] при применении простых граничных условий, таких как условия Мура (Mur) [8] и Лиао (Liao) [9] дает отражения порядка 0,1..1 %, но только при падении

волны на границу под прямым углом. При падении под острым углом коэффициент отражения растет вплоть до 100 % при падении по касательной. Однако при использовании непрерывно действующего источника даже столь малых отражений, которые порождает применяемая схема, достаточно для накопления ошибок в области моделирования, и возникает необходимость в использовании методов подавления подобных PML (perfectly matched layer), использующихся в FDTD моделях [10]. Именно такой тип источник применялся в представленных авторами экспериментах, что привело к необходимости адаптации и применения метода PML. Разделение схемы на пространственным переменным и физическим процессам позволяет применять профиль электрических и магнитных потерь, предложенный Беренгером, непосредственно к потокам противопотоковой схемы на границе области моделирования. Геометрический профиль потерь внутри отдельного слоя имеет вид:

$$\rho(r) = -\frac{\varepsilon_0 c_0}{2 \Delta x} \frac{\ln(g)}{g^{N-1}} \ln(R_0) g^{(r/\Delta x)} \quad (4)$$

где g - коэффициент геометрической прогрессии; Δx - шаг по пространству; c_0 - скорость света; N - номер PML-слоя, считая от интерфейса счетного региона и границы; r - расстояние от границы; R_0 - коэффициент отражения от первого слоя. В представленных численных экспериментах авторы используют профиль потерь, рассчитанный по формуле 4, со следующими параметрами: $R_0=0.01$ (1 %), коэффициент прогрессии $g = 2.15$, количество слоев 14. Несмотря на то, что коэффициент отражения от первого слоя не лучше чем характерный для данной схемы при обнулении исходящих потоков на углах падения 80-90 градусов, а на практике даже хуже вследствие отражений от последующих слоев, основным преимуществом метода PML является его крайне слабая зависимость от угла прихода электромагнитной волны. Данную особенность демонстрирует и адаптированный для противопотоковой схемы вариант.

В качестве источника сигнала во всех представленных экспериментах используется длинная линия (100 км), по которой протекает изменяющийся по закону синуса ток с максимальным значением 100 А. Линия направлена вдоль оси x , а по оси y смещена таким образом, чтобы расстояние до трех боковых границ счетной области от геометрического центра антенны было одинаково. Высота линии над поверхностью земли 15 м. Распределение поля в ближайших к линии 2-х узлах в каждую сторону рассчитывалось аналитически для условий $\varepsilon = \mu = 1, \sigma = 0$.

Результаты и обсуждение

Результаты моделирования представляют собой массивы электромагнитных полей для всех моментов времени с модельным шагом и всех узлов сетки. Представлять результаты в таком виде в формате статьи не представляется возможным. Поэтому далее в обсуждении и на рисунках будут обсуждаться только огибающие сигналов полученные в результате усреднения максимумов амплитуды за два периода колебаний. Усреднение происходит спустя некий промежуток времени, различный для разных частот, когда начальные эффекты перестанут оказывать заметное воздействие на результирующие поля. Таким образом, от множества значений полей по времени мы перейдем к одному. По пространству результаты рассматриваются только в приземном слое в направлении перпендикулярном направлению антенны. Пример максимальных амплитуд электрического поля на четырех различных частотах в зависимости от расстояния до источника представлен

на рис. 2. Из рисунка видно, что с увеличением частоты сигнала скорость затухания с расстоянием увеличивается, структура поля вблизи источника отличается от структуры на значительном удалении. Такое поведение демонстрирует влияние волновода Земля – ионосфера на распространение электромагнитных сигналов.

Авторы проанализировали разности максимальных амплитуд полей для трех различных литосферных условий. Для первых двух случаев со сплошной литосферой проводимостью $\sigma=1\cdot10^{-5}$ См и с профилем проводимости как на рис. 1 разница не превысила 1/1000 доли процента. Данный результат ясно демонстрирует, что в основном при проектировании антенн СНЧ, КНЧ диапазонов на Кольско-Карельском сегменте Балтийского щита влиянием структуры проводимости литосферы на прохождение сигнала в волноводе Земля-ионосфера допустимо пренебрегать и использовать для расчетов $\sigma=1\cdot10^{-5}$ См. В случае значительно более высокой проводимости как в третьем модельном варианте литосферы $\sigma=2\cdot10^{-3}$ См поведение сигнала изменяется как в зависимости от расстояния до источника, так и в зависимости от частоты. На рис. 3 в разных панелях представлены отклонения максимальной амплитуды электрического поля в зависимости от расстояния на разных частотах, для случаев два (профиль на рис. 1) и три (начальная $\sigma=2\cdot10^{-3}$ См). Из рис. 3 для частот 5 и 10 Гц видно, что вблизи источника повышенная проводимость литосферы приводит к ослаблению поля E_z на 0.5-1%, в то же время на значительном расстоянии более 400 км в случае 5 Гц и 300 км в случае 10 Гц, приводит к улучшению отражения от поверхности Земли и увеличению амплитуды. Для более высоких частот заметна обратная зависимость для компоненты E_z . Более значительные вариации компоненты E_x связаны с тем, что и сама эта компонента больше см. рис. 2. В целом с ростом частоты влияние профиля проводимости литосферы снижается.

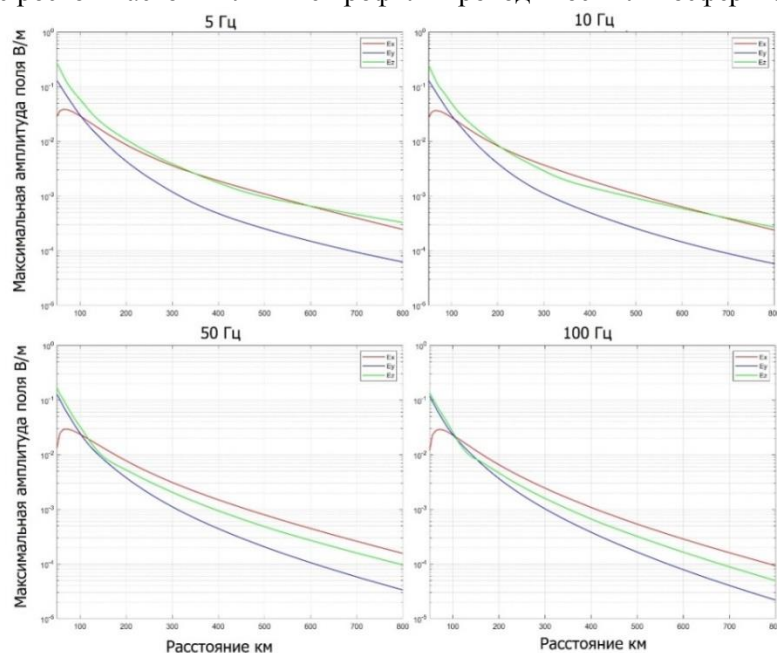


Рис. 2. Максимальные амплитуды компонент электрического поля на четырех различных частотах в зависимости от расстояния до источника.

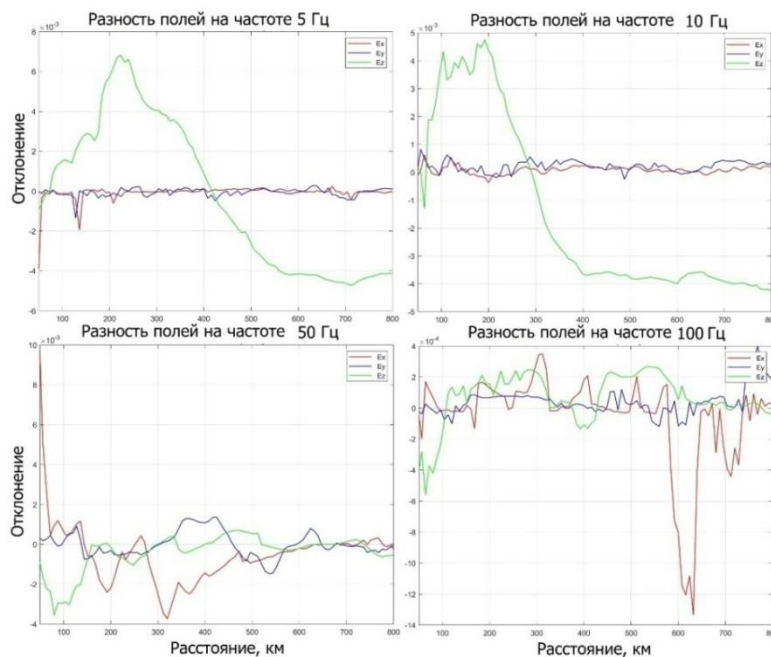


Рис. 3. Отклонения максимальной амплитуды компонент электрического поля в зависимости от расстояния на разных частотах.

Заключение

В работе показано, что в основном при проектировании антенн СНЧ, КНЧ диапазонов на Кольско-Карельском сегменте Балтийского щита влиянием структуры проводимости литосферы на прохождение сигнала в волноводе Земля-ионосфера допустимо пренебрегать и использовать для расчетов $\sigma=1 \cdot 10^{-5}$ См, кроме особых случаев, к примеру, на побережье, где значительно более высокая проводимость литосферы. В этих случаях поведение сигнала изменяется как в зависимости от расстояния до источника, так и в зависимости от частоты.

Литература

1. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A.A., Palshin N.A., Smirnov M.Yu., Tokarev A.D., Asming V.E., Vanyan L.L., Vardaniants I.L., and the BEAR Working Group. Crustal conductivity in Fennoscandia—a compilation of a database on crustal conductance in the Fennoscandian shield // *Earth Planets Space*. 54. 2002. 535–558.
2. Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений максвелла // *Математическое моделирование*. 2018. том 30. № 12. с. 17-38.
3. Мингалев О.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Ахметов О.И., Суворова З.В. Новый метод численного интегрирования системы Власова-Максвелла // *Математическое моделирование*. 2018. том 30. № 10. с. 21-43.
4. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. 2-е изд., испр. и доп. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. 656 с.
5. Бисикало Д.В., Жилкин А.Г., Боярчук А.А. Газодинамика тесных двойных звезд. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2013. 632 с.

6. Ковеня В.М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
7. Yee Kane. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1966. Vol. 14. PP. 302-307.
8. Mur G. "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time domain electromagnetic field equations", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 23, no. 4, pp. 277-382, Nov. 1981.
9. Liao Z.P., Wong H.L., Yang B.P., Yuan Y.F. A transmitting boundary for transient wave analyses. In: Scientia Sinica (series A). 17.1984. S. 1063 – 1076
10. Berenger J-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // Journal of Computational Physics. Vol. 114. Is. 2. P. 185-200.

Сведения об авторах

Ахметов Олег Иршатович

к.ф.-м.н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: akhmetov@pgia.ru

Мингалева Игорь Викторович

д.ф.-м.н., в. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты;
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Мингалева Олег Викторович

к. ф.-м. н., зав. сектора, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_o@pgia.ru

Суворова Зоя Викторовна

програмист, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: suvorova@pgia.ru

О. В. Мингалева, М. Н. Мельник

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА МЕТОДОМ БЫСТРОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Аннотация

Для численного решения краевых задач для уравнения Пуассона в 2-мерном прямоугольнике и 3-мерном параллелепипеде на регулярной сетке с большим числом узлов методом быстрого преобразования Фурье (БФП) разработаны несколько новых приемов, которые позволяют эффективно использовать параллельные вычисления как на ядрах центрального процессора, так и на графических процессорах (GPU). Создан набор программ для случая периодических граничных условий, а также для случаев однородных граничных условий Дирихле и Неймана. Эти программы дают решение с 4-м порядком точности и свободны от ограничения на число шагов сетки по каждому измерению в исходном методе БФП. Программы имеют простой и удобный интерфейс, а также максимально возможный уровень параллельности, и позволяют достаточно быстро решать указанные задачи с числом узлов сетки порядка 10^9 и более.

Ключевые слова:

уравнения Пуассона, краевая задача, метод быстрого преобразования Фурье, параллельные вычисления.

O. V. Mingaleva, M. N. Melnik

NUMERICAL SOLUTION OF BOUNDARY PROBLEMS FOR THE EQUATIONS OF POISSON BY FAST FOURIER TRANSFORM USING PARALLEL CALCULATIONS

Abstract

For the numerical solution of boundary value problems for the Poisson equation in a 2D and a 3D on a regular grid with a large number of nodes, the Fast Fourier Transform (FFT) method has developed several new techniques that make it possible to efficiently use parallel computing on both the cores CPU and on graphics processing units (GPU). A set of programs has been created for the case of periodic boundary conditions, as well as for the cases of homogeneous Dirichlet and Neumann boundary conditions. These programs have a solution 4th order of accuracy and haven't the restriction on the number of grid steps for each dimension in the original FFT method. Programs have a simple and usable interface, as well as the highest possible level of parallelism, and allow you to quickly solve these problems with the number of grid nodes of the order of 10^9 or more.

Keywords:

Poisson's equation, of boundary value problems, the Fast Fourier Transform, Parallel calculation.

Введение

Проблема быстрого численного решения краевых задач для уравнения Пуассона (см., например, [1]) в 2-мерном прямоугольнике и 3-мерном

параллелепипеде на регулярной сетке с большим числом узлов возникает во многих задачах физики и техники. Большую актуальность эта проблема имеет для физики бесстолкновительной космической плазмы. Во многих численных моделях крупномасштабных процессов в космической плазме в ходе каждого шага по времени для нахождения электрического и магнитного поля возникает необходимость в численном решении одной или нескольких краевых задач для уравнения Пуассона. Число шагов по времени в ходе одного просчета модели может иметь порядок от тысяч до миллионов и более. Поэтому для этих моделей необходимо создание набора высокопроизводительных максимально простых программ с удобным и ясным интерфейсом, каждая из которых предназначена для решения краевых задач одного типа, и имеет максимально возможный уровень параллельности.

Для этих целей возможно использовать только такие численные методы, в которых основной объем вычислений может выполняться в параллельном режиме на графических процессорах (GPU). К числу таких относится метод быстрого преобразования Фурье (далее БФП) (см., например, [2-4]), который позволяет решать задачу с периодическими граничными условиями, а также задачи с однородными граничными условиями Дирихле и Неймана.

Отметим, что в платные библиотеки MKL и IMSL языка FORTRAN входят подпрограммы решения краевых задач для уравнения Пуассона в 2-мерном прямоугольнике и 3-мерном параллелепипеде методом БФП, однако они имеют ряд недостатков, которые делают их непригодными для достижения указанных выше целей.

Метод быстрого преобразования Фурье допускает два варианта: со 2-м и 4-м порядком точности, и основан на алгоритме Кули-Туки (Кули-Тьюки) дискретного быстрого преобразования Фурье периодического 1-мерного массива с размерностью $N = 2^m$, что дает соответствующее ограничение на числа N_{x0} , N_{y0} , N_{z0} шагов сетки по каждому измерению X , Y , Z вида

$$N_{x0} = 2^{m_x}, \quad N_{y0} = 2^{m_y}, \quad N_{z0} = 2^{m_z}, \quad (1)$$

где $m_x, m_y, m_z \in \mathbb{N}$ – натуральные числа. Из этого ограничения вытекает условие на соотношения размеров параллелепипеда (прямоугольника) L_x, L_y, L_z по соответствующим измерениям X, Y, Z вида

$$L_y/L_x = 2^{M_{y,x}}, \quad L_z/L_x = 2^{M_{z,x}}, \quad M_{y,x} \in \mathbb{Z}, \quad M_{z,x} \in \mathbb{Z}, \quad (2)$$

где $M_{y,x} = m_y - m_x$, $M_{z,x} = m_z - m_x \in \mathbb{Z}$ – целые числа.

Это ограничение весьма неудобно для построения численных моделей крупномасштабных процессов в космической плазме. Отметим, что алгоритм Кули-Туки может быть обобщен также и для случая, когда размерность массива N имеет вид произведения степеней простых чисел 2, 3, 5, 7, то есть $N = 2^{m_2} \cdot 3^{m_3} \cdot 5^{m_5} \cdot 7^{m_7}$, где $m_2, m_3, m_5, m_7 \in \mathbb{Z}_+$ – целые неотрицательные числа. Однако в этом случае он существенно усложняется.

Для численного решения задачи Дирихле и задачи Неймана можно использовать два способа. Первый способ состоит в использовании соответственно дискретного синус или косинус-преобразования Фурье. Второй способ состоит в сведении исходной задачи к периодической задаче в прямоугольной области с удвоенными размерами путем продолжения правой части специальным образом. Отметим, что быстрое дискретное синус и косинус-преобразование Фурье периодического 1-мерного массива с размерностью N сводятся к обычному быстрому дискретному преобразованию Фурье периодического 1-мерного массива с удвоенной размерностью $2N$. При этом программы синус и косинус-преобразования существенно сложнее исходного преобразования Фурье. Кроме того, при таком сведении задачи Неймана к периодической автоматически достигается аппроксимация однородного граничного условия Неймана с тем же порядком точности, что и аппроксимация уравнения Пуассона. Поэтому второй способ для наших целей является более удобным, и в работе предложен прием сведения задачи Дирихле или Неймана с однородными граничными условиями в прямоугольнике $[0; L_x] \times [0; L_y]$ или параллелепипеде $[0; L_x] \times [0; L_y] \times [0; L_z]$ к периодической задаче в аналогичной области с удвоенными размерами по каждому измерению. При этом автоматически получается конечноразностная аппроксимация граничного условия Неймана того же порядка точности, что и аппроксимация уравнения Пуассона, в частности, аппроксимация 4-го порядка точности. Это является важным новым методическим результатом.

Также в работе предложен новый прием, который позволяет снять ограничение (1) на число шагов сетки по каждому измерению, то есть оставляет только условие (2), и состоит в следующем. Если условие (1) нарушено, то по исходной сетке с шагом h_0 создается вспомогательная сетка с более мелким шагом h и числами шагов сетки по каждому измерению N_x, N_y, N_z , которые удовлетворяют условию (1). При этом числа m_x, m_y, m_z определяются через исходные числа шагов N_{x0}, N_{y0}, N_{z0} по формулам

$$m_x = [\log_2 N_{x0}] + 1, \quad m_y = [\log_2 N_{y0}] + 1, \quad m_z = [\log_2 N_{z0}] + 1, \quad (3)$$

где через $[a]$ обозначена целая часть действительного числа a . Для получения дискретной задачи на вспомогательной сетке выполняем интерполяцию правой части уравнения с исходной сетки на вспомогательную сетку при помощи интерполяционного полинома Лагранжа с порядком на 2 большим используемого порядка аппроксимации уравнения. То есть в случае метода 2-го порядка точности используем полином Лагранжа 4-го порядка — аппроксимация по 4-м ближайшим узлам на измерение, а в случае метода 4-го порядка точности используем полином Лагранжа 6-го порядка — аппроксимация по 6-ти ближайшим узлам на измерение. После этого методом БФП решается задача на вспомогательной сетке, а потом полученное численное решение интерполируется обратно на исходную сетку полностью аналогично описанной интерполяции. Многочисленные тестовые расчеты показали высокую точность и эффективность этого приема.

В работе рассматриваются основные детали программы, которая выполняет следующие шаги.

1) Сведение задачи Дирихле или Неймана к периодической задаче в прямоугольной области с удвоенными размерами по каждому измерению в результате продолжения правой части по соответствующим формулам.

2) Построение удовлетворяющей условию (1) вспомогательной сетки с меньшим шагом h , и интерполяция правой части уравнения на эту сетку, которую удобно выполнять в параллельном режиме.

3) Вычисление собственных чисел 1-мерной дискретной периодической задачи по каждому измерению на вспомогательной сетке.

4) Вычисление массива коэффициентов дискретного преобразования Фурье правой части на вспомогательной сетке. Эта первая из двух главных частей программы, которая содержит почти половину всех вычислений. Она выполняется в результате последовательного выполнения по каждому измерению 1-мерного быстрого преобразования Фурье для всех 1-мерных сечений массива правой части вдоль данного измерения. В ходе последнего процесса каждое 1-мерное сечение массива правой части вдоль данного измерения независимо обрабатывается подпрограммой 1-мерного БФП. Поэтому эта часть программы удобна для выполнения в параллельном режиме как на ядрах центрального процессора, так и на графическом процессоре.

5) Вычисление массива коэффициентов Фурье для решения периодической задачи при помощи соответствующих формул по уже вычисленным собственным числам и коэффициентам Фурье правой части, которое удобно выполнять в параллельном режиме.

