

8/2019(10)

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 5

Апатиты 2019

0+

8/2019(10) издается с декабря 2010 г.

УДК 550.3 ISSN 2307-5252

Кольского научного центра

Российская Академия Наук

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 5

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8

Научно-информационный журнал Основан в 2010 году Выходит 11 раз в год

Учредитель — Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Кольский научный центр Российской академии наук»

Свидетельство о регистрации СМИ ПИ № ФС77-58457 от 25.06.2014 выдано Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций.

Главный редактор, председатель Редакционного совета С. В. Кривовичев, чл.-корр. РАН, д. г.-м. н., проф.

Заместитель главного редактора В. К. Жиров, чл. - корр.

Редакционный совет: академик Г. Г. Матишов, 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. т. н. А. С. Карпов (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

Научное издание

Ответственный за выпуск: к. ф.-м. н. В. Б. Белаховский Технический редактор: В. Ю. Жиганов Подписано к печати 10.12.2019. Дата выхода в свет 23.12.2019. Формат бумаги 70×108 1/16. Усл. печ. л. 21.53. Заказ № 43. Тираж 300 экз. Свободная цена.

Адрес учредителя, издателя и типографии: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Кольский научный центр РАН» 184209, г. Апатиты, Мурманская обл., ул. Ферсмана,14 Теп.: (81555) 7-53-50; 79-5-95, факс: (81555) 76425 E-mail: ksc@ksc.ru. www.ksc.ru, naukaprint.ru

© Полярный геофизический институт, 2019 © Кольский научный центр Российской академии наук, 2019

ТРУДЫ ГЕЛИОГЕОФИЗИКА Кольского научного центра РАН

выпуск 5

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

Н.А. Бархатов, В.Г. Воробьев, С.Е. Ревунов, О.М. Бархатова, Е.А. Ревунова, О.И. Ягодкина	Классификация геомагнитной активности в авроральной зоне, обусловленной межпланетными магнитными облаками	11
В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов	Вклад суббуревых возмущений в рост геомагнитно-индуцированных токов, регистрируемых в линиях электропередач, во время магнитной бури 25-26 августа 2018 года	21
В.Е. Иванов, Ж.В. Дашкевич	О возможности исследования спектров высыпаюшихся электронов с помощью оптических наблюдений системой MAIN	28
В.К. Ролдугин, А.В. Ролдугин	Спорадическое усиление сумеречной интенсивности эмиссии 630.0 нм вблизи зоны сияний	34