6) Вычисление сеточного массива решения при помощи обратного дискретного преобразования Фурье. Эта вторая из двух главных частей программы, которая по объему вычислений и методике выполнения аналогична прямому преобразованию Фурье, описанному в пункте 4).

7) Обратная интерполяция решения со вспомогательной сетки на исходную сетку, аналогичная прямой интерполяции в пункте 2).

8) Численное дифференцирование решения для нахождения соответствующего векторного поля, использующегося в модели.

Отметим, что все описанные выше шаги удобны для выполнения в параллельном режиме.

1. Сведение задач Дирихле и Неймана к периодической задаче.

Обозначим в пространствах $\mathbb{R}^2$ и $\mathbb{R}^3$ векторы ортонормированного базиса декартовой системы координат через $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ и $\mathbf{e}_z$, а векторы в этих пространствах будем рассматривать в виде:

$$\mathbf{x} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y \in \mathbb{R}^2, \quad \mathbf{x} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z \in \mathbb{R}^3.$$

Будем рассматривать 2-мерный открытый исходный прямоугольник $\Pi_{2,1}$ и прямоугольник $\Pi_{2,2}$ с удвоенными размерами, которые определяются формулами

$$\Pi_{2,1} = (0; L_x) \times (0; L_y), \quad \Pi_{2,2} = (0; 2L_x) \times (0; 2L_y) \quad (4)$$

а также аналогичные 3-мерные параллелепипеды исходный $\Pi_{3,1}$ и «удвоенный» $\Pi_{3,2}$, которые определяются формулами

$$\Pi_{3,1} = (0; L_x) \times (0; L_y) \times (0; L_z), \quad \Pi_{3,2} = (0; 2L_x) \times (0; 2L_y) \times (0; 2L_z). \quad (5)$$

В этих обозначениях первый нижний индекс показывает размерность пространства, а второй характеризует размеры по каждому измерению прямоугольника или параллелепипеда.

Рассмотрим краевые задачи Дирихле и Неймана с однородными граничными условиями и финитной правой частью для уравнения Пуассона

$$\Delta u(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in \Pi_{n,1}, \quad (6)$$

где правая часть $f(\mathbf{x})$ – заданная функция. Будем считать, что правая часть $f(\mathbf{x}) \in \dot{C}^1(\bar{\Pi}_{n,1})$, то есть является достаточно гладкой (1 раз непрерывно дифференцируема) на замкнутом прямоугольнике (параллелепипеде) $\bar{\Pi}_{n,1}$ и финитной (равной нулю в некоторой окрестности границы $\partial\Pi_{n,1}$), где $n = 2, 3$ – размерность пространства. Однородное граничное условие Дирихле имеет вид

$$u(\mathbf{x}) = 0, \quad \mathbf{x} \in \partial\Pi_{n,1}. \quad (7)$$

Однородное граничное условие Неймана имеет вид

$$\frac{\partial u(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad \mathbf{x} \in \partial\Pi_{n,1}, \quad (8)$$

где $\mathbf{n}(\mathbf{x})$ – единичная внешняя нормаль к границе $\partial\Pi_{n,1}$. Рассмотрим сведение задачи Дирихле (6), (7) или задачи Неймана (6), (8) с однородными граничными условиями в прямоугольнике или параллелепипеде $\Pi_{n,1}$ к соответствующей периодической краевой задаче в удвоенном прямоугольнике или параллелепипеде $\Pi_{n,2}$. Для этого необходимо соответствующим образом продолжить правую часть $f(\mathbf{x})$ с множества $\bar{\Pi}_{n,1}$ на удвоенный прямоугольник или параллелепипед $\bar{\Pi}_{n,2}$. Обозначим такое продолжение в случае задачи Дирихле через $F_D(\mathbf{x})$, а в случае задачи Неймана через $F_N(\mathbf{x})$. Для продолжения $F_D(\mathbf{x})$ по каждой переменной используется нечетное продолжение относительно правого края L_x , L_y , L_z исходного интервала. В 2-мерном случае продолжение $F_D(\mathbf{x})$ определяется формулами

$$\left. \begin{aligned} F_D(x, y) &\equiv f(x, y), \quad F_D(x + L_x, y) \equiv -f(L_x - x, y), \\ F_D(x, y + L_y) &\equiv -f(x, L_y - y), \quad F_D(x + L_x, y + L_y) \equiv f(L_x - x, L_y - y), \\ (x, y) &\in \bar{\Pi}_{2,1} = [0; L_x] \times [0; L_y]. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

В 3-мерном случае продолжение $F_D(\mathbf{x})$ получается в результате последовательного применения следующих формул:

$$\left. \begin{aligned} F_D(x, y, z) &\equiv f(x, y, z), & F_D(x + L_x, y, z) &\equiv -f(L_x - x, y, z), \\ F_D(x, y + L_y, z) &\equiv -f(x, L_y - y, z), \\ F_D(x + L_x, y + L_y, z) &\equiv f(L_x - x, L_y - y, z) \\ \text{при } (x, y, z) &\in \bar{\Pi}_{3,1} = [0; L_x] \times [0; L_y] \times [0; L_z], \\ F_D(x, y, z + L_z) &\equiv -f(x, y, L_z - z) \\ \text{при } (x, y, z) &\in [0; 2L_x] \times [0; 2L_y] \times [0; L_z]. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Для продолжения $F_N(\mathbf{x})$ по каждой переменной используется четное продолжение относительно правого края исходного интервала. В 2-мерном случае оно определяется формулами

$$\left. \begin{aligned} F_N(x, y) &\equiv f(x, y), & F_N(x + L_x, y) &\equiv f(L_x - x, y), \\ F_N(x, y + L_y) &\equiv f(x, L_y - y), & F_N(x + L_x, y + L_y) &\equiv f(L_x - x, L_y - y), \\ (x, y) &\in \bar{\Pi}_{2,1} = [0; L_x] \times [0; L_y], \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

а в 3-мерном случае получается в результате последовательного применения аналогичных формул:

$$\left. \begin{aligned} F_N(x, y, z) &\equiv f(x, y, z), & F_N(x + L_x, y, z) &\equiv f(L_x - x, y, z), \\ F_N(x, y + L_y, z) &\equiv f(x, L_y - y, z), \\ F_N(x + L_x, y + L_y, z) &\equiv f(L_x - x, L_y - y, z) \\ \text{при } (x, y, z) &\in \bar{\Pi}_{3,1} = [0; L_x] \times [0; L_y] \times [0; L_z], \\ F_N(x, y, z + L_z) &\equiv f(x, y, L_z - z) \\ \text{при } (x, y, z) &\in [0; 2L_x] \times [0; 2L_y] \times [0; L_z]. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Рассмотрим в удвоенном прямоугольнике или параллелепипеде $\Pi_{n,2}$ периодические краевые задачи для уравнения Пуассона

$$\Delta U(\mathbf{x}) = F(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in \Pi_{n,2}, \quad (13)$$

с продолженными правыми частями $F(\mathbf{x}) = F_D(\mathbf{x})$ и $F(\mathbf{x}) = F_N(\mathbf{x})$. Используя представление решения его рядом Фурье по собственным функциям, можно доказать следующее утверждение.

Утверждение. Пусть $f(\mathbf{x}) \in \dot{C}^1(\bar{\Pi}_{n,1})$, где область $\Pi_{n,1}$ определяется формулами (4) и (5), а функции $F_D(\mathbf{x})$ и $F_N(\mathbf{x})$ являются продолжениями функции $f(\mathbf{x})$ по формулам (9), (11) и (10), (12) соответственно на определяемую

формулами (4) и (5) удвоенную область $\Pi_{n,2}$. Если $U_D(\mathbf{x})$ является классическим решением периодической краевой задачи (13) при $F(\mathbf{x}) = F_D(\mathbf{x})$, то его ограничение на $\bar{\Pi}_{n,1}$ является классическим решением задачи Дирихле (6), (7). Если $U_N(\mathbf{x})$ является классическим решением периодической краевой задачи (13) при $F(\mathbf{x}) = F_N(\mathbf{x})$, то его ограничение на $\bar{\Pi}_{n,1}$ является классическим решением задачи Неймана (6), (8).

2. Интерполяция на вспомогательную сетку и обратно.

Рассмотрим вопрос построения вспомогательной сетки. Будем считать, что размеры параллелепипеда (прямоугольника) L_x, L_y, L_z удовлетворяют условию (2), и в задаче из физических условий введена сетка с шагом $h_0 = L_x/N_{x0} = L_y/N_{y0} = L_z/N_{z0}$. Если числа шагов сетки по каждому измерению N_{x0}, N_{y0}, N_{z0} не удовлетворяют условию (1), то вводим вспомогательную сетку с меньшим шагом $h = L_x/N_x = L_y/N_y = L_z/N_z$, для которой новые числа шагов сетки по каждому измерению N_x, N_y, N_z удовлетворяют условию (1). При этом числа m_x, m_y, m_z определяются через исходные числа шагов N_{x0}, N_{y0}, N_{z0} по формулам (3). При помощи целых векторов (мультииндексов) $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$ и $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$ при $n = 2$, и $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y + k_z \mathbf{e}_z$ и $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y + k_z \mathbf{e}_z$ при $n = 3$ узлы этих сеток обозначим как

$$\mathbf{r}(\mathbf{k}) = h_0 \cdot \mathbf{k}, \quad \tilde{\mathbf{r}}(\tilde{\mathbf{k}}) = h \cdot \tilde{\mathbf{k}}, \quad \mathbf{k}, \tilde{\mathbf{k}} \in \mathbb{Z}^n, \quad n = 2, 3, \quad (14)$$

Будем считать, что в исходной физической задаче задан массив значений $F_h(\mathbf{k}) = F(\mathbf{r}(\mathbf{k}))$ правой части $F(\mathbf{x})$ в узлах исходной сетки на замыкании «удвоенной» области $\bar{\Pi}_{n,2}$. Для получения массива значений $\tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) = F(\tilde{\mathbf{r}}(\tilde{\mathbf{k}}))$ правой части в узлах вспомогательной сетки выполняем интерполяцию с исходной сетки на вспомогательную при помощи интерполяционного полинома Лагранжа 6-го порядка — аппроксимация по 6-ти ближайшим узлам на измерение, то есть по 36 узлам при $n = 2$ и по 216 узлам при $n = 3$. Применительно к рассматриваемому случаю эту формулу интерполяции при $n = 2$ удобно представить в форме

$$\begin{aligned}
\tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) = & \sum_{p_x=-2}^3 \sum_{p_y=-2}^3 F_h(\lceil h\tilde{\mathbf{k}}/h_0 \rceil + \mathbf{p}) \times \\
& \times \left(\prod_{i_x=-2}^3 \frac{(\{h\tilde{k}_x/h_0\} - i_x)(1 - \delta_{i_x, p_x})}{\delta_{i_x, p_x} + (p_x - i_x)} \right) \times \\
& \times \left(\prod_{i_y=-2}^3 \frac{(\{h\tilde{k}_y/h_0\} - i_y)(1 - \delta_{i_y, p_y})}{\delta_{i_y, p_y} + (p_y - i_y)} \right),
\end{aligned} \tag{15}$$

где через $\lceil R \rceil$ и $\{R\} = R - \lceil R \rceil$ обозначены целая и дробная части действительного числа R , через $\lceil h\tilde{\mathbf{k}}/h_0 \rceil = \lceil h\tilde{k}_x/h_0 \rceil \mathbf{e}_x + \lceil h\tilde{k}_y/h_0 \rceil \mathbf{e}_y \in \mathbb{Z}^2$ и $\mathbf{p} = p_x \mathbf{e}_x + p_y \mathbf{e}_y \in \mathbb{Z}^2$ обозначены соответствующие векторы с целыми координатами, и через

$$\delta_{i,p} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = p \\ 0 & \text{при } i \neq p \end{cases}.$$

обозначен символ Кронекера. При $n=3$, используя аналогичные обозначения, формулу интерполяции удобно представить в форме

$$\begin{aligned}
\tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) = & \sum_{p_x=-2}^3 \sum_{p_y=-2}^3 \sum_{p_z=-2}^3 F_h(\lceil h\tilde{\mathbf{k}}/h_0 \rceil + \mathbf{p}) \times \\
& \times \left(\prod_{i_x=-2}^3 \frac{(\{h\tilde{k}_x/h_0\} - i_x)(1 - \delta_{i_x, p_x})}{\delta_{i_x, p_x} + (p_x - i_x)} \right) \times \\
& \times \left(\prod_{i_y=-2}^3 \frac{(\{h\tilde{k}_y/h_0\} - i_y)(1 - \delta_{i_y, p_y})}{\delta_{i_y, p_y} + (p_y - i_y)} \right) \times \\
& \times \left(\prod_{i_z=-2}^3 \frac{(\{h\tilde{k}_z/h_0\} - i_z)(1 - \delta_{i_z, p_z})}{\delta_{i_z, p_z} + (p_z - i_z)} \right).
\end{aligned} \tag{16}$$

Обозначим через $U_h(\mathbf{k}) = U(\mathbf{r}(\mathbf{k}))$ и $\tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}}) = U(\tilde{\mathbf{r}}(\tilde{\mathbf{k}}))$ массивы значений решения соответственно в узлах исходной сетки и в узлах вспомогательной сетки, которые можно в силу условия периодичности продолжить на все множество $\mathbb{Z}^n$. Обратная интерполяция решения со вспомогательной сетки на исходную дается формулами, аналогичными (15) и (16):

$$\begin{aligned}
U_h(\mathbf{k}) = & \sum_{p_x=-2}^3 \sum_{p_y=-2}^3 \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}})([h_0 \mathbf{k}/h] + \mathbf{p}) \times \\
& \times \left(\prod_{i_x=-2}^3 \frac{(\{h_0 k_x/h\} - i_x)(1 - \delta_{i_x, p_x})}{\delta_{i_x, p_x} + (p_x - i_x)} \right) \times \\
& \times \left(\prod_{i_y=-2}^3 \frac{(\{h_0 k_y/h\} - i_y)(1 - \delta_{i_y, p_y})}{\delta_{i_y, p_y} + (p_y - i_y)} \right), \quad n=2,
\end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
U_h(\mathbf{k}) = & \sum_{p_x=-2}^3 \sum_{p_y=-2}^3 \sum_{p_z=-2}^3 \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}})([h_0 \mathbf{k}/h] + \mathbf{p}) \times \\
& \times \left(\prod_{i_x=-2}^3 \frac{(\{h_0 k_x/h\} - i_x)(1 - \delta_{i_x, p_x})}{\delta_{i_x, p_x} + (p_x - i_x)} \right) \times \\
& \times \left(\prod_{i_y=-2}^3 \frac{(\{h_0 k_y/h\} - i_y)(1 - \delta_{i_y, p_y})}{\delta_{i_y, p_y} + (p_y - i_y)} \right) \times \\
& \times \left(\prod_{i_z=-2}^3 \frac{(\{h_0 k_z/h\} - i_z)(1 - \delta_{i_z, p_z})}{\delta_{i_z, p_z} + (p_z - i_z)} \right), \quad n=3.
\end{aligned} \tag{18}$$

3. Формулы для решения периодической задачи методом Фурье

Алгоритм решения дискретной краевой задачи методом БФП с логической точки зрения является полным аналогом решения соответствующей исходной «непрерывной» краевой задачи методом Фурье. Поэтому для отслеживания алгоритмической цепочки необходимо сначала рассмотреть формулы для решения периодической задачи (13) методом Фурье. В этих формулах используются собственные числа и функции 1-мерной периодической задачи

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \lambda \cdot V(x), \quad x \in (0; 2L), \quad V(0) = V(2L), \tag{19}$$

которые удобно обозначить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \lambda[2s] &= -(\pi s/L)^2, & V[2s](x) &= \cos(\pi s x/L), & s &= 0, 1, 2, \dots (s \in \mathbb{Z}_+) \\ \lambda[2s-1] &= -\left(\frac{\pi s}{2L}\right)^2, & V[2s-1](x) &= \sin\left(\frac{\pi s x}{2L}\right), & s &= 1, 2, \dots (s \in \mathbb{N}) \end{aligned} \right\} \tag{20}$$

Заметим, что собственные числа $\lambda[0] = 0$ и $\lambda[4s-3] = -(\pi(2s-1)/(2L))^2$ являются однократными с собственными функциями соответственно $V[0](x) \equiv 1$

и $V[4s-3](x) = \sin(\pi(2s-1)x/(2L))$, где $s \in \mathbb{N}$. Остальные собственные числа являются двукратными: $\lambda[2s] = \lambda[4s-1] = -(\pi s/L)^2$, и им соответствует пара собственных функций $V[2s](x) = \cos(\pi s x/L)$ и $V[4s-1](x) = \sin(\pi s x/L)$ взаимно ортогональных в пространстве $L_2(0; 2L)$.

Собственные числа и функции для периодической задачи (13) удовлетворяют уравнению

$$\Delta W(x) = \lambda \cdot W(x), \quad x \in \Pi_{n,2}, \quad (21)$$

и выражаются через определяемые формулами (20) собственные числа и функции 1-мерной периодической задачи (21) следующим образом. Обозначим собственные числа и функции соответствующих 1-мерных задач вида (20) по переменным X , Y и Z как

$$\left. \begin{aligned} \lambda_\alpha[2p_\alpha] &= -(\pi p_\alpha/L_\alpha)^2; \\ V_\alpha[2p_\alpha](x) &= \cos(\pi p_\alpha x/L_\alpha), \quad p_\alpha = 0, 1, 2, \dots (p_\alpha \in \mathbb{Z}_+) \\ \lambda_\alpha[2p_\alpha-1] &= -\left(\frac{\pi p_\alpha}{2L_\alpha}\right)^2; \\ V_\alpha[2p_\alpha-1](x) &= \sin\left(\frac{\pi p_\alpha x}{2L_\alpha}\right), \quad p_\alpha = 1, 2, \dots (p_\alpha \in \mathbb{N}) \\ \alpha &= x, y, z. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Собственные числа и функции задачи (21) для $n=2$ определяются формулами

$$\left. \begin{aligned} \lambda[\mathbf{p}] &= \lambda_x[p_x] + \lambda_y[p_y], \quad \mathbf{p} = p_x \mathbf{e}_x + p_y \mathbf{e}_y \in \mathbb{Z}_+^2 \\ W[\mathbf{p}](x) &= W[p_x, p_y](x, y) = V_x[p_x](x) \cdot V_y[p_y](y), \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

а для $n=3$ определяются формулами

$$\left. \begin{aligned} \lambda[\mathbf{p}] &= \lambda_x[p_x] + \lambda_y[p_y] + \lambda_z[p_z], \quad \mathbf{p} = p_x \mathbf{e}_x + p_y \mathbf{e}_y + p_z \mathbf{e}_z \in \mathbb{Z}_+^3 \\ W[\mathbf{p}](x) &= W[p_x, p_y, p_z](x, y, z) = V_x[p_x](x) \cdot V_y[p_y](y) \cdot V_z[p_z](z). \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Обозначим через $F[\mathbf{p}]$ коэффициенты Фурье правой части $F(x)$ уравнения Пуассона по определяемой формулами (22)-(24) ортогональной системе собственных функций $\{W[\mathbf{p}](x)\}$ задачи (21) в пространстве $L_2(\Pi_{n,2})$, которые определяются формулой

$$F[\mathbf{p}] = \frac{(F, W[\mathbf{p}])_{L_2(\Pi_{n,2})}}{(W[\mathbf{p}], W[\mathbf{p}])_{L_2(\Pi_{n,2})}} = \frac{\int_{\Pi_{n,2}} F(x) W[\mathbf{p}](x) d^n x}{\int_{\Pi_{n,2}} |W[\mathbf{p}](x)|^2 d^n x} \quad (25)$$

где через

$$(f_1, f_2)_{L_2(\Pi_{n,2})} = \int_{\Pi_{n,2}} f_1(\mathbf{x}) f_2(\mathbf{x}) d^n \mathbf{x}$$

обозначено скалярное произведение в пространстве $L_2(\Pi_{n,2})$. Отметим, что условие разрешимости задачи (13) аналогично таковому для задачи Неймана и состоит в ортогональности правой части $F(\mathbf{x})$ первой собственной функции $W[0](\mathbf{x}) \equiv 1$ в пространстве $L_2(\Pi_{n,2})$, то есть должно выполняться равенство:

$$\int_{\Pi_{n,2}} F(\mathbf{x}) d^n \mathbf{x} = 0.$$

Алгоритм решения задачи (13) методом Фурье состоит из следующих шагов:

1) находим по формуле (25) коэффициенты Фурье $F[\mathbf{p}]$ правой части по определяемой формулами (22)-(24) системе собственных функций $\{W[\mathbf{p}](\mathbf{x})\}$ задачи (21) в пространстве $L_2(\Pi_{n,2})$;

2) находим коэффициенты Фурье $U[\mathbf{p}]$ решения $U(\mathbf{x})$ при $\|\mathbf{p}\| = p_x + p_y + p_z \geq 1$ по формуле

$$U[\mathbf{p}] = F[\mathbf{p}] / \lambda[\mathbf{p}], \quad (26)$$

и далее для удобства считаем, что $U[0](\mathbf{x}) \equiv 0$;

3) находим решение $U(\mathbf{x})$ задачи (13) как сумму ряда Фурье

$$\left. \begin{aligned} U(\mathbf{x}) &= \sum_{p_x=0}^{+\infty} \sum_{p_y=0}^{+\infty} U[p_x, p_y] \cdot V_x[p_x](x) \cdot V_y[p_y](y), \quad n=2, \\ U(\mathbf{x}) &= \sum_{p_x=0}^{+\infty} \sum_{p_y=0}^{+\infty} \sum_{p_z=0}^{+\infty} U[p_x, p_y, p_z] \cdot \\ &\cdot V_x[p_x](x) \cdot V_y[p_y](y) \cdot V_z[p_z](z), \quad n=3. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

4. Дискретная задача и ее решение методом Фурье

Алгоритм решения дискретной краевой задачи методом БФП полностью повторяет шаги изложенного выше алгоритма решения «непрерывной» краевой задачи (13), основанного на формулах (22)-(27), но при этом содержит ряд дополнительных технических действий.

Рассмотрим дискретный аналог задачи (19), то есть 1-мерную дискретную периодическую задачу на собственные числа и векторы. Введем на отрезке $[0; 2L]$

сетку $x_k = k \cdot h$, $k = 0, 1, \dots, 2N$, где $h = L/N$ – шаг сетки. С учётом условия периодичности $V(0) = V(2L)$ функция $V(x)$ переходит в $2N$ -мерный сеточный вектор $\mathbf{V}_h \in \mathbb{R}^{2N}$ с координатами $V_h(k) = V(x_k)$, $k = 0, 1, \dots, 2N-1$.

В случае конечно-разностной аппроксимации 2-го порядка точности оператор 2-й производной заменяется разностным оператором $\hat{\delta}^2$ (см. [2-4]):

$$\frac{d^2 V(x_k)}{dx^2} \rightarrow \frac{1}{h^2} \hat{\delta}^2 V_h(k) = \frac{1}{h^2} (V_h(k+1) - 2V_h(k) + V_h(k-1)). \quad (28)$$

При этом 1-мерная периодическая задача (19) на собственные числа и функции принимает вид задачи на собственные числа и векторы для оператора $\hat{\delta}^2$ (симметричной матрицы размера $2N \times 2N$):

$$\hat{\delta}^2 V_h(k) = \lambda \cdot V_h(k), \quad k = 0, 1, \dots, 2N-1, \quad (29)$$

где $V_h(k)$ определяется при всех $k \in \mathbb{Z}$ из условия периодичности: $V_h(k \pm 2N) = V_h(k)$. В матричной форме задача (29) может быть записана как $\hat{\mathbf{A}} \mathbf{V}_h = \lambda \cdot \mathbf{V}_h$, где соответствующая оператору $\hat{\delta}^2$ матрица $\hat{\mathbf{A}}$ размера $2N \times 2N$ имеет вид:

$$\hat{\mathbf{A}} = \begin{bmatrix} -2 & 1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & -2 & 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -2 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & & & & & \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ & & & & & & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & -2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 1 & -2 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 1 & -2 \end{bmatrix}$$

Нетрудно найти, что матрица $\hat{\mathbf{A}}$ имеет $(N+1)$ различных собственных чисел

$$\lambda[s] = -2(1 + \cos(\pi s/N)), \quad s = 0, 1, \dots, N, \quad (30)$$

из которых два числа $\lambda_{\min} = \lambda[0] = -4$ и $\lambda_{\max} = \lambda[N] = 0$ однократны, а остальные $(N-1)$ чисел $\lambda[s]$ при $s = 1, \dots, N-1$ являются двукратными. Учитывая, что формально при $s = 0, 1, \dots, 2N$ верно равенство $\lambda[2N-s] = \lambda[s]$, собственные векторы $\mathbf{V}[s] \in \mathbb{R}^{2N}$ матрицы $\hat{\mathbf{A}}$ (и оператора $\hat{\delta}^2$) удобно занумеровать так: $\hat{\mathbf{A}} \mathbf{V}[s] = \lambda[s] \cdot \mathbf{V}[s]$, $s = 0, 1, \dots, 2N-1$.

При этом их координаты $V[s](k)$, $k = 0, 1, \dots, 2N-1$ определяются формулами

$$\left. \begin{aligned} V[s](k) &= \cos(\pi sk/N) \quad \text{при } s = 0, 1, \dots, N, \\ V[s](k) &= \sin(\pi sk/N) \quad \text{при } s = N+1, \dots, 2N-1, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

а для евклидовых норм собственных векторов $|\mathbf{V}[s]|^2 = \sum_{k=0}^{2N-1} |V[s](k)|^2$ верны

равенства:

$$|\mathbf{V}[0]|^2 = |\mathbf{V}[N]|^2 = N, \quad |\mathbf{V}[s]|^2 = N/2 \quad \text{при } s = 1, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1.$$

Рассмотрим теперь дискретный аналог задачи (13) в случае конечно-разностной аппроксимации 4-го порядка точности (см., например, [2,3]) на определяемой формулой (14) вспомогательной сетке. Обозначим через $\hat{\delta}_x^2$, $\hat{\delta}_y^2$ и $\hat{\delta}_z^2$ конечно-разностные аппроксимации 2-го порядка точности для операторов $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$, $\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ и $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ аналогичные (28):

$$\frac{\partial^2 U(\tilde{\mathbf{r}}(\tilde{\mathbf{k}}))}{\partial \alpha^2} \rightarrow \frac{1}{h^2} \hat{\delta}_\alpha^2 \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}}) = \frac{1}{h^2} \left(\tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}} + \mathbf{e}_\alpha) - 2\tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}}) + \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}} - \mathbf{e}_\alpha) \right),$$

$$\alpha = x, y, z.$$

В случае конечно-разностной аппроксимации с 4-м порядком точности (см., например, [2, 3]) оно при $n = 2$ переходит в дискретное уравнение:

$$\frac{1}{h^2} \left(\hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 + \frac{1}{6} \hat{\delta}_x^2 \hat{\delta}_y^2 \right) \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}}) = \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) + \frac{1}{12} \left(\hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 \right) \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}), \quad (32)$$

а при $n = 3$ переходит в дискретное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{1}{h^2} \left(\hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 + \hat{\delta}_z^2 + \frac{1}{6} \hat{\delta}_x^2 \hat{\delta}_y^2 + \frac{1}{6} \hat{\delta}_x^2 \hat{\delta}_z^2 + \frac{1}{6} \hat{\delta}_y^2 \hat{\delta}_z^2 \right) \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}}) = \\ = \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) + \frac{1}{12} \left(\hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 + \hat{\delta}_z^2 \right) \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) \end{aligned} \quad (33)$$

Рассмотрим вспомогательную задачу на собственные числа и векторы стоящего в левой части уравнений (32) и (33) оператора. При $n = 2$ этот оператор действует в $4 \cdot N_x \cdot N_y$ -мерном линейном пространстве матриц размера $(2N_x \times 2N_y)$ с компонентами

$$W(k_x, k_y), \quad k_x = 0, 1, \dots, 2N_x - 1, \quad k_y = 0, 1, \dots, 2N_y - 1,$$

периодически продолженных по $\mathbf{k}$ на все $\mathbb{Z}^2$, которое обозначим как $\mathbb{L}_h^2$. При

$n = 3$ этот оператор действует в $8 \cdot N_x \cdot N_y \cdot N_z$ -мерном линейном пространстве 3-мерных таблиц размера $(2N_x \times 2N_y \times 2N_z)$ с компонентами

$W(k_x, k_y, k_z)$, $k_x = 0, 1, \dots, 2N_x - 1$, $k_y = 0, 1, \dots, 2N_y - 1$, $k_z = 0, 1, \dots, 2N_z - 1$ также периодически продолженных по $\mathbf{k}$ на все $\mathbb{Z}^3$, которое обозначим через $\mathbb{L}_h^3$. Уравнение для собственных чисел и векторов в зависимости от размерности задачи $\mathbf{n}$ имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathbf{D}}_n W(\mathbf{k}) &= \lambda \cdot W(\mathbf{k}), \quad n = 2, 3, \\ \hat{\mathbf{D}}_2 &= \hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 + \frac{1}{6} \hat{\delta}_x^2 \hat{\delta}_y^2, \quad \hat{\mathbf{D}}_3 = \hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 + \hat{\delta}_z^2 + \frac{1}{6} \left(\hat{\delta}_x^2 \hat{\delta}_y^2 + \hat{\delta}_x^2 \hat{\delta}_z^2 + \hat{\delta}_y^2 \hat{\delta}_z^2 \right). \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Собственные числа оператора $\hat{\mathbf{D}}_n$ можно представить через решение (30), (31) 1-мерной дискретной периодической задачи (29), которое дает собственные числа и векторы операторов $\hat{\delta}_x^2$, $\hat{\delta}_y^2$ и $\hat{\delta}_z^2$ в зависимости от размерности $\mathbf{n}$ в виде

$$\left. \begin{aligned} \lambda[\mathbf{p}] &= \lambda_x[p_x] + \lambda_y[p_y] + \frac{1}{6} \lambda_x[p_x] \cdot \lambda_y[p_y], \quad n = 2, \\ \lambda[\mathbf{p}] &= \lambda_x[p_x] + \lambda_y[p_y] + \lambda_z[p_z] + \\ &+ \frac{1}{6} \left(\lambda_x[p_x] \cdot \lambda_y[p_y] + \lambda_x[p_x] \cdot \lambda_z[p_z] + \lambda_y[p_y] \cdot \lambda_z[p_z] \right), \quad n = 3, \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

где аналогично (30) и (22)

$$\left. \begin{aligned} \lambda_\alpha[p_\alpha] &= -2 \left(1 + \cos(\pi p_\alpha / N_\alpha) \right), \quad p_\alpha = 0, 1, \dots, 2N_\alpha - 1, \\ \alpha &= x, y, z. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

При $n = 2$ взаимно ортогональные собственные векторы (матрицы) оператора $\hat{\mathbf{D}}_2$ образуют базис в указанном выше $4 \cdot N_x \cdot N_y$ -мерном линейном пространстве $\mathbb{L}_h^2$ периодических матриц и могут быть представлены в виде диады (тензорного произведения) собственных векторов операторов $\hat{\delta}_x^2$ и $\hat{\delta}_y^2$:

$$\mathbf{W}_h[\mathbf{p}] = \mathbf{V}_x[p_x] \otimes \mathbf{V}_y[p_y],$$

что в координатной записи соответствует формуле

$$W_h[p_x, p_y](k_x, k_y) = V_x[p_x](k_x) \cdot V_y[p_y](k_y), \quad (37)$$

Аналогично при $n = 3$ взаимно ортогональные собственные векторы оператора $\hat{\mathbf{D}}_3$ образуют базис в указанном выше $8 \cdot N_x \cdot N_y \cdot N_z$ -мерном линейном пространстве $\mathbb{L}_h^3$ периодических 3-мерных таблиц и могут быть представлены в виде тензорного произведения собственных векторов операторов $\hat{\delta}_x^2$, $\hat{\delta}_y^2$ и $\hat{\delta}_z^2$:

$$\mathbf{W}_h[\mathbf{p}] = \mathbf{V}_x[p_x] \otimes \mathbf{V}_y[p_y] \otimes \mathbf{V}_z[p_z],$$

что в координатной записи соответствует формуле

$$W_h[p_x, p_y, p_z](k_x, k_y, k_z) = V_x[p_x](k_x) \cdot V_y[p_y](k_y) \cdot V_z[p_z](k_z), \quad (38)$$

Собственные векторы $V_x[p_x] \in \mathbb{R}^{2N_x}$, $V_y[p_y] \in \mathbb{R}^{2N_y}$ и $V_z[p_z] \in \mathbb{R}^{2N_z}$ операторов $\hat{\delta}_x^2$, $\hat{\delta}_y^2$ и $\hat{\delta}_z^2$ соответственно определяются, согласно (31), следующими формулами для их координат:

$$\left. \begin{aligned} V_\alpha[p_\alpha](k_\alpha) &= \cos(\pi p_\alpha k_\alpha / N_\alpha) \quad \text{при } p_\alpha = 0, 1, \dots, N_\alpha, \\ V_\alpha[p_\alpha](k_\alpha) &= \sin(\pi p_\alpha k_\alpha / N_\alpha) \quad \text{при } p_\alpha = N_\alpha + 1, \dots, 2N_\alpha - 1 \\ k_\alpha &= 0, 1, \dots, 2N_\alpha - 1, \quad \alpha = x, y, z. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Рассмотрим решение уравнений (32) и (33) в периодическом случае. Наиболее важным шагом в ходе численного решения является нахождение координат – коэффициентов Фурье (обозначим их через $F[\mathbf{p}]$) массива значений на сетке правой части уравнения $\tilde{F}_h = \{\tilde{F}_h(\mathbf{k})\}$ в базисе собственных векторов $\{\mathbf{W}_h[\mathbf{p}]\}$, которые определяются формулами (37)-(41), стоящего в левой части уравнений (32) и (33) оператора $\hat{D}_n$, которые определяются через скалярное произведение в пространстве $\mathbb{L}_h^n$ по формуле, аналогичной (25):

$$F[\mathbf{p}] = (\tilde{F}_h, \mathbf{W}_h[\mathbf{p}])_h / (\mathbf{W}_h[\bar{\mathbf{p}}], \mathbf{W}_h[\mathbf{p}])_h. \quad (40)$$

Отметим, что скалярное произведение $(\mathbf{G}_{1h}, \mathbf{G}_{2h})_h$ в пространстве $\mathbb{L}_h^n$ сеточных массивов с элементами $G_{sh}(\mathbf{k})$ определяется формулой

$$(\mathbf{G}_{1h}, \mathbf{G}_{2h})_h = \sum_{\mathbf{k}} G_{1h}(\mathbf{k}) \cdot G_{2h}(\mathbf{k}),$$

которая в зависимости от размерности задачи n принимает вид

$$\left. \begin{aligned} (\mathbf{G}_{1h}, \mathbf{G}_{2h})_h &= \sum_{k_x=0}^{2N_x-1} \sum_{k_y=0}^{2N_y-1} G_{1h}(k_x, k_y) \cdot G_{2h}(k_x, k_y), \quad n=2, \\ (\mathbf{G}_{1h}, \mathbf{G}_{2h})_h &= \sum_{k_x=0}^{2N_x-1} \sum_{k_y=0}^{2N_y-1} \sum_{k_z=0}^{2N_z-1} G_{1h}(k_x, k_y, k_z) \cdot G_{2h}(k_x, k_y, k_z), \quad n=3. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

В ходе численного решения

Тогда правые части уравнений (32) и (33) с компонентами

$$\Phi_h(\tilde{\mathbf{k}}) = \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) + \frac{1}{12} \left(\hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 \right) \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}), \quad n=2;$$

$$\Phi_h(\tilde{\mathbf{k}}) = \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}) + \frac{1}{12} \left(\hat{\delta}_x^2 + \hat{\delta}_y^2 + \hat{\delta}_z^2 \right) \tilde{F}_h(\tilde{\mathbf{k}}), \quad n=3$$

в базисе определяемых формулами (37)-(39) собственных векторов $\{\mathbf{W}_h[\mathbf{p}]\}$ оператора $\hat{D}_n$ в левой части уравнений (32) и (33) будут иметь координаты

$$\left. \begin{aligned} \Phi[\mathbf{p}] &= \left(1 + \frac{1}{12} (\lambda_x[p_x] + \lambda_y[p_y]) \right) F[\mathbf{p}], \quad n=2, \\ \Phi[\mathbf{p}] &= \left(1 + \frac{1}{12} (\lambda_x[p_x] + \lambda_y[p_y] + \lambda_z[p_z]) \right) F[\mathbf{p}], \quad n=3. \end{aligned} \right\}. \quad (42)$$

Условие разрешимости уравнений (32) и (33) полностью аналогично условию разрешимости исходной задачи (13) и состоит в ортогональности правой части $\tilde{\mathbf{F}}_h$ первой собственной функции $W[\mathbf{0}](\mathbf{k}) \equiv 1$ в пространстве $\mathbb{L}_h^n$, то есть имеет вид $(\tilde{\mathbf{F}}_h, \mathbf{W}_h[\mathbf{0}])_h = 0$. В координатной форме в зависимости от размерности задачи n это условие имеет вид

$$\begin{aligned} \sum_{k_x=0}^{2N_x-1} \sum_{k_y=0}^{2N_y-1} \tilde{\mathbf{F}}_h(k_x, k_y) &= 0 \quad \text{при } n=2, \\ \sum_{k_x=0}^{2N_x-1} \sum_{k_y=0}^{2N_y-1} \sum_{k_z=0}^{2N_z-1} \tilde{\mathbf{F}}_h(k_x, k_y, k_z) &= 0 \quad \text{при } n=3 \end{aligned}$$

Аналогично формуле (26) для непрерывной исходной задачи (13) координаты $U[\mathbf{p}]$ (коэффициенты Фурье) решения уравнений (32) и (33) в базисе (37)-(39) собственных векторов $\{\mathbf{W}_h[\mathbf{p}]\}$ оператора $\hat{\mathbf{D}}_n$ в левой части уравнений (32) и (33) при $\|\mathbf{p}\| \geq 1$ определяются формулой

$$U[\mathbf{p}] = h^2 \Phi[\mathbf{p}] / \lambda[\mathbf{p}]. \quad (43)$$

Подстановка в нее формул (35) и (42) дает выражение для $U[\mathbf{p}]$ в зависимости от размерности задачи n . Тогда, если для удобства считать, что $U[\mathbf{0}] = 0$, то сеточные компоненты решений уравнений (32) и (33) аналогично (27) определяется формулами

$$\left. \begin{aligned} \tilde{U}_h(\mathbf{k}) &= \sum_{p_x=0}^{2N_x-1} \sum_{p_y=0}^{2N_y-1} \sum_{p_z=0}^{2N_z-1} U[p_x, p_y, p_z] \cdot V_x[p_x](\tilde{k}_x) \cdot V_y[p_y](\tilde{k}_y) \cdot V_z[p_z](\tilde{k}_z) \\ \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}}) &= \sum_{p_x=0}^{2N_x-1} \sum_{p_y=0}^{2N_y-1} U[p_x, p_y] \cdot V_x[p_x](\tilde{k}_x) \cdot V_y[p_y](\tilde{k}_y), \quad n=2, \\ \tilde{U}_h(\tilde{\mathbf{k}}) &= \sum_{p_x=0}^{2N_x-1} \sum_{p_y=0}^{2N_y-1} \sum_{p_z=0}^{2N_z-1} U[p_x, p_y, p_z] \cdot \\ &\quad \cdot V_x[p_x](\tilde{k}_x) \cdot V_y[p_y](\tilde{k}_y) \cdot V_z[p_z](\tilde{k}_z), \quad n=3. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Для получения сеточного массива решения $U_h(\mathbf{k})$ на исходной сетке используем обратную интерполяцию, которая дается формулами (17) и (18). Формулы (35)-(44) позволяют построить алгоритм решения уравнений (32) и (33) в периодическом случае, которые являются дискретным аналогом задачи (13).

5. Результаты тестирования

Мы создали набор программ на языке FORTRAN с использованием OpenMP, которые реализует описанный выше алгоритм численного решения краевых задач Дирихле, Неймана и периодической задачи в 2-х и 3-мерных прямоугольных областях, размеры которых удовлетворяют условию (2). Отметим, что для приложений наиболее актуальным является случай квадрата и куба. Программы имеют высокий уровень параллельности и свободны от масштабируемости. В тестах на ядрах центрального процессора в случае сетки с большим числом узлов порядка $10^6 - 10^9$ имела место загрузка всех ядер на 100% практически на все время работы программы, причем 3-мерная задача на сетке с числом узлов 10^9 решается на 4-ядерном (с 8-ю нитями) персональном компьютере i7 примерно за 1 минуту.

Точность программ проверялась на задачах с известным аналитическим решением по следующей схеме. В исходной области $\bar{\Pi}_{n,1}$ задаются по явным формулам потенциальное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{x}) = -\nabla\varphi(\mathbf{x})$ и его потенциал $\varphi(\mathbf{x})$, а также соответствующая им правая часть $f(\mathbf{x}) = \Delta\varphi(\mathbf{x})$. В области $\bar{\Pi}_{n,1}$ задавалась исходная сетка, не удовлетворяющая условию (1), и массив правой части $f(\mathbf{x})$ на этой сетке. Далее задача решалась численно с 4-м порядком точности, в результате чего вычисляется массив значений потенциала на исходной сетке $\varphi_h(\mathbf{k})$. По нему при помощи формул разностного дифференцирования 4-го порядка точности в узлах сетки вычислялся массив значений электрического поля $\mathbf{E}_h(\mathbf{k}) = -\nabla_h\varphi_h(\mathbf{k})$, который сравнивался с точными значениями электрического поля в узлах сетки $\mathbf{E}(\mathbf{r}(\mathbf{k}))$. Относительная погрешность в вычислении компонент электрического поля определялась формулой

$$\varepsilon_h = \max_{\alpha=x,y,z} \left(\max_{\mathbf{k}} (E_{\alpha}(\mathbf{r}(\mathbf{k})) - E_{\alpha h}(\mathbf{k})) \right) / \max_{\mathbf{k}} (E_{\alpha}(\mathbf{r}(\mathbf{k}))).$$

Эта погрешность сравнивалась с относительной погрешностью разностного дифференцирования массива значений точного потенциала в узлах сетки $\varphi(\mathbf{r}(\mathbf{k}))$ при помощи формул 4-го порядка точности, которая определяется формулой

$$\delta_h = \max_{\alpha=x,y,z} \left(\max_{\mathbf{k}} (E_{\alpha}(\mathbf{r}(\mathbf{k})) + \nabla_{\alpha h}\varphi(\mathbf{r}(\mathbf{k}))) \right) / \max_{\mathbf{k}} (E_{\alpha}(\mathbf{r}(\mathbf{k}))).$$

Многочисленные тесты показали, что если сетка достаточна для отображения изменения потенциала и его лапласиана, то эти погрешности имеют одинаковый порядок, и погрешность ε_h превосходит погрешность δ_h не более чем в 2 раза, то есть верны оценки

$$\frac{\varepsilon_h}{\delta_h} \leq 2, \quad \frac{\varepsilon_h}{\delta_h} \sim 1.$$

То есть относительная погрешность в определении электрического поля в результате численного решения с 4-м порядком точности при помощи созданных программ примерно совпадает с относительной погрешностью разностного дифференцирования потенциала с этим же порядком точности.

Полученной точности программ вполне достаточно для их использования в указанных во введении численных моделях крупномасштабных процессов в космической плазме. Следующим шагом является создание вариантов этих программ, в которых прямое и обратное дискретное БПФ будут выполняться на графических процессорах.

Литература

1. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. 5-е изд-е. Москва: Наука, 1988.
2. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.
3. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. Москва: Лаборатория базовых знаний, 2001, 632 с.
4. Деммель Дж. Вычислительная линейная алгебра. Теория и приложения. – М.: Мир, 2001.

Сведения об авторах

Мингалева Олег Викторович

к.ф.-м.н., зав.сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_o@pgia.ru

Мельник Михаил Николаевич

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: melnik@pgia.ru

К. Г. Орлов, И. В. Мингалева, Е. А. Федотова

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ CUDA ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ТЕПЛОВОГО И СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Аннотация

Быстрое развитие вычислительной техники позволяет проводить расчеты не только на многоядерных серверах или кластерах, но и графических ускорителях с использованием технологии CUDA. В данной работе приведено описание реализованных авторами на видеокартах алгоритмов вычисления коэффициента молекулярного поглощения атмосферного газа на сетке с высоким разрешением по частоте, построения параметризации молекулярного поглощения и решения в земной атмосфере уравнений переноса собственного и солнечного излучений. Также приведена оценка быстродействия алгоритмов, реализованных с использованием графических ускорителей (технология CUDA) и центрального процессора (технология OpenMP).

Ключевые слова:

собственное и солнечное излучение атмосферы, параметризация молекулярного поглощения, технология CUDA.

K. G. Orlov, I. V. Mingaleva, E. A. Fedotova

THE CUDA TECHNOLOGY AS APPLIED TO THERMAL AND SOLAR RADIATION TRANSFER IN THE EARTH'S ATMOSPHERE

Abstract

Rapid development of computers allows us to make calculations not only on multicore servers or clusters, but also on graphics accelerators by the CUDA technology. The paper presents the algorithms used by the authors on video cards to calculate the molecular absorption coefficient of the atmospheric gas on a grid of high frequency resolution, to construct molecular absorption parameterization, and to solve transport equations of the thermal and solar radiation in the Earth's atmosphere. The speed of algorithms has been evaluated and the accuracy of the calculations results has been analyzed.

Keywords:

thermal and solar atmosphere radiation, molecular absorption parameterization, CUDA technology.

Введение

Расчет поля собственного ИК-излучения атмосферы необходим для решения различных физических задач, в частности, для интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, для расчета нагрева атмосферы собственным ИК-излучением при моделировании общей циркуляции атмосферы Земли. Для достижения точности 1% и лучше при расчетах интенсивности излучения разрешение по частоте должно составлять примерно $0,001 \text{ см}^{-1}$. Расчеты с таким высоким разрешением по частоте называются эталонными расчетами (Line-by-Line). Они требуют очень больших вычислительных затрат и

по этой причине не могут использоваться в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время и в обозримом будущем.

Для решения указанной проблемы разработаны методы быстрого расчета поля излучения. Основная идея этих методов состоит в том, что реальная зависимость коэффициента молекулярного поглощения от частоты заменяется на модельную зависимость, более удобную для расчетов. При этом узкие спектральные каналы по определенному алгоритму объединяются в группы, каждая из которых заменяется на один широкий модельный канал. В результате несколько миллионов узких спектральных каналов заменяются на несколько десятков или несколько сотен модельных каналов, в каждом из которых численно решается уравнение переноса излучения. Процедуру построения указанных модельных каналов называют построением параметризации молекулярного поглощения. Для проверки точности построенной параметризации результаты расчета поля излучения в модельных каналах сравниваются с результатами эталонных расчетов.

Отметим, что на высотах 0-70 км нужно учитывать изменение газового состава атмосферы с высотой. Ниже высоты 15 км вклад водяного пара в коэффициент молекулярного поглощения является существенным, а вклад озона мал. Выше высоты 20 км снижается роль водяного пара и возрастает вклад озона. Поэтому спектры поглощения на малых и больших высотах не коррелируют. Авторами предложен новый алгоритм построения параметризации молекулярного поглощения, который отличается от метода k-корреляции, учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой, не требует проводить подгоночные расчеты для каждого модельного канала и относительно прост в программной реализации по сравнению с другими алгоритмами. Созданная авторами программа, реализующая этот алгоритм, позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах, а предложенная параметризация молекулярного поглощения в атмосфере Земли обладает хорошей точностью в диапазоне высот 0-76 км, как при отсутствии облачных слоев, так и при их наличии.

В данной работе приведено описание используемых авторами алгоритмов для решения задачи моделирования собственного и солнечного излучений в нижней и средней атмосфере Земли, с использованием параметризации молекулярного поглощения. Решение этой задачи можно разделить на три подзадачи:

1. Вычисление коэффициента молекулярного поглощения атмосферного газа и других оптических параметров для узких спектральных каналов.
2. Группировка узких спектральных каналов в широкие модельные каналы и определение оптических параметров для этих модельных каналов.
3. Численное решение уравнений переноса собственного и солнечного излучения в каждом модельном канале.

Ниже приведено описание алгоритмов решения этих подзадач. Эти алгоритмы были разработаны авторами данной работы и реализованы на графических ускорителях фирмы NVIDIA с использованием технологии CUDA.

Алгоритм вычисления коэффициента молекулярного поглощения

В данной работе коэффициент поглощения для узких спектральных каналов с шириной 0.001 см^{-1} в атмосфере Земли вычисляется как сумма коэффициентов поглощения семи газов, среди которых метан, углекислый газ, водяной пар, азот, озон, кислород и окись азота по формуле:

$$K(\nu) = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \sigma_{\alpha}(\nu), \quad (1)$$

где α - сорт молекул, n_{α} - концентрация молекул сорта α , $\sigma_{\alpha}(\nu)$ - сечение поглощения молекулы сорта α . Коэффициенты молекулярного поглощения этих семи газов рассчитываются с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 [1] по стандартной теории. Согласно этой теории на каждой частоте вклады в коэффициент поглощения различных линий поглощения суммируются при условии обрезания крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от центра линии. Для водяного пара и углекислого газа к этой сумме прибавляется дополнительное слагаемое, называемое сечением континуального поглощения. Зависимость сечения континуального поглощения от частоты излучения, а также давления и температуры воздуха задают с помощью эмпирических моделей, построенных в результате сравнения экспериментальных данных и теоретических расчетов. Мы использовали эмпирическую модель MT CKD [2]. Главная трудность вычисления коэффициента молекулярного поглощения состоит в том, что в заданном частотном интервале число линий поглощения для некоторых газов может превышать 100 000, причем вклад каждой линии поглощения на каждой высоте (с учетом обрезания крыльев линий) необходимо вычислять в 50 000 узлах сетки по частоте. Результатом этих расчетов является двумерный массив коэффициентов молекулярного поглощения, одно измерение которого – по частоте, а другое – по высоте. Размерность по частоте может составлять более 4 000 000 узлов сетки, в зависимости от рассчитываемого частотного диапазона, а размерность по высоте – около 400 узлов сетки. Проведение таких расчетов без использования технологий распараллеливания требует больших временных затрат.

Авторами представленной работы было реализовано несколько алгоритмов расчета коэффициента молекулярного поглощения с использованием параллельных вычислений на графических ускорителях. Среди этих способов наиболее эффективным по скорости вычислений оказался тот, в котором каждая вычислительная нить (CUDA – ядро видеокарты) рассчитывает вклад в коэффициент поглощения одной линии поглощения заданного газа в интервале частот шириной 50 см^{-1} на заданной высоте. Таким образом, вклады всех линий в коэффициент молекулярного поглощения для одного газа на заданной высоте рассчитываются параллельно. Этот способ предполагает создание внешнего цикла по высоте, на каждой итерации которого вызывается функция вычисления сечений поглощения молекулы сорта α , реализованная на видеокарте (CUDA-функция). Время, которое тратится на вызов CUDA-функции мало по сравнению со временем работы этой функции, поэтому многократные вызовы CUDA-функции незначительно влияют на скорость работы программы.

При таком способе распараллеливания возможна ситуация, когда разные нити обращаются к одной ячейке памяти при записи значений коэффициента

поглощения. Для того чтобы не произошло потери или «затирания» значений отдельных нитей использовались атомарные операции. Это мало влияет на скорость вычислений, поскольку на одну операцию записи в массив приходится несколько тысяч алгебраических операций.

Каждая вычислительная нить для своей линии поглощения сначала вычисляет интенсивность этой линии по формуле:

$$S_{ai}(T) = S_{ai}(T_{ref}) \frac{Q_{\alpha}(T_{ref}) \exp(-C_2 E_{an}/T) (1 - \exp(-C_2 E_{ai}/T))}{Q_{\alpha}(T) \exp(-C_2 E_{an}/T_{ref}) (1 - \exp(-C_2 E_{ai}/T_{ref}))}, \quad (2)$$

где $T_{ref} = 296K$ - нормальная температура, $Q_{\alpha}(T)$ - произведение вращательной и колебательной статистических сумм молекулы сорта α , E_{an} - энергия (в см^{-1}) нижнего уровня перехода этой молекулы, E_{ai} - энергия (в см^{-1}) перехода, соответствующая линии поглощения с номером i этой молекулы, $C_2 = hc/k_B = 1.438769 \text{ см} \cdot K$ - вторая радиационная постоянная, в которой h - постоянная Планка, c - скорость света, k_B - постоянная Больцмана. Далее вычисляются полуширина линии контура Лоренца и параметр доплеровской ширины линии по формулам:

$$a_L = \left(\gamma_{ai}^{self} \left(\frac{P_{\alpha}}{P_{ref}} \right) + \gamma_{ai}^{air} \left(\frac{P - P_{\alpha}}{P_{ref}} \right) \right) \cdot \left(\frac{T_{ref}}{T} \right)^{\beta_{ai}}, \quad a_D = \frac{\nu_{ai}}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu_{\alpha}}}, \quad (3)$$

где γ_{ai}^{self} - коэффициент самоуширения линии с номером i молекул сорта α , γ_{ai}^{air} - коэффициент уширения воздухом этой линии, β_{ai} - коэффициент температурной зависимости этой линии, P_{α} - парциальное давление молекул сорта α , $P_{ref} = 1 \text{ атм}$, P - полное давление атмосферного газа, R - универсальная газовая постоянная, μ_{α} - молярная масса молекул сорта α , ν_{ai} - частота центра линии поглощения молекул сорта α .

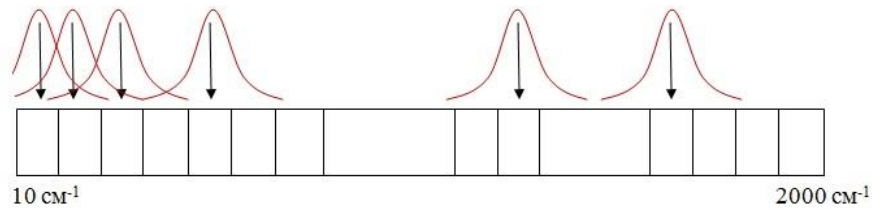


Рис. 1. Схематичное изображение контуров Фойгта (красные кривые). Черными стрелками изображены центры линий поглощения.

После этого вычисляются значения контура Фойгта (рис. 1) в узлах сетки по частоте. Для расчета контура Фойгта используется функция, описанная в работе М. Кунтца [3] и модернизированная авторами данной работы для проведения параллельных расчетов на видеокарте. Контур Фойгта рассчитывается в диапазоне от $\nu_0 - 25 \text{ см}^{-1}$ до $\nu_0 + 25 \text{ см}^{-1}$, где ν_0 - центр линии поглощения. Каждая нить выполняет цикл от $\nu_0 - 25 \text{ см}^{-1}$ до $\nu_0 + 25 \text{ см}^{-1}$ с шагом 0.001 см^{-1} , рассчитывая значения контура Фойгта в 50 000 узлах сетки по частоте.

Точность расчета коэффициента поглощения на видеокарте оказалась сравнимой с точностью расчета на центральном процессоре (с использованием технологии распараллеливания Open MP). При этом скорость расчетов на GPU в десятки или сотни раз (в зависимости от типа видеокарты) превышает скорость расчета на CPU.

Алгоритм построения параметризации молекулярного поглощения и других оптических параметров

Для построения параметризации весь участок спектра разбивается на интервалы шириной от 50 см^{-1} до 4000 см^{-1} (в зависимости от рассчитываемого частного интервала), которые далее будем называть интервалами осреднения (рис. 2). В каждом интервале осреднения узкие спектральные каналы по различным алгоритмам объединяются в широкие модельные каналы, которые еще называют носителями резонансов [4]. В данной работе представлен новый алгоритм объединения узких каналов в широкие модельные каналы, позволяющий учитывать изменение газового состава атмосферы с высотой в диапазоне высот 0 – 76 км. Считается, что ниже высоты 15 км вклад водяного пара в коэффициент молекулярного поглощения является существенным, а вклад озона – мал, а выше высоты 20 км снижается роль водяного пара и возрастает вклад озона.

Основная идея нового алгоритма состоит в том, чтобы построение модельных каналов проводить в два этапа. На первом этапе выбирается высота первой сортировки в диапазоне 5 – 17 км, чтобы учесть линии поглощения водяного пара. Все узкие каналы из интервала осреднения разбиваются на N_1 групп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой группы были достаточно близки между собой на этой высоте, а также на высотах 0-20 км. На втором этапе выбирается высота второй сортировки в диапазоне 40-55 км, чтобы учесть линии поглощения озона. Каждая полученная после первой сортировки группа узких каналов разбивается на N_2 подгрупп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой подгруппы были достаточно близки между собой на этой высоте и на высотах 0 – 76 км. Узкие каналы, вошедшие в одну подгруппу, объединяются в один модельный канал. В итоге получается $N_1 N_2$ модельных каналов на один интервал осреднения. Ширина каждого модельного канала (число узких каналов в модельном), а также список узких каналов в каждом модельном канале записываются в массивы. Расчет значений этих массивов не требует больших вычислительных затрат, и поэтому реализован на центральном процессоре без использования технологий распараллеливания.

Расчет значений оптических параметров, среди которых коэффициенты полинома Лежандра, альбеда однократного рассеяния, коэффициент экстинкции

и функция источника первичного солнечного излучения, в модельных каналах требует большого объема вычислений. Для ускорения расчетов авторами данной работы был разработан и реализован алгоритм вычисления значений оптических параметров в модельных каналах на видеокарте с использованием технологии CUDA. Этот алгоритм является эффективным как по скорости вычислений, так и по расходу глобальной памяти видеокарты и основан на том, весь массив вычислений делится на блоки, которые работают параллельно, причем каждый блок состоит из параллельно работающих нитей. Один блок включает в себя вычисления в одном модельном канале на всех высотах, а каждая нить в блоке делает вычисления на своей, заданной высоте. Таким образом, оптические параметры во всех модельных каналах на всех высотах рассчитываются параллельно. При этом каждая нить выполняет цикл по числу узких спектральных каналов, входящих в данный модельный канал на заданной высоте, и рассчитывает вклад оптических параметров каждого узкого спектрального канала в оптические параметры данного модельного канала.

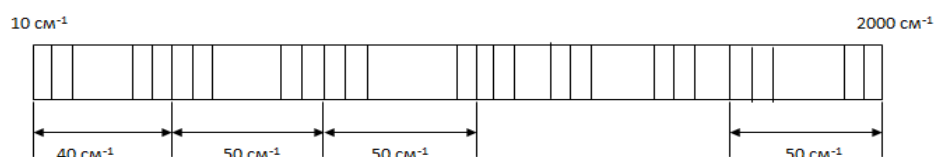


Рис. 2. Разбиение участка спектра 10 – 2000 см⁻¹ на интервалы осреднения по 40 – 50 см⁻¹.

Этот способ распараллеливания является эффективным, поскольку каждая нить видеокарты рассчитывает оптические параметры независимо от других нитей. При этом не возникает ситуации, когда разные нити обращаются к одной ячейке памяти. Поскольку все нити рассчитывают оптические параметры на всех высотах и во всех модельных каналах одновременно, то эти вычисления занимают по времени менее двух секунд на современных видеокартах, даже если ширина частотного интервала составляет 4000 см⁻¹.

Алгоритм решения уравнения переноса излучения

Поле собственного и солнечного излучения горизонтально однородной атмосферы описывается 1-мерными по пространству уравнениями переноса излучения с соответствующими граничными условиями. Для решения этих уравнений используется модификация метода дискретных ординат, детально описанная в работе [5] и имеющая две особенности. Первая из них заключается в том, что расчетная сетка по зенитным углам может быть произвольной. Вторая заключается в том, что для решения возникающей в методе дискретных ординат системы линейных алгебраических уравнений используется метод матричной прогонки. Этот метод является точным и максимально использует структуру матрицы коэффициентов системы для уменьшения объема вычислений. Он является более экономичным и более простым в реализации, чем примененный в программе DISORT метод решения, использующий вычисление собственных чисел и векторов матрицы коэффициентов линейной системы, которая имеет большую размерность. В случае наличия в атмосфере слоев с сильным рассеянием и слабым поглощением (например, слои

облаков на Венере и на Земле) итерационные методы могут сходиться медленно и требовать выполнения большого числа итераций для достижения приемлемой точности решения. В этом случае предложенный в данной работе [5] метод имеет преимущество в точности и скорости расчета.

Решение уравнения переноса излучения является самой затратной по вычислительным ресурсам частью модели, поскольку включает в себя огромное количество алгебраических операций и обращений к глобальной памяти видеокарты. Уравнение переноса собственного излучения имеет вид:

$$\frac{u}{\sigma(z)} \frac{dI(z,u)}{dz} = -I(z,u) + (1-\omega(z))B(T(z),\nu) + S[I](z,u), \quad (4)$$

а уравнение переноса солнечного излучения имеет вид

$$\frac{u}{\sigma(z)} \frac{dI_{sr}(z,u,\varphi)}{dz} = -I_{sr}(z,u,\varphi) + \frac{\omega(z)}{4\pi} \chi(z,\nu(u_s,u,\varphi))I_{s0}(z) + \tilde{S}[I_{sr}](z,u,\varphi),$$

где $\sigma(z)$ и $\omega(z)$ — коэффициент экстинкции и альбедо 1-кратного рассеяния атмосферного газа на высоте Z для излучения с частотой ν , $S[I](z,u)$ — перенормированная плотность источника рассеянного излучения с интенсивностью $I(z,u)$ и зенитным углом, имеющим косинус U , $\chi(z,\nu)$ — индикатриса рассеяния.

В работе [5] описан метод решения уравнения (4). Уравнение для солнечного излучения решается аналогично. Уравнение переноса излучения вместе с граничными условиями в случае горизонтально однородной атмосферы после дискретизации по оптической толщине и зенитному углу сводится к системе линейных алгебраических уравнений (5) большой размерности с блочно диагональной матрицей коэффициентов [5].

$$\begin{aligned} \hat{C}_0 I_{r,0} - \hat{B}_0 I_{r,1} &= F_0 \\ -\hat{A}_k I_{r,k-1} + \hat{C}_k I_{r,k} - \hat{B}_k I_{r,k+1} &= F_k, \text{ при } k = 1, \dots, M-1 \\ -\hat{A}_M I_{r,M-1} + \hat{C}_M I_{r,M} &= F_M \end{aligned} \quad (5)$$

здесь $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}$ - матрицы размера $M \times M$.

Для решения этой системы авторы создали специальный вариант метода Жордана – Гаусса. Также было реализовано несколько алгоритмов решения этой системы уравнений с использованием параллельных вычислений на графических ускорителях. Наиболее эффективным по скорости вычислений алгоритмом для расчета поля излучения в большом числе спектральных каналов оказался алгоритм, в котором выполняемый на одном мультипроцессоре видеокарты блок вычислительных нитей занят решением системы линейных уравнений для одного спектрального канала. На первом проходе метода Жордана – Гаусса каждая нить осуществляет сложение умноженной на число разрешающей строки к одной из строк, лежащих ниже разрешающей. При этом обрабатываются только ненулевые элементы матрицы коэффициентов. Каждая нить в блоке решает эту систему

уравнений для заданного угла рассеяния на всех высотах, вычисляя интенсивность излучения в одном спектральном канале для одного угла рассеяния на всех высотах. Таким образом, интенсивность излучения во всех модельных каналах рассчитывается одновременно (параллельно-работающими блоками). Каждая нить выполняет цикл по высоте, рассчитывая значения интенсивности излучения на каждой высоте для заданного угла рассеяния и модельного канала. Данный алгоритм позволяет хранить двумерные массивы коэффициентов метода прогонки в shared памяти, а одномерный массив значений индикатрисы рассеяния – в регистровой памяти (самой быстрой).

Результатом расчетов является трехмерный массив значений интенсивности излучения, одно измерение которого – по зенитным углам, другое – по высоте и третье – по модельным каналам.

Оценка быстродействия

Авторами данной работы был создан комплекс программ, в котором реализованы описанные выше алгоритмы. Этот комплекс программ был реализован как на центральном процессоре с использованием технологии распараллеливания Open MP, так и на видеокартах NVIDIA с использованием технологии CUDA.

Таблица 1. Машинное время, затраченное на расчет собственного излучения атмосферы Земли в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км

Название устройства	Время расчетов, сек
IntelCore i7 (с использованием 8-ми потоков и OpenMP)	840
NVIDIA GTX Titan	45
NVIDIA GTX 1080	20
NVIDIA GTX 1080 Ti	15

Для оценки производительности были проведены расчеты поля собственного и солнечного излучения атмосферы Земли, как на центральном процессоре, так и на графических ускорителях фирмы NVIDIA. Для проведения тестовых расчетов использовался четырех ядерный центральный процессор IntelCore i7, с возможностью запуска восьми параллельных потоков, а также видеокарты NVIDIA GTX Titan, NVIDIA GTX 1080 и NVIDIA GTX 1080 Ti.

В таблице 1 представлено машинное время, затраченное на расчет собственного излучения атмосферы Земли в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км. Как можно видеть, скорость расчетов на видеокартах NVIDIA GTX 1080 и NVIDIA GTX 1080 Ti существенно выше (более чем в 40 раз) скорости расчетов на центральном процессоре IntelCore i7, использующем 8 потоков и технологии распараллеливания OpenMP. Скорость расчетов на видеокарте NVIDIA GTX Titan, примерно в 2,5 раза ниже скорости расчетов на видеокарте NVIDIA GTX 1080, что объясняется архитектурой этих видеокарт. При этом результаты расчетов на видеокартах и на центральном процессоре сравнимы с относительной погрешностью 10⁻⁴ – 10⁻⁵, что позволяет делать вывод о том, что по точности видеокарты почти не уступают центральному процессору, а по скорости существенно его опережают.

Заключение

Расчет поля теплового и солнечного излучения в атмосферах Земли и других планет является очень требовательной к вычислительным ресурсам задачей. Авторами данной работы были реализованы алгоритмы решения этой задачи для земной атмосферы с использованием графических ускорителей фирмы NVIDIA, а также центрального процессора. Анализ результатов расчетов показал, что точность вычислений на графических ускорителях и на центральном процессоре сравнима с относительной погрешностью $10^{-4} - 10^{-5}$, при этом скорость расчетов на видеокартах существенно выше.

Литература

1. Rothman L.S., et al. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2013. Vol. 130, P. 4-50.
2. Mlawer E.J., et al. Development and recent evaluation of the MT CKD model of continuum absorption. Philosophical Transactions of the Royal Society, 2012, Vol. 370, pp. 2520-2556.
3. M. Kuntz, M. Hopfner. Efficient line-by-line calculation of absorption coefficients // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1999. Vol. 63. pp. 97-114.
4. Шильков А.В., Герцев М.Н. Верификация метода лебеговского осреднения // Мат. моделирование. 2015. Т. 27. № 8. С.13–31.
5. Мингалев И.В., Федотова Е.А., Игнатьев Н.И., Родин А.В. Новый вариант метода дискретных ординат для расчета собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере // ЖВМ и МФ. 2015. т. 55. № 10. с. 109–123.

Сведения об авторах

Орлов Константин Геннадьевич

к.ф.-м.н., ученый секретарь Полярного геофизического института; E-mail: orlov@pgia.ru

Мингалев Игорь Викторович

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник Полярного геофизического института; E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Федотова Екатерина Алфеевна

младший научный сотрудник Полярного геофизического института; E-mail: godograf87@mail.ru

Е. А. Федотова, И. В. Мингалева, К. Г. Орлов

ЭТАЛОННЫЕ РАСЧЕТЫ ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ВЛИЯНИЕ ОБЛАКОВ НА НАГРЕВ

Аннотация

В работе представлены результаты эталонных расчетов потоков солнечного излучения в атмосфере Земли на средних широтах в диапазоне $2000\text{--}5000\text{ см}^{-1}$ при наличии облачных слоев нижнего, среднего и верхнего ярусов, обладающих большой оптической толщиной. В расчетах разрешение по частоте составляло $0,001\text{ см}^{-1}$, а по высоте 200 м. Основная цель – определить границы изменения скорости нагрева атмосферы солнечным излучением при наличии облачных слоев. Проведенные расчеты показали, что облачные слои большой оптической толщины существенно влияют на поле солнечного излучения в атмосфере.

Ключевые слова:

эталонные расчеты потоков излучения, солнечное излучение атмосферы.

E. A. Fedotova, I. V. Mingaleva, K. G. Orlov

REFERENCE CALCULATIONS OF SOLAR RADIATION TRANSFER. INFLUENCE OF CLOUDS ON HEATING

Abstract

This paper presents the results of standard calculations of solar fluxes radiation in the Earth's atmosphere at middle latitudes in the range of $2000\text{--}50000\text{ см}^{-1}$ in the presence of cloud layers lower, middle and upper tiers with a large optical thickness. In the calculations the frequency resolution was 0.001 см^{-1} and the altitude 200 m. The main goal is to determine the limits of the change in the rate of heating of the atmosphere by solar radiation in the presence of cloud layers. Calculations showed that cloud layers of large optical thickness significantly affect the solar radiation field in the atmosphere.

Keywords:

line-by-line calculations of radiation fluxes, atmospheric solar radiation.

Введение

Эталонные расчеты поля солнечного излучения в атмосфере Земли (Line by Line) проводились многими исследователями в России и за рубежом. Эти расчеты выполняются обычно либо с целью интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, либо с целью проверки точности различных параметризаций коэффициентов молекулярного поглощения атмосферных газов, которые используются в радиационных блоках моделей общей циркуляции атмосферы. Результаты эталонных расчетов солнечной и тепловой радиации, проведенных различными исследователями в рамках международного проекта Continual Intercomparison of Radiation Codes, представлены на сайте <https://circ.gsfc.nasa.gov>.

В этой работе мы рассмотрели, как влияют на потоки солнечного излучения на скорость нагрева воздуха каждого из облачных слоев: нижнего, среднего и верхнего ярусов [1]. Расчеты потоков солнечного излучения в атмосфере Земли на средних широтах при наличии указанных облачных слоев в диапазоне частот $2000\text{--}50000\text{ см}^{-1}$ выполнены с разрешением по частоте излучения $0,001\text{ см}^{-1}$. При расчетах использовалось приближение горизонтальной однородной атмосферы и учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние [2–8]. Важное отличие наших расчетов от работ других авторов заключается в более высоком разрешении по высоте и зенитному углу.

Методика расчетов

Поле солнечного излучения можно представить в виде суммы прямого (не рассеянного) излучения и рассеянного излучения (один и более раз). Интенсивности прямого солнечного излучения рассчитываются по аналитическим формулам. Если в некоторой точке на поверхности Земли высота Солнца над горизонтом превышает 50 градусов, то для расчета каждой из указанных составляющих солнечного излучения в вертикальном столбе над этой точкой можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В противном случае, при расчетах прямого излучения необходимо учитывать трехмерную неоднородность атмосферы, а при расчете рассеянного излучения можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В этом приближении рассеянные составляющие солнечного излучения зависят от высоты, а также от зенитного и азимутального углов. Каждую из этих составляющих можно разбить на две части. Первая из этих частей не зависит от азимутального угла, а вторая зависит от него. Таким образом, для расчета скоростей нагрева атмосферного газа солнечным излучением достаточно рассчитать прямое солнечное излучение, а также не зависящую от азимутального угла часть рассеянного солнечного излучения, для расчета которой можно применять те же методы, что и при расчете собственного излучения атмосферы.

Для численного решения одномерного по пространству уравнения переноса рассеянного солнечного излучения применялся вариант метода дискретных ординат, изложенный в работе [9]. В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 метров и равномерная сетка по зенитным углам с шагом менее 9 градусов. Коэффициенты молекулярного поглощения атмосферных газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 по стандартной теории, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от центра линии, и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое было задано с помощью эмпирической модели MT CKD [10]. Отметим, что главное отличие наших расчетов от работ других авторов заключается в более высоком разрешении по высоте.

Результаты расчетов

В расчетах использовались вертикальные профили температуры и концентраций основных атмосферных газов, рассчитанные по эмпирической модели NRLMSISE-00 для условий июля над северной Атлантикой на широте 55° , а также вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих, нормированный коэффициент экстинкции, альbedo однократного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках, построенные по экспериментальным данным, приведенным в монографии [3], а также приведенная в

[11] зависимость от высоты коэффициента экстинкции в верхнем, среднем и нижнем облачных слоях при длине волны 0.5 мкм. Оптическая толщина облачных слоев была взята большой и близкой к максимально наблюдаемой.

В атмосфере рассматривались три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей и вертикальные профили их концентрации взяты из работы [10]. Также использовался стандартный спектр солнечного излучения на верхней границе атмосферы 2000 ASTM Standard Extraterrestrial Spectrum Reference E-490-00, представленный на сайте <https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-astm-e490.html>.

На рис. 1 приведены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот 2000-3000 см^{-1} , 3000-4000 см^{-1} , 4000-13000 см^{-1} , 13000-14000 см^{-1} , 14000-29000 см^{-1} , 29000-33000 см^{-1} и 33000-50000 см^{-1} , рассчитанные при зенитном угле Солнца - $42,353^\circ$, альбедо поверхности 5 % и в отсутствии облаков. Нисходящие потоки состоят из прямого и рассеянного излучения, а восходящие только из рассеянного. На рис. 2 представлены те же самые профили, рассчитанные при тех же условиях и при наличии нижнего облачного слоя в интервале высот от 0,5 до 3 км. Эти же профили, рассчитанные при наличии среднего облачного слоя в интервале высот от 3 до 6 км, приведены на рис. 3, а рассчитанные при наличии верхнего облачного слоя в интервале высот от 7 до 10 км изображены на рис. 4.

Анализ рис. 1 показывает, что в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} и от 3000 до 4000 см^{-1} скорость нагрева воздуха существенно зависит от высоты и достигает значений 2-10 К/сут на высотах более 65 км, а на высотах менее 30 км эта скорость не превышает 0,5 К/сут. При этом нагрев на высотах более 60 км происходит за счет полос поглощения CO_2 . Нисходящие потоки излучения в этих интервалах частот на высотах более 30 км мало изменяются, а ниже 30 км плавно убывают с уменьшением высоты в 1,5-2 раза. Восходящие потоки в этих интервалах частот примерно в 50-100 раз меньше восходящих и на высотах более 20 км мало изменяются, а ниже 20 км слабо возрастают с уменьшением высоты.

В интервале частот от 4000 до 13000 см^{-1} скорость нагрева воздуха на высотах более 3 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,6 К/сут, а на высотах менее 3 км эта скорость достигает значений 0,4-2 К/сут за счет фоновых аэрозолей. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 3 км мало изменяется, а ниже 3 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот примерно в 20 раз меньше восходящего и на высотах более 20 км мало изменяется, а ниже 20 км слабо убывает с уменьшением высоты.

В интервале частот от 13000 до 14000 см^{-1} скорость нагрева воздуха на высотах от 3 до 35 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,2 К/сут, а на высотах более 35 км эта скорость плавно возрастает с увеличением высоты и достигает значений 1,4 К/сут. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 10 км мало изменяется, а ниже 10 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот примерно в 17 раз меньше восходящего и на высотах более 15 км мало изменяется, а ниже 15 км слабо убывает с уменьшением высоты.

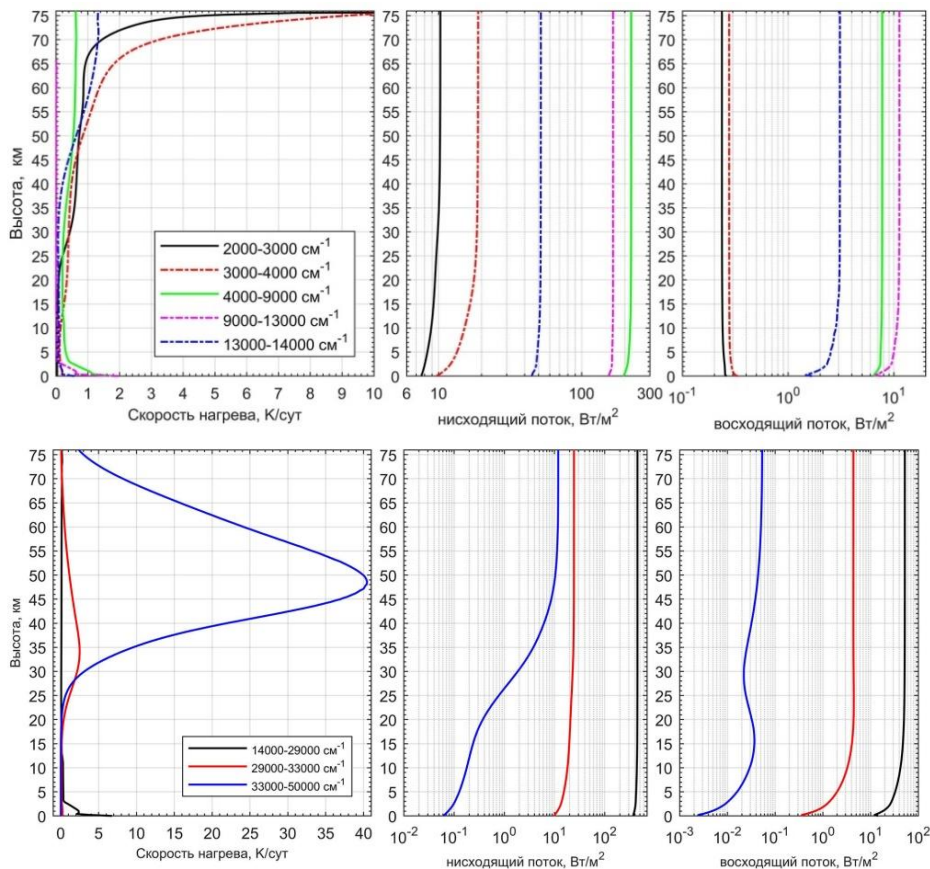


Рис. 4. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (вверху) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} (внизу) при отсутствии облаков и наличии фоновых аэрозолей.

В интервале частот от 14000 до 29000 см^{-1} скорость нагрева воздуха на высотах более 3 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,3 К/сут, а на высотах менее 3 км эта скорость из-за поглощения фоновыми аэрозолями плавно возрастает с уменьшением высоты и достигает значений 5-6 К/сут у поверхности Земли. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 3 км практически не меняется, а ниже 3 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале плавно увеличивается на высотах ниже 15 км, а выше 15 км практически постоянный.

В интервале частот от 29000 до 33000 см^{-1} скорость нагрева воздуха на высотах от 0 до 20 км и выше 65 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,3 К/сут, на высотах от 20 до 65 км плавно изменяется с высотой и достигает максимального значения около 3 К/сут на высоте 34 км. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 12 км мало изменяется, а ниже 12 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот примерно

в 5 раз меньше восходящего и на высотах более 15 км мало изменяется, а ниже 15 км убывает с уменьшением высоты.

В интервале частот от 33000 до 50000 см^{-1} скорость нагрева воздуха на высотах более 25 км существенно зависит от высоты и достигает максимального значения 40,5 К/сут на высоте 48 км, а на высотах ниже 20 км эта скорость практически нулевая. Нисходящий поток в этом интервале частот на высотах более 55 км мало изменяется, а ниже 55 км существенно убывает с уменьшением высоты, причем у поверхности Земли он примерно в 200 меньше чем на высотах более 55 км. Восходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 55 км мало изменяется и примерно в 200 раз меньше восходящего, на высотах от 30 до 55 км убывает с уменьшением высоты, на высотах от 15 до 30 км возрастает с уменьшением высоты, а на высотах ниже 15 км быстро убывает с уменьшением высоты.

Расчеты показали, появление любого облачного слоя большой оптической толщины практически не меняет скорость нагрева воздуха и нисходящие потоки излучения выше облачного слоя. Для излучения с частотой менее 33000 см^{-1} внутри облачного слоя скорость нагрева достигает больших значений, нисходящие потоки быстро убывают с высотой, а восходящие потоки внутри облачного слоя и выше него существенно увеличиваются. Для излучения с частотой большей 33000 см^{-1} появление облачных слоев практически не меняет скорость нагрева внутри и ниже этих слоев, поскольку эта излучение почти полностью поглощается озоном в вышележащих слоях атмосферы. По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже облачного слоя уменьшаются на 3-6 порядка, а восходящие потоки в облачном слое и выше него увеличиваются в 2-10 раз.

Из рис. 2 видно, что в середине нижнего облачного слоя на высоте 2 км скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 3000 см^{-1} достигает значений 2 К/сут, в интервале частот от 3000 до 4000 см^{-1} значений 4 К/сут, в интервале частот от 4000 до 13000 см^{-1} значений 90 К/сут, в интервале частот от 13000 до 14000 см^{-1} значений 12 К/сут, в интервале частот от 14000 до 29000 см^{-1} значений 98 К/сут, в интервале частот от 29000 до 33000 см^{-1} значений 3,5 К/сут, а в интервале частот от 33000 до 50000 см^{-1} эта скорость практически 0 К/сут.

Видно, что ниже облачного слоя нисходящий поток излучения в частотном интервале от 2000 до 3000 см^{-1} уменьшился по сравнению с безоблачным случаем примерно в 20000 раз, в интервале от 3000 до 4000 см^{-1} примерно в 500000 раз, в интервале от 4000 до 9000 см^{-1} примерно в 1000 раз, в интервале от 9000 до 13000 см^{-1} примерно в 700 раз, в интервале от 13000 до 14000 см^{-1} примерно в 500 раз, в интервале от 14000 до 29000 см^{-1} примерно в 400 раз, в интервале от 29000 до 33000 см^{-1} примерно в 300 раз, в интервале от 33000 до 50000 см^{-1} примерно в 350 раз. Восходящий поток выше облачного слоя в частотном интервале от 2000 до 3000 см^{-1} увеличился по сравнению с безоблачным случаем примерно в 4,5 раза, в интервале от 3000 до 4000 см^{-1} примерно в 1,3 раза, в интервале от 4000 до 9000 см^{-1} примерно в 7 раз, в интервале от 9000 до 13000 см^{-1} примерно в 7 раз, в интервале от 13000 до 14000 см^{-1} примерно в 3,5 раза, в интервале от 14000 до 29000 см^{-1} примерно в 2 раза, в интервале от 29000 до 33000 см^{-1} примерно в 1,2 раза, а в интервале от 33000 до 50000 см^{-1} практически не изменился.

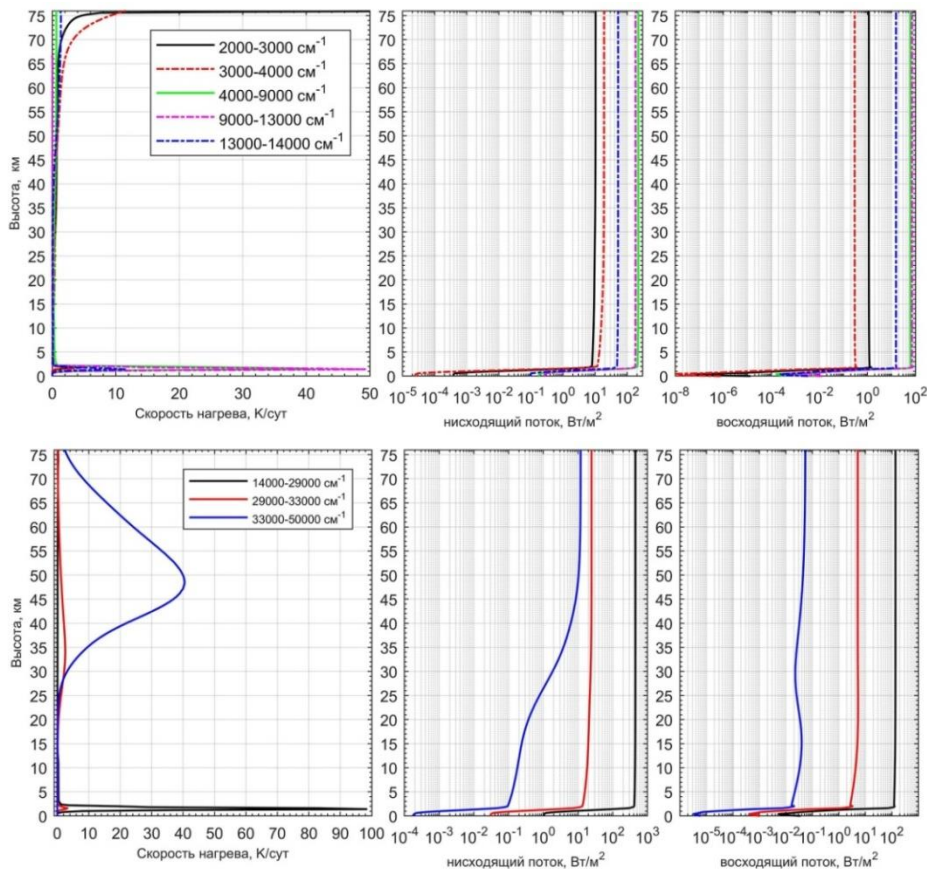


Рис. 2. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (вверху) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} (внизу) при наличии облаков нижнего яруса.

Анализ рис. 3 показывает, что в середине среднего облачного слоя на высоте 4,5 км скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 3000 см^{-1} достигает значений 5 К/сут, в интервале частот от 3000 до 4000 см^{-1} значений 8 К/сут, в интервале частот от 4000 до 13000 см^{-1} значений 104 К/сут, в интервале частот от 13000 до 14000 см^{-1} значений 14 К/сут в интервале частот от 14000 до 29000 см^{-1} значений 123 К/сут, в интервале частот от 29000 до 33000 см^{-1} значений 5 К/сут, а в интервале частот от 33000 до 50000 см^{-1} эта скорость практически 0 К/сут.

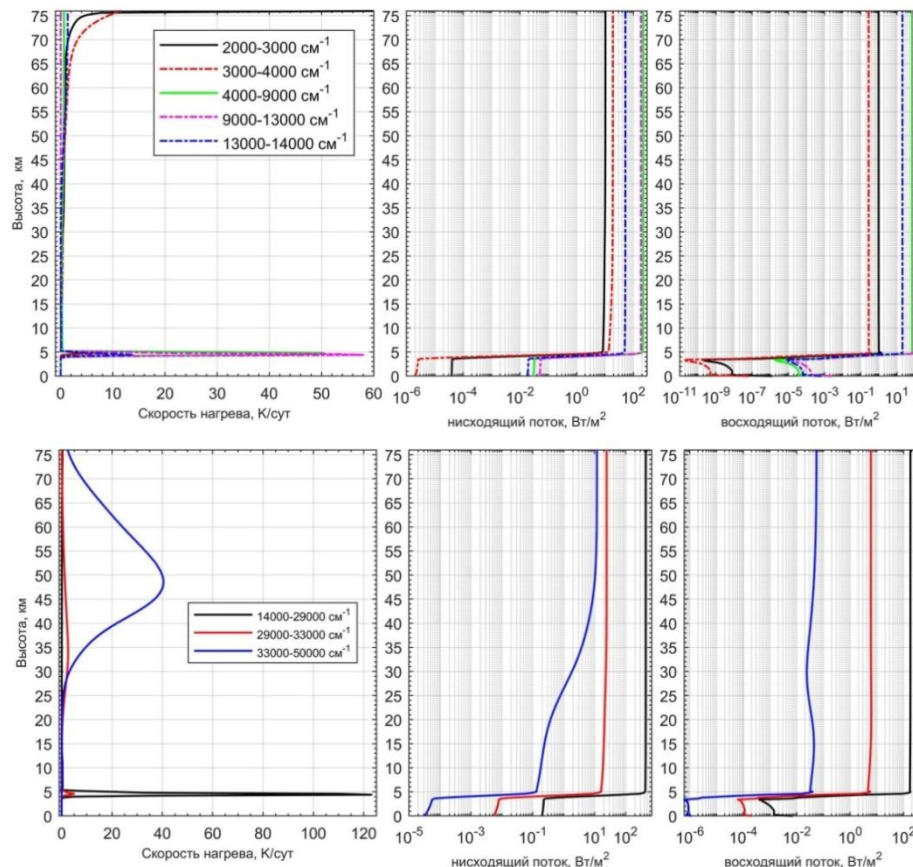


Рис. 3. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (вверху) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} (внизу) при наличии облаков среднего яруса.

По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже среднего облачного уменьшаются в частотном интервале от 2000 до 3000 см^{-1} примерно в 200000 раз, в интервале от 3000 до 4000 см^{-1} примерно в 5000000 раз, в интервале от 4000 до 9000 см^{-1} примерно в 3000 раз, в интервале от 9000 до 13000 см^{-1} примерно в 3000 раз, в интервале от 13000 до 14000 см^{-1} примерно в 2000 раз, в интервале от 14000 до 29000 см^{-1} примерно в 2000 раз, в интервале от 29000 до 33000 см^{-1} примерно в 2000 раз, в интервале от 33000 до 50000 см^{-1} примерно в 2000 раз. Восходящий поток выше среднего облачного слоя увеличился по сравнению с безоблачным случаем в частотном интервале от 2000 до 3000 см^{-1} примерно в 4,5 раза, в интервале от 3000 до 4000 см^{-1} примерно в 1,2 раза, в интервале от 4000 до 9000 см^{-1} примерно в 11 раз, в интервале от 9000 до 13000 см^{-1} примерно в 9 раз, в интервале от 13000 до 14000 см^{-1} примерно в 4 раза, в интервале от 14000 до 29000 см^{-1} примерно в 4 раза, в интервале от 29000 до 33000 см^{-1} примерно в 1,5 раза, а в интервале от 33000 до 50000 см^{-1} практически не изменился.

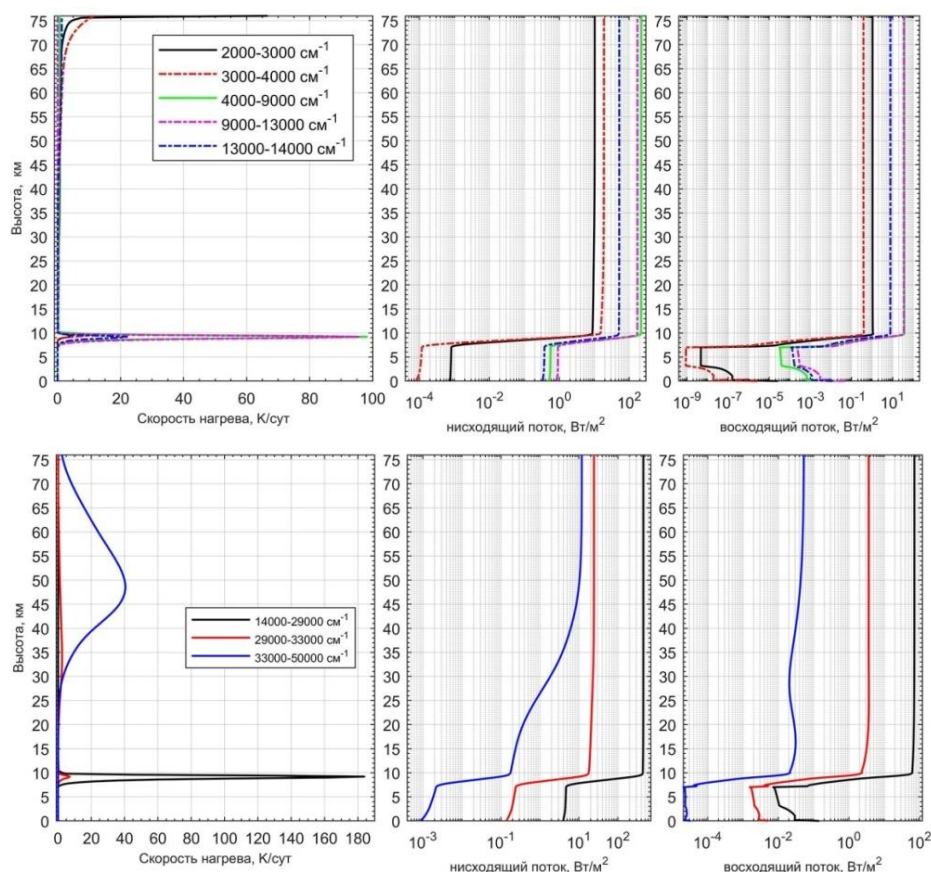


Рис. 4. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (вверху) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} (внизу) при наличии облаков верхнего яруса.

Анализ рис. 4 показывает, что в середине верхнего облачного слоя на высоте 8,5 км скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в интервале частот от 2000 до 3000 см^{-1} достигает значений 5 К/сут, в интервале частот от 3000 до 4000 см^{-1} значений 11 К/сут, в интервале частот от 4000 до 13000 см^{-1} значений 193 К/сут, в интервале частот от 13000 до 14000 см^{-1} значений 22 К/сут в интервале частот от 14000 до 29000 см^{-1} значений 183 К/сут, в интервале частот от 29000 до 33000 см^{-1} значений 7 К/сут, а в интервале частот от 33000 до 50000 см^{-1} эта скорость практически 0 К/сут.

По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже верхнего облачного слоя уменьшаются в частотном интервале от 2000 до 3000 см^{-1} примерно в 10000 раз, в интервале от 3000 до 4000 см^{-1} примерно в 100000 раз, в интервале от 4000 до 9000 см^{-1} примерно в 330 раз, в интервале от 9000 до 13000 см^{-1} примерно в 170 раз, в интервале от 13000 до 14000 см^{-1} примерно в 120 раз, в интервале от 14000 до 29000 см^{-1} примерно в 32 раза, в интервале от 29000 до 33000 см^{-1} примерно в 100 раз, в интервале от 33000 до 50000 см^{-1} примерно в 100 раз.

Восходящий поток выше верхнего облачного слоя увеличился по сравнению с безоблачным случаем в частотном интервале от 2000 до 3000 см^{-1} примерно в 4,5 раза, в интервале от 3000 до 4000 см^{-1} примерно в 1,5 раза, в интервале от 4000 до 9000 см^{-1} примерно в 5 раз, в интервале от 9000 до 13000 см^{-1} примерно в 4 раза, в интервале от 13000 до 14000 см^{-1} примерно в 4,5 раза, в интервале от 14000 до 29000 см^{-1} примерно в 1,6 раза, в интервалах от 29000 до 33000 см^{-1} и от 33000 до 50000 см^{-1} практически не изменился.

Выводы

Проведенные расчеты показали, что в безоблачной атмосфере на высотах более 20 км нагрев солнечным излучением обусловлен потоками излучения в частотных интервалах от 2000 до 9000 см^{-1} и от 29000 до 50000 см^{-1} . При этом нагрев на высотах от 60 до 76 км происходит в основном за счет полос поглощения углекислого газа и озона, а на высотах от 30 до 60 км в основном за счет поглощения озона в полосе Хартли. Скорость нагрева воздуха на высотах более 20 км существенно зависит от высоты и достигает максимального значения примерно 45 К/сут на высоте около 48 км. При этом потоки солнечного излучения в частотном интервале от 9000 до 29000 см^{-1} дают очень малый относительный вклад в скорость нагрева. В диапазоне высот от 3 до 20 км суммарная скорость нагрева не превышает 1 К/сут и обусловлена поглощением в частотном интервале от 3000 до 9000 см^{-1} . На высотах ниже 3 км скорость нагрева увеличивается с уменьшением высоты и достигает значений около 2 К/сут у поверхности, причем основной вклад в нагрев вносит поглощение фоновыми атмосферными аэрозолями в частотном интервале от 3000 до 29000 см^{-1} .

Появление на высотах ниже 15 км любого облачного слоя большой оптической толщины практически не меняет скорость нагрева воздуха и нисходящие потоки излучения выше облачного слоя. Для излучения с частотой менее 33000 см^{-1} внутри облачного слоя скорость нагрева достигает больших значений, 230 К/сут в нижнем слое, 260 К/сут в среднем слое и 410 К/сут в верхнем слое. При этом внутри облачного слоя нисходящие потоки быстро убывают с высотой, а восходящие потоки внутри облачного слоя и выше него существенно увеличиваются. По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже облачного слоя уменьшаются на 3-6 порядков, а восходящие потоки в облачном слое и выше него увеличиваются в 2-10 раз. Появление облачных слоев практически не меняет скорость нагрева внутри и ниже этих слоев за счет поглощения излучения с частотой большей 33000 см^{-1} , поскольку это излучение почти полностью поглощается озоном в вышележащих слоях атмосферы.

Большая скорость нагрева воздуха солнечным излучением внутри облачных слоев будет нарушать термодинамическое равновесие в атмосфере и вызывать существенную вертикальную конвекцию.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-03022 мк.

Литература

1. Мазин И.П., Хргиан А.Х. Облака и облачная атмосфера: Справочник. Л: Гидрометиздат. 1989. 646 с.
2. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Ленинград: Гидрометеиздат, 1990. 264 с.
3. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики. СПб: Наука. 2003. 474 с.
4. Нагирнер Д.И. Лекции по теории переноса излучения: Учеб. пособие. СПб: Изд-во С.-Петербург. ун-та, 2001. 284 с.
5. Fomin B.A. Effective interpolation technique for line-by-line calculations of radiation absorption in gases // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 1995. V. 53. P. 663-669.
6. Evans K.F. The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer // Journal Of The Atmospheric Sciences. 1998. V.55. P. 429-446.
7. Stamnes K., et al. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media // Applied Optics. 1988. V.27. N.12. P. 2502-2509.
8. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2006. 661 с.
9. Игнатъев Н.И., Мингалев И.В., Родин А.В., Федотова Е.А. Новый вариант метода дискретных ординат для расчета собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере // ЖВМ и МФ, 2015, том 55, № 10, с. 109–123.
10. Mlawer E.J., et al. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave // J. Geophys. Res. 1997. Vol. 102, No. D14, P. 16,663-16,682.
11. Мингалев И.В., Федотова Е.А., Орлов К.Г. Влияние оптически толстых слоев на нагрев атмосферы собственным излучением // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, 2017, т. 14, № 5, с. 100–108.

Сведения об авторах

Федотова Екатерина Алфеевна

м. н. с., Полярный геофизический институт;
E-mail: godograf87@mail.ru

Мингалев Игорь Викторович

д.ф.-м.н., в.н. с., Полярный геофизический институт;
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Орлов Константин Геннадьевич

к.ф.-м.н., ученый секретарь, Полярный геофизический институт;
E-mail: orlov@pgia.ru

Ю.Н. Куликов

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕРЫ МАРСА.
ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНЕНИЯ ВЫСОТНОГО ПРОФИЛЯ
АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА С ДАННЫМИ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОМЕТРА
SPICAM**

Аннотация

На основе численного решения системы нестационарных пространственно-одномерных уравнений химической кинетики для продуктов фотолиза CO_2 , O_2 и H_2O , образующихся в атмосфере под действием солнечного ультрафиолетового излучения, построена математическая модель химического состава атмосферы Марса. В модели также учитываются процессы диффузионного и турбулентного переноса газовых компонентов и конденсата водяного пара. Выполнено моделирование фотохимических и транспортных процессов в среднеширотной атмосфере планеты для сезона равноденствия и среднего уровня солнечной активности. Проведено сравнение рассчитанных профилей концентрации атомарного кислорода с данными измерений ночной инфракрасной эмиссии молекулярного кислорода в полосе 1.27 мкм спектрометром SPICAM с борта аппарата Mars Express. Обсуждаются найденные отличия и их возможные причины.

Ключевые слова:

фотохимия атмосферы, фотолиз углекислого газа, химическая кинетика, турбулентная диффузия, инфракрасное излучение молекулярного кислорода, атомарный кислород.

Yu.N. Kulikov

**MODELING THE CHEMICAL COMPOSITION OF THE MARTIAN ATMOSPHERE.
PRELIMINARY RESULTS OF COMPARING THE HEIGHT PROFILE
OF ATOMIC OXYGEN WITH THE OBSERVATIONAL DATA
BY THE SPICAM SPECTROMETER**

Abstract

A mathematical model of the chemical composition of the martian atmosphere is developed which is based on a numerical solution of the time-dependent, one-dimensional equations for chemical kinetics of the photolysis products of CO_2 , O_2 , and H_2O , formed in the atmosphere exposed to the solar UV-radiation. The model also takes into account molecular and eddy diffusion of gas constituents, as well as, of the water condensate. The photochemical and transport processes in the middle-latitude Mars' atmosphere have been simulated for the equinox period under moderate solar activity conditions. The calculated height profiles of the atomic oxygen number density are compared with those recovered from the observational data of the Mars Express SPICAM spectrometer which measured the 1.27 μm IR-nightglow of molecular oxygen during its mission. Discrepancies between the recovered and modeled O densities are discussed.

Keywords:

atmospheric photochemistry, photolysis of carbon dioxide, chemical kinetics, turbulent diffusion, infra-red radiation of molecular oxygen, atomic oxygen.

Введение

Среди основных задач физики планет, решение которых необходимо для объяснения процессов химической и тепловой эволюции атмосфер планет, включая Землю и планеты земной группы (Венера, Марс), важное место занимает задача определения и моделирования атмосферного химического состава. Решение этой задачи требуется для оценки скорости потери массы атмосферы планеты и возможного изменения её химического состава на геологических масштабах времени вследствие тепловых и нетермических процессов эрозии верхней атмосферы, вызываемых действием интенсивных потоков солнечного ультрафиолетового (УФ) излучения, солнечного ветра и корональных выбросов массы Солнца [1–4]. То есть корректное моделирование химического состава атмосферы необходимо для понимания геологической истории изменения климатических условий на поверхности планеты с момента завершения её формирования из протопланетного газопылевого облака по настоящую эпоху [5]. Основными индикаторами таких условий являются величина потока и спектр солнечного излучения, достигающего поверхности планеты, давление, температура и состав атмосферы на поверхности, а также отсутствие или наличие жидкой воды, что является одним из основных условий для возможности формирования каких-либо форм жизни на планете в рассматриваемую геологическую эпоху [3].

Начиная с конца 1960-х годов, когда были выполнены первые дистанционные исследования Марса с помощью автоматических межпланетных станций [6–8], и по настоящее время, когда на орбите и поверхности планеты успешно выполнены десятки новых экспериментов, в изучении аэрономии этой планеты достигнут значительный прогресс [9–12]. Полученные данные измерений стимулировали активные теоретические исследования наблюдаемых особенностей структуры и состава атмосферы Марса. Так для объяснения наблюдаемой стабильности основного нейтрального компонента атмосферы – CO_2 по отношению к процессу его фотодиссоциации солнечным УФ-излучением, т.е. низкого относительного содержания ($\sim 10^{-3} - 3 \times 10^{-2}$) монооксида углерода CO и атомарного кислорода O на высотах около 100 км, был предложен ряд гипотез, касающихся вклада водородосодержащих радикалов и вертикального турбулентного перемешивания смеси углекислого газа и водяного пара, а также продуктов их фотолиза в фотохимию нижней атмосферы планеты [6, 13–16].

Несмотря на то, что к настоящему времени опубликовано значительное количество работ, в которых обсуждаются различные аспекты аэрономии Марса, всё ещё остается ряд вопросов, на которые предложенные теоретические модели не дают однозначного ответа. Имеются значительные различия и в исходных предположениях, используемых при построении этих моделей. Известна, например, важная роль, которую играет в фотохимии CO_2 водяной пар, присутствующий в атмосфере Марса [6]. В то же время в различных моделях концентрация водяного пара на высотах нижней атмосферы различается на 3 – 4 порядка [6, 13–16]. Выполненное позднее в [17] исследование механизмов формирования высотного распределения конденсата и паров воды в приэкваториальной атмосфере Марса, показало, что в области стратомезосферы важную роль играют ранее не учитывавшиеся процессы конденсации и испарения H_2O , а также турбулентное перемешивание атмосферы. Включение этих процессов в модель химического состава позволило значительно уменьшить

неопределённость в вертикальном распределении концентрации водяного пара в нижней атмосфере для невозмущённых атмосферных условий (при отсутствии глобальной пылевой бури), а также получить оценки верхнего предела коэффициента турбулентной диффузии в тропосфере и нижней термосфере [18].

При построении теоретических моделей атмосферы также необходимо учитывать то обстоятельство, что константы скоростей целого ряда химических реакций измерены со значительной погрешностью, либо экстраполированы в область низких температур, где измерения отсутствуют. Так в различных моделях отличие констант скоростей для некоторых важных реакций достигает двух и более порядков. При этом отдельные реакции учитываются в одних расчётах и игнорируются в других. К сожалению, вопрос о роли различных реакций в аэрономии Марса, также как и вопрос о влиянии погрешностей измерения констант их скоростей на состав атмосферы до сих пор мало изучен.

В данной работе публикуются результаты моделирования среднесуточного химического состава среднеширотной атмосферы Марса в области высот от 0 до 200 км (относительно виртуального среднего уровня поверхности с давлением 6.1 мбар) для периода времени вблизи осеннего равноденствия в северном полушарии (ареоцентрическая долгота $L_s \approx 330^\circ$) и умеренного уровня солнечной активности. Цель работы – сравнение полученных предварительных результатов расчетов вертикального профиля концентрации атомарного кислорода с результатами измерений спектрометром SPICAM ночной ИК-эмиссии возбужденного молекулярного кислорода в состоянии $O_2(^1\Delta_g)$ [9] а также с результатами моделирования химического состава атмосферы Марса других авторов.

Описание модели

1. Уравнения переноса газовых компонентов

В приближении горизонтально стратифицированной атмосферы пространственно-временные распределения концентраций химически реагирующих компонентов описываются системой уравнений неразрывности с учетом фотолиза составляющих под действием солнечного УФ-излучения, а также процессов вертикального массопереноса:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(w_i n_i) = Q_i, \quad (1)$$

где t – время; z – высота над средним уровнем поверхности; w_i и n_i – вертикальная составляющая скорости переноса и концентрация i -го компонента в атмосфере; Q_i – скорость образования и потери i -го компонента в результате всех химических реакций, включая процессы фотодиссоциации.

Осредненный по времени вертикальный поток φ_i частиц i -го компонента:

$$\varphi_i = n_i w_0 + n_i w_i^D + n'_i w'_i = n_i w_i \quad (2)$$

состоит из среднемассового потока $\varphi_i^0 = n_i w_0$ и потоков за счет молекулярной диффузии $\varphi_i^D = n_i w_i^D$ и турбулентных пульсаций скорости и плотности i -го компонента в атмосфере $\varphi_i^0 = n'_i w'_i$, соответственно. Здесь w_0 – среднемассовая

скорость движения атмосферы; w_i^D – диффузионная скорость, а n'_i и w'_i – величины турбулентных пульсаций концентрации и скорости i -го компонента. Вследствие преобладания в атмосфере Марса CO_2 , для описания молекулярной диффузии вполне обоснованным является приближение малой составляющей, для которого поток i -го компонента может быть записан в следующем виде:

$$\varphi_i^D = -D_i \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H_i} + \frac{1+\alpha_i}{T} \right) n_i \right]. \quad (3)$$

В этом выражении D_i – коэффициент бинарной диффузии i -го компонента в CO_2 ; $H_i = RT/\mu_i g$ – высота однородной атмосферы для i -го компонента, R – универсальная газовая постоянная; T – температура газа; g – ускорение свободного падения; μ_i и α_i – молекулярный вес и коэффициент термодиффузии i -го компонента. Выражение для вертикального потока турбулентной диффузии i -го компонента согласно [6] имеет вид:

$$\varphi_i^T = -K \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) n_i \right], \quad (4)$$

где H – шкала высот однородно-перемешанной атмосферы, а μ – её средний молекулярный вес на данной высоте. Высотная зависимость коэффициента турбулентной диффузии K аппроксимировалась следующим выражением:

$$K = K_M \exp [S_1(z - Z_M) - S_2(z - Z_M)^2] \quad (5)$$

где $S_2 = 0$ при $z \leq Z_M$. Значения параметров K_M , Z_M , S_1 и S_2 выбирались согласно оценкам [17, 18].

2. Кинетика конденсации и транспорт водяного пара и аэрозоля

Вертикальные профили концентрации ледяных частиц и паров воды определялись в данной работе с учетом кинетики гетерогенной конденсации H_2O вместе с процессами турбулентной диффузии и гравитационного осаждения аэрозоля на основе подхода, изложенного в [17]. Уравнения баланса массы конденсата H_2O в атмосфере записывались в следующем виде:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = -\frac{\partial \varphi_c}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}(w_c n_c) - Q_v, \quad \varphi_c = -K \left(\frac{\partial n_c}{\partial z} + \frac{n_c}{H} \right) \quad (6)$$

Здесь n_c – концентрация, а φ_c – диффузионный поток конденсата воды (аэрозоля из частиц льда); Q_v – суммарная объемная скорость образования водяного пара вследствие фазовых переходов в состоянии H_2O ; w_c – скорость гравитационного осаждения частиц конденсата, которая рассчитывалась по формуле Стокса, модифицированной для случая разреженного газа [19].

При вычислении суммарной объемной скорости Q_v образования и исчезновения водяного пара в результате процессов испарения и конденсации учитывалось то, что при локальном термодинамическом равновесии системы пар – конденсат скорости прямого и обратного фазового перехода равны между собой. Считая также, что все молекулы пара движутся со среднеарифметической скоростью $V = (8 kT / \pi m_w)^{1/2}$, значительно превышающей скорость частиц конденсата, для величины Q_v в [17] получено следующее выражение:

$$Q_V = k_V n_C (n_{VS} - n_V), \quad (7)$$

где k – постоянная Больцмана; m_W – масса молекулы воды; $k_V = 3 \alpha m_W V / 4 r \rho_{ice}$ – «константа» скорости конденсации пара; α – коэффициент конденсации паров, называемый также коэффициентом аккомодации для процесса конденсации [20]; r – средний радиус частиц конденсата; ρ_{ice} – плотность водяного льда; n_V – концентрация паров воды. Концентрация насыщенного водяного пара n_{VS} – над плоской поверхностью конденсата рассчитывалась по формуле Гоффа-Грэтча [17].

3. Фотохимия компонентов

В построенной модели химического состава атмосферы Марса учитываются следующие 12 нейтральных компонентов: CO_2 , CO , O_2 , $\text{O}(^3\text{P})$, $\text{O}(^1\text{D})$, O_3 , H_2O , OH , H , HO_2 , H_2O_2 , H_2 , ионы CO_2^+ , CO_2H^+ и электроны, а также аэрозольная составляющая, образованная частицами конденсата водяного пара, т.е. водяного льда. Для перечисленных компонентов принята схема химических реакций, приведенная в таблице 1. Величины J_k в этой таблице означают скорости фотодиссоциации компонентов на верхней границе атмосферы. Для их расчета использовались величины спектральной плотности потока солнечного УФ-излучения из [21]. Сечения поглощения излучения и фотодиссоциации компонентов были взяты из [22]. Константы k_i скоростей остальных реакций взяты из [23].

4. Начальные и граничные условия

Начальный высотный профиль концентрации CO_2 в среднеширотной атмосфере планеты для условий равновесия определялся из условия гидростатического равновесия для заданного на основе справочной модели атмосферы Марса [24] среднего профиля температуры, скорректированного с учётом данных дистанционных и прямых измерений последних лет, выполненных с борта орбитальных аппаратов Mars Express и MAVEN [9-12]. Давление атмосферы на уровне поверхности задавалось равным 6.1 мбар. Начальные распределения концентраций CO и O_2 находились из условия диффузионного равновесия с учётом турбулентного перемешивания в нижней атмосфере при заданном относительном объемном содержании 8×10^{-4} и 1.3×10^{-3} , соответственно. Вертикальные распределения концентраций конденсата и паров воды в атмосфере в начальный момент времени $t = 0$ задавались согласно расчётам [17]. Полное содержание водяного пара в атмосфере для рассматриваемого случая составляет 8 мкм осажденной воды, что примерно соответствует его среднегодовому содержанию в приэкваториальной области планеты, измеренному спектрометром SPICAM на орбитальном аппарате Mars Express в течение пятилетнего периода наблюдений [25]. Начальные концентрации всех остальных компонентов полагались равными нулю.

Таблица 1.

Схема химических реакций модели и константы скоростей

№№	Реакция	Константа ¹⁾
1	$\text{CO}_2 + h\nu (40 - 2062) \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	J_1
2	$\text{O}_2 + h\nu (40 - 2062) \rightarrow \text{O} + \text{O}$	J_2
3	$\text{O}_3 + h\nu (2000 - 3600) \rightarrow \text{O}(^1D) + \text{O}_2$	J_3
4	$\text{H}_2\text{O} + h\nu (1515 - 2000) \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	J_4
5	$\text{HO}_2 + h\nu (2000 - 3600) \rightarrow \text{O} + \text{OH}$	J_5
6	$\text{H}_2\text{O}_2 + h\nu (2000 - 3600) \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	J_6
7	$\text{CO} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + \text{CO}_2$	$1.0 \times 10^{-32} \exp(-2190/T)$
8	$\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	$2.1 \times 10^{-13} \exp(-116/T)$
9	$\text{O} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{CO}_2$	$3.0 \times 10^{-33} (300/T)^{2.9}$
10	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_3 + \text{CO}_2$	$1.4 \times 10^{-33} (300/T)^{2.5}$
11	$\text{O} + \text{O}_3 \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2$	$2.0 \times 10^{-11} \exp(-2280/T)$
12	$\text{O} + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	$7.0 \times 10^{-11} \exp(-5000/T)$
13	$\text{O} + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	4.0×10^{-11}
14	$\text{O} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$8.0 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
15	$\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$2.3 \times 10^{-11} \exp(-3200/T)$
16	$\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{OH}$	$2.3 \times 10^{-11} \exp(-3200/T)$
17	$\text{O}(^1D) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}(^3P) + \text{CO}_2$	1.8×10^{-10}
18	$\text{O}(^1D) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	3.0×10^{-10}
19	$\text{O}(^1D) + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	3.0×10^{-10}
20	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	$4.2 \times 10^{-10} \exp(-950/T)$
21	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	$8.3 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
22	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	$4.2 \times 10^{-11} \exp(-350/T)$
23	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{CO}_2$	$2.0 \times 10^{-31} (273/T)^{1.3}$
24	$\text{H} + \text{H} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{CO}_2$	$1.0 \times 10^{-32} (273/T)^{0.7}$
25	$\text{H} + \text{O}_3 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	2.6×10^{-11}
26	$\text{OH} + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	$1.0 \times 10^{-11} \exp(-550/T)$
27	$\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	$3.6 \times 10^{-11} \exp(-2590/T)$
28	$\text{OH} + \text{O}_3 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{O}_2$	$1.3 \times 10^{-12} \exp(-956/T)$
29	$\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$8.3 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
30	$\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	$4.1 \times 10^{-11} T^{0.5} \exp(-600/T)$
31	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	$1.7 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
32	$\text{H} + \text{OH} \rightarrow \text{O} + \text{H}_2$	$3.0 \times 10^{-11} \exp(-4000/T)$
33	$\text{CO}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{CO}_2\text{H}^+ + \text{H}$	1.4×10^{-9}
34	$\text{CO}_2\text{H}^+ + \text{e} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	3.5×10^{-7}

¹⁾ Величины J_k скоростей фотодиссоциации выражены в см^{-1} ; скоростей бинарных реакций – в $\text{см}^3\text{с}^{-1}$; скоростей тримолекулярных реакций – в $\text{см}^6\text{с}^{-1}$.

На верхней границе атмосферы, в качестве которой выбран уровень нижней границы экзосферы, расположенный приблизительно на высоте $z_{\text{exo}} = 225$ км, считалось, что диффузионные потоки всех компонентов, за исключением Н,

H_2 и O , равны нулю. Для H и H_2 задавались потоки тепловой диссипации по формуле Джинса, для O учитывалась нетермическая диссипация. На нижней границе диффузионные потоки всех компонентов, кроме водяного пара, полагались равными нулю. Средняя величина потока H_2O на поверхности планеты задавалась исходя из условия баланса в атмосфере полной массы водорода и кислорода.

Результаты расчетов

Решение системы нестационарных, нелинейных, дифференциальных уравнений в частных производных химической кинетики (1–7), учитывающей вертикальный массоперенос и описывающей высотное распределение концентраций рассматриваемых компонентов для заданных граничных условий, находилось модифицированным методом Ньютона, разработанным в [18] для решения подобных задач.

На рис.1 представлены рассчитанные высотные профили концентраций основных углеродосодержащих компонентов CO_2 и CO , молекулярного кислорода O_2 , а также химически активного «нечётного кислорода» O_x [$O(^3P)$, $O(^1D)$ и O_3]. Профили рассчитаны для среднесуточных условий в среднеширотной атмосфере Марса в период равноденствия при умеренном уровне солнечной активности. Видно, что лишь концентрация атомарного кислорода имеет максимум на высоте около 66 км, тогда как остальные компоненты (CO_2 , CO , O_2 и O_3) имеют максимум концентрации у поверхности планеты. Это обстоятельство указывает на особенно активную роль атомарного кислорода в химии нижней атмосферы Марса.

На рис.2, помимо концентраций CO , O и O_3 , показанных для сравнения, приведены также высотные профили компонентов «нечётного водорода» HO_x (H , OH , HO_2 , H_2O_2), играющих важную роль в рекомбинации продуктов фотодиссоциации углекислого газа – CO и O и, таким образом, в поддержании стабильного состава атмосферы. Представлены также профили концентрации водяного пара и льда, находящихся в фазовом равновесии между собой в условиях турбулентного перемешивания нижней атмосферы. Рассчитанные из модели максимумы плотности водяного пара и ледяного аэрозоля располагаются на высотах около 30 км и составляют приблизительно 10^{12} молекул H_2O на $см^3$.

На основе полученных из модели распределений концентраций компонентов рассчитаны и проанализированы высотные профили объемных скоростей образования P_k и разрушения L_k компонентов атмосферы в результате всех реакций, приведенных в таблице 1. Выше уровня приблизительно в 40 км отсутствие равенства скоростей сублимации льда и конденсации паров H_2O указывает на определенную роль турбулентной диффузии в формировании высотного распределения водяного пара, а также реакции (4) фотодиссоциации H_2O .

Результаты сравнения относительного вклада реакций исследуемой аэрономической модели (см. табл. 1) показывают, какие из них определяют баланс массы рассматриваемых компонентов.

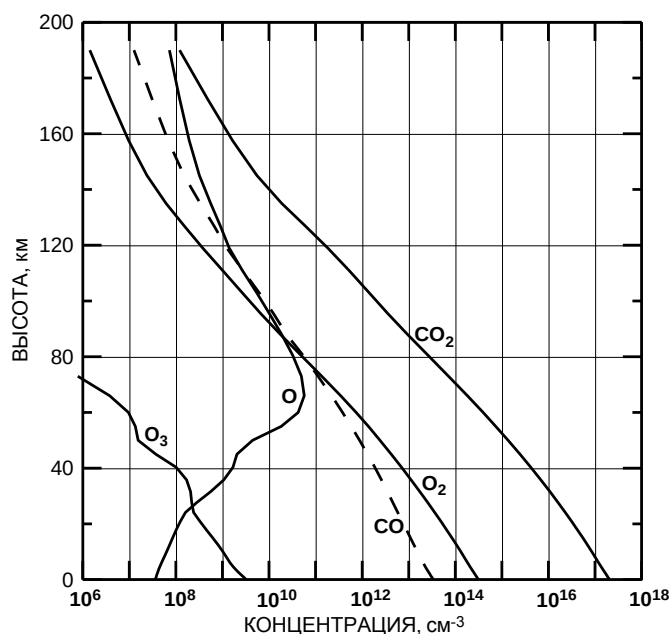
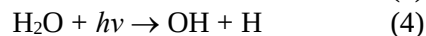
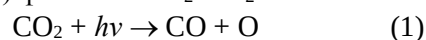
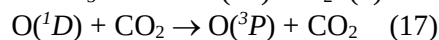
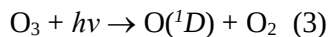
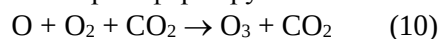


Рис. 1. Высотные профили среднесуточных концентраций основных углеродо- и кислородосодержащих компонентов среднеширотной атмосферы Марса для условий равновесия и умеренной солнечной активности.

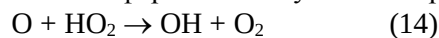
Процесс взаимосвязанных химических превращений в атмосфере инициируется реакциями (1), (4) и (18) фотолиза CO_2 и H_2O .



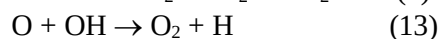
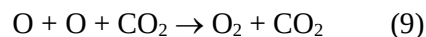
Атомарный кислород, образующийся при фотодиссоциации CO_2 в результате быстрых реакций (10), (3) и (17) (быстрых по сравнению со скоростью реакции (1) образования O) частично трансформируется в озон:



Анализ взаимных превращений компонентов «семейства» нечетного кислорода показывает, что разрушение O_x формально обусловлено реакцией (14).



Однако необходимо иметь в виду, что данная реакция не приводит к образованию новой химической связи между двумя атомами O и, поэтому, в отличие от реакций (9) и (13)



не является реальным процессом рекомбинации O и образования новой молекулы O_2 . Реакция (14) есть, по существу, реакция «обмена» атома O между семействами O_x и HO_x , с отделением от них молекулы O_2 . От её скорости зависит лишь равновесное соотношение между концентрациями этих компонентов, а не их суммарное содержание.

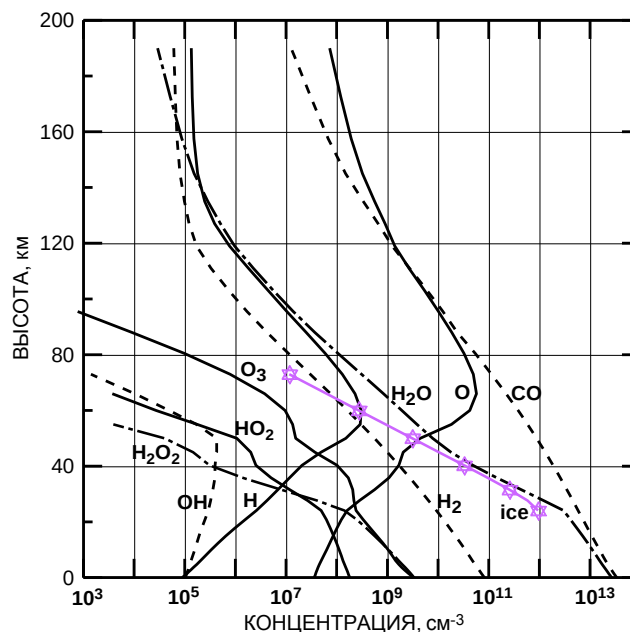
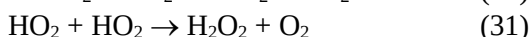
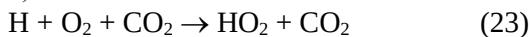


Рис. 2. Высотные профили среднесуточных концентраций H_2O (пар и конденсат), компонентов «нечетного водорода» (H , OH , HO_2 , H_2O_2) и H_2 в сравнении с профилями концентраций CO , O и O_3 в среднеширотной атмосфере Марса для условий равновесия. Обозначения: водяной пар – штрихпунктирная линия; ледяной аэрозоль – фиолетовая кривая со звездочками.

Точно так же, формально, основным процессом разрушения молекулярного кислорода является реакция (23) объединения O_2 и H в молекулу пергидроксила, который в свою очередь служит источником перекиси водорода, образующейся из HO_2 в реакции (31)

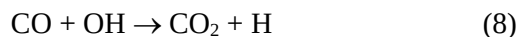


Химическая связь двух атомов кислорода, присутствовавшая в молекуле O_2 , посредством реакции (23) лишь переносится в радикалы HO_2 и H_2O_2 . Разрыв

этой связи происходит главным образом в реакциях фотодиссоциации этих радикалов (5) и (6):



Цикл химических превращений продуктов фотодиссоциации основной газовой составляющей атмосферы Марса, CO_2 , завершает быстрая реакция (8) рекомбинации CO_2 :



что и объясняет в итоге наблюдаемую стабильность CO_2 в атмосфере этой планеты.

Обсуждение результатов

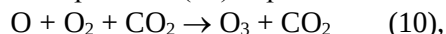
Как отмечалось в предыдущем разделе, рассчитанные из модели максимумы концентрации водяного пара и его конденсата располагаются на высотах около 30 км. Этот результат хорошо согласуется с данными измерений высотных распределений плотности водяного пара и ледяного аэрозоля спектрометром SPICAM на орбитальном аппарате Mars Express в течение пятилетнего периода наблюдений атмосферы Марса [25]. Согласно этим данным, максимальная концентрация водяного пара и плотность частиц аэрозоля наблюдается на высотах от 30 до 50 км и составляет $\sim 10^{12}$ молекул H_2O на см^3 , что также хорошо согласуется с данными оптических наблюдений [26].

Фотохимия атмосферы Марса подробно исследовалась в работах Краснопольского [27-29]. Данный автор построил и подробно изучил три класса одномерных фотохимических моделей атмосферы Марса, а именно – 1) стационарные модели для глобально-средних условий, использование которых необходимо для корректного описания компонентов с длительными временами жизни (H_2 , O_2 , CO); 2) стационарные модели для локальных условий; 3) нестационарные модели для локальных условий. Модели последнего типа показывают, например, что нечетный водород в ночное время быстро преобразуется в H_2O_2 и химические реакции с его участием практически прекращаются [28]. Краснопольский также указал, что при сравнении его результатов, полученных из моделей с данными отдельных наблюдений, возникают серьезные затруднения [28,29]. Оставляя анализ причин указанных трудностей для дальнейшего исследования, следует отметить, что сравнение построенной в нашей работе глобальной средней фотохимической модели атмосферы Марса, показывает удовлетворительное согласие с результатами моделирования Краснопольского в рамках глобальной средней модели [29].

В работе [9] представлены результаты анализа данных измерений ночного свечения $\text{O}_2(a^1\Delta)$ в полосе 1.27 мкм в атмосфере Марса ИК-спектрометром SPICAM с борта орбитального аппарата Mars Express вблизи южного полюса планеты (82° - 83° ю.ш.) в период полярной ночи. Наблюдаемое свечение является результатом рекомбинации атомов O в молекулу O_2 в ночной атмосфере. Свечение наблюдалось лишь в нескольких случаях из общего числа 35 измерений на лимбе планеты на высотах 38-49 км.

Восстановленные по данным наблюдений с 4-х орбит высотные профили концентрации атомарного кислорода O имеют максимум на высотах 60-68 км и представлены на рис.3 вместе с профилем концентрации O , рассчитанным из глобальной средней модели данной работы. Из сравнения модельного и восстановленных профилей концентрации O видны значительные различия, как максимумов концентрации O , так и высоты максимума. Для понимания возможных причин этих различий, необходимо, прежде всего, учитывать, что рассчитанные и наблюдаемые профили получены для различных условий.

В высокоширотной атмосфере Марса в период полярной ночи основными процессами химической трансформации атомарного кислорода наиболее вероятно может являться реакция (9) с образованием возбужденного молекулярного кислорода и реакция (10) образования озона



а также реакции (15) и (16) с участием перекиси водорода

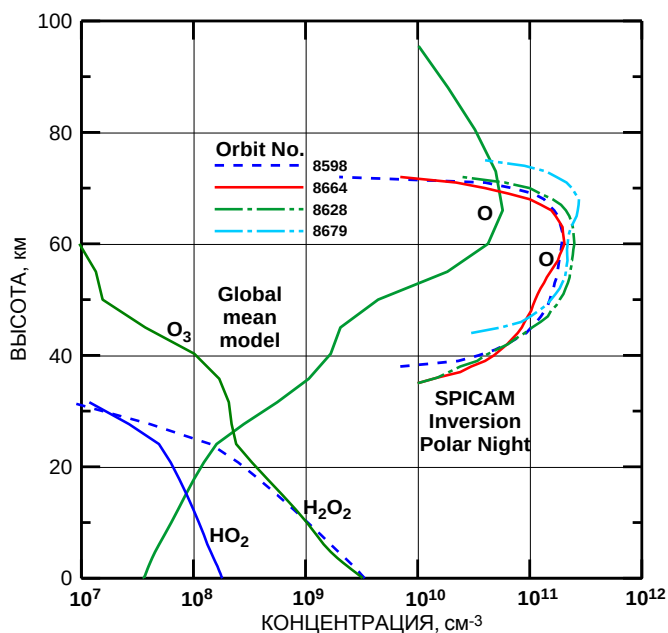
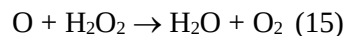


Рис. 3. Высотные профили концентраций O, HO₂ и H₂O₂, рассчитанные для периода равноденствия и умеренного уровня солнечной активности из глобально осреднённой модели химического состава атмосферы Марса в сравнении с профилями атомарного кислорода, восстановленными по данным измерений ночной эмиссии 1.27 мкм молекулярного кислорода спектрометром SPICAM с борта орбитального аппарата Mars Express [9].

Из предварительного анализа результатов сравнения следует, что найденные различия максимальной величины концентрации атомарного кислорода в полярной атмосфере между результатами восстановления профилей концентрации O по данным измерений ночной ИК-эмиссии в полосе 1.27 мкм O₂ спектрометром SPICAM [9] и профилями O, рассчитанными из глобальной средней модели настоящей работы, могут иметь две основные причины. Во-первых, вследствие глобальной меридиональной циркуляции верхней атмосферы планеты в ячейках Хедли, восходящих от экваториальных широт к полюсу планеты, то есть циркуляции, генерируемой поглощением энергии солнечного излучения атмосферой в низких и средних широтах и переносом её в высокие широты, существует постоянный переток атомарного кислорода в более холодную приполярную атмосферу. Конвергенция сходящихся к полюсу меридиональных потоков и их последующее охлаждение тепловым излучением атмосферы приводит к формированию нисходящего потока газа из верхних слоев атмосферы, содержащих более высокую концентрацию O за счет его значительной химической продолжительности жизни на высотах свыше 60 км. За счет этого механизма полярная атмосфера постоянно обогащается атомарным кислородом даже в период полярной ночи, когда здесь отсутствуют процессы фотолиза основных кислородосодержащих компонентов атмосферы – CO₂ и O₂. С другой стороны, в

полярной атмосфере с наступлением ночи практически полностью прекращается образование компонентов нечетного водорода (H , OH и HO_2). Также отсутствует приток нечетного водорода из атмосферы средних широт, так как в нижней атмосфере в зимний период меридиональная циркуляция направлена от полюса к экватору. Кроме того, концентрация радикала HO_2 , ответственного за химический «сток» атомарного кислорода в реакции (14) в нижней атмосфере, быстро снижается до нуля за счет превращения его в H_2O_2 [29]. А реакции (15) и (16) поглощения атомарного кислорода перекисью водорода протекают на порядки величины медленнее, чем основная реакция (14). В условиях значительного снижения скорости химического поглощения атомарного кислорода в ночной нижней полярной атмосфере и его постоянного притока сюда из верхней атмосферы за счет глобальной меридиональной циркуляции должно происходить увеличение содержания O в полярной атмосфере до некоторого равновесного уровня. При этом приток O в верхнюю атмосферу будет, в основном, уравновешен его рекомбинацией в реакциях (9) и (10) и, возможно, некоторым оттоком к экватору в нижней атмосфере. Однако, детальное исследование динамики и баланса химических компонентов в полярной атмосфере планеты требует разработки, как минимум, локальной модели химического состава атмосферы для высоких широт и различных сезонов года.

Заключение

В работе представлена глобально-осредненная математическая модель химического состава среднеширотной атмосферы Марса, построенная для условий равенства и умеренного уровня солнечной активности. Модель основана на численном решении системы одномерных, нестационарных уравнений химической кинетики для продуктов фотолиза углекислого газа, CO_2 , а также водяного пара, озона, O_2 , H_2 и ряда других малых составляющих атмосферы Марса, образующихся под действием солнечного УФ-излучения. Модель учитывает процессы диффузионного и турбулентного вертикального массопереноса малых компонентов при заданных начальных и граничных условиях. Отличительная особенность модели состоит в том, что в ней одновременно с фотохимическими реакциями учитываются также гетерогенные процессы конденсации водяного пара и сублимации частиц водяного льда, протекающие в условиях низких температур и приводящие к образованию наблюдаемых слоев аэрозоля в нижней атмосфере планеты.

Рассчитанная в данной работе из относительно простой физической модели высота максимума слоя аэрозоля, составляет около 30 км, а концентрация водяного пара на этой высоте $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Эти величины, однако, вполне удовлетворительно согласуются с результатами значительно более сложных расчетов, выполненных недавно на основе трехмерной, гидрологи-ческой модели вертикального и горизонтального переноса водяного пара и частиц льда в атмосфере Марса, учитывающей микрофизические процессы фазовых переходов в облачном слое [25]. Для верификации своей модели авторы использовали базы данных многолетних спектральных измерений водяного пара и ледяных облаков, в том числе, TES (Thermal Emission Spectrometer) с борта MGS (Mars Global Surveyor), SPICAM и PFS (Planetary Fourier Spectrometer) с борта MEX (Mars Express) [25, 26].

Сравнение высотного профиля концентрации атомарного кислорода, рассчитанного из глобальной средней фотохимической модели настоящей работы с восстановленными по данным измерений спектрометром SPICAM интенсивности ночной эмиссии $O_2(a^1\Delta)$ в ночной полярной атмосфере профилями концентрации O показывает, что между ними имеются значительные различия. Максимум концентрации O , рассчитанной из модели, находится на высоте 66 км и составляет $5.7 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, тогда как восстановленные максимальные значения O расположены в интервале высот 60-68 км и варьируются от 1.5×10^{11} до $2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [9]. В целом, рассчитанные концентрации O , за исключением верхней части профиля (выше максимума), оказались значительно ниже восстановленных из результатов измерений SPICAM. Максимальное различие модельных и измеренных концентраций атомарного кислорода имеет место на высотах 40-45 км и составляет около двух порядков величины.

Среди основных причин значительного расхождения теоретических расчетов и результатов, полученных из данных спектрометрических измерений, следует, прежде всего, отметить радикальное отличие условий полярной ночи от глобальных средних условий в атмосфере. В полярной атмосфере в отсутствие поглощения солнечного теплового и УФ-излучения практически отсутствует водяной пар и продукты его фотолиза (HO_x), имеющие важное значение для рекомбинации атомарного кислорода, образующегося в при фотодиссоциации CO_2 . Также в глобальной средней одномерной модели никак не учитывается поток O , переносимый в высокие широты в период полярной ночи.

Для детального анализа процессов, протекающих в ночной полярной атмосфере и их учета при решении обратной задачи восстановления профилей концентрации атомарного кислорода по данным измерений эмиссии $O_2(a^1\Delta)_2$ необходимо, как минимум, построить локальную фотохимическую модель полярной атмосферы Марса для различных сезонов. Также следует поддержать заключение авторов работы [9] о важности проведения дальнейших измерений ночной эмиссии $1.27 \text{ мкм } O_2$. Одной из основных целей таких измерений должно стать пополнения статистики редких событий наблюдения свечения $O_2(a^1\Delta)_2$ в ночной полярной атмосфере Марса, а также получение дополнительных сведений о меридиональном переносе в верхней атмосфере планеты.

Благодарности. Автор выражает благодарность А.С. Кириллову за полезные обсуждения моделирования эмиссии $O_2(a^1\Delta)_2$ в ночной верхней атмосфере Марса, стимулировавшие проведение данного исследования. Автор также благодарен О.В. Антоненко за предоставление цифровых профилей атомарного кислорода, восстановленных по данным измерений работы [9].

Литература

1. Kulikov Yu. N., Lammer H., Lichtenegger H.I.M., Penz T., Breuer D., Spohn T., Lundin R. , Biernat H.K. A Comparative Study of the Influence of the Active Young Sun on the Early Atmospheres of Earth, Venus, and Mars // Space Sci. Rev. 2007. v. 129. pp. 207-243..
2. Lammer H., M. Lichtenegger H.I., Kulikov Yu.N., Grießmeier J.-M., Terada N., Erkaev N.V., Biernat H.K., Khodachenko M.L., Ribas I., Penz T., Selsis F. Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as an Important Factor for the

Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-Like Exoplanets in Close-In Habitable Zones // *Astrobiology*. 2007. V.7. pp. 185–207.

3. H. Lammer, J.H. Bredehöft, A. Coustenis, M.L. Khodachenko, L. Kaltenegger, O. Grasset, D. Prieur, F. Raulin, P. Ehrenfreund, M. Yamauchi, J.-E. Wahlund, J.-M. Grießmeier, G. Stangl, C.S. Cockell, Yu.N. Kulikov, J.L. Grenfell and H. Rauer. What makes a planet habitable? // *Astron. Astrophys. Rev. Springer*. 2009. v. 17. No. 2. pp. 181-249.
4. N.V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, Yu.N.Kulikov, K.G. Kislyakova. Extreme hydrodynamic atmospheric loss near the critical thermal escape regime. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2015. v.448 (4): p.1916-1921.
5. Kulikov Yu.N., H. Lammer, H.I.M. Lichtenegger, N. Terada, I. Ribas, C. Kolb, D. Langmayr, R. Lundin, E.F. Guinan, S. Barabash, H. K. Biernat. Atmospheric and water loss from early Venus // *Planet. Space Sci.* 2006. v. 15. pp. 1425-1444.
6. D.M. Hunten. Aeronomy of the lower atmosphere of Mars // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1974. v. 12. p. 529.
7. М.Я. Маров. Планеты солнечной системы // М., изд-во «Наука», 1981, 256 с.
8. В.А. Краснополяский. Фотохимия атмосфер Марса и Венеры // М., изд-во «Наука». 1982. 296 с.
9. A.A. Fedorova, F. Lefevre, S. Guslyakova, O. Korablev, J.-L. Bertaux, A. Reberac, B. Gondet, F. Montmessin. The O₂ nightglow in the martian atmosphere by SPICAM onboard of Mars-Express // *Icarus*. 2012. v. 219. 596-608.
10. S. Bougher, B. Jakosky, J. Halekas et al. (+ 91 coauthors). Early MAVEN Deep Dip campaign reveals thermosphere and ionosphere variability // *Science*. 2015. v. 350. issue 6261. aad0459-1-7.
11. S.W. Bougher, K.J. Roeten, K. Olsen, P.R. Mahaffy, M. Benna, M. Elrod, S.K. Jain, N.M. Schneider, J. Deighan, E. Thiemann, F.G. Eparvier, A. Stiepen, B.M. Jakosky. The structure and variability of Mars dayside thermosphere from MAVEN NGIMS and IUVS measurements: Seasonal and solar activity trends in scale heights and temperatures // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2017. v. 122. pp.1296–1313.
12. B.M. Jakosky, D. Brain, M. Chaffin, et al. (+129 coauthors). Loss of the Martian atmosphere to space: Present-day loss rates determined from MAVEN observations and integrated loss through time // *Icarus*. 2018 (accepted for publication).
13. M.B. McElroy, T.M. Donahue. Stability of the martian atmosphere // *Science*. 1972. v/177. p.986.
14. T.Y. Kong, M.B. McElroy. Photochemistry of the martian atmosphere // *Icarus*, 1977. v. 32. p. 168.
15. М.Н. Изаков, О.П. Красицкий. Модель состава атмосферы Марса // *Космические исследования*. 1977. т.15. с. 455.
16. V.A. Krasnopolsky, V.A. Parshev. Ozone and photochemistry of the Martian lower atmosphere // *Planet. Space Sci.*, 1979, v.27, p.113.
17. Ю.Н. Куликов, М.В. Рыхлецкий. Моделирование распределения воды в атмосфере Марса // *Астрономический вестник*. 1983. т. 17. № 3. с.144-152. М., изд-во «Наука».
18. Ю.Н. Куликов. Моделирование турбулентного массопереноса в атмосфере Марса. // *Препринт Ин. прикл. матем. им М.В. Келдыша АН СССР, М., 1984, № 40*.
19. C.N. Davis. Definitive equations for the fluid resistance of spheres. // *Proc. Phys. Soc.*, 1945, v.57, part 4, p.259.
20. W.G. Courtney. // *J. Chem. Phys.*, 1962, v.36, p.2018.

21. J.P. Delaboudiniere et al. Intercomparison/compilation of relevant solar flux data related to aeronomy (Solar cycle 20). // COSPAR technique manual series, Manual No.7, Bruxelles, 1978.
22. R.D. Hudson. Critical review of ultraviolet photoabsorption cross sections for molecules of astrophysical and aeronomic interest. // Rev. Geophys. Space Phys., 1971, v.9, p.305.
23. T. Shimazaki. A model of temporal variations in ozone density in the martian atmosphere. // Planet. Space Sci., 1981, v.29, p.21-33.
24. A. Kliore, (editor). The Mars Reference Atmosphere. // Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, 1981.
25. D.S. Shaposhnikov, A.V. Rodin, A.S. Medvedev, A.A. Fedorova, T. Kuroda, P. Hartogh. Modeling the Hydrological Cycle in the Atmosphere of Mars: Influence of a Bimodal Size Distribution of Aerosol Nucleation Particles. // J. Geophys. Res. // Planets, 2018, v.123. <https://doi.org/10.1002/2017JE005384> (Accepted 25 JAN 2018).
26. Fedorova, A. A., Montmessin, F., Rodin, A. V., Korablev, O. I., Maattanen, A., Maltagliati, L., & Bertaux, J. L. // Evidence for a bimodal size distribution for the suspended aerosol particles on Mars. // Icarus. 2014. v. 231, 239–260.
27. V.A. Krasnopolsky. Photochemistry of the martian atmosphere: Seasonal, latitudinal, and diurnal variations. // Icarus, 2006, v.185, 153–170.
28. V.A. Krasnopolsky. Seasonal variations of photochemical tracers at low and middle latitudes on Mars: Observations and models // Icarus, 2009, v.201, 564–569.
29. V.A. Krasnopolsky. Solar activity variations of thermospheric temperatures on Mars and a problem of CO in the lower atmosphere // Icarus. 2010. Vol. 207. Is. 2, p. 638-647.

Сведения об авторе

Куликов Юрий Николаевич

к. ф.-м. н., с. н. с., Полярный геофизический институт, Мурманск-Апатиты;
E-mail: kulikov@pgi.ru

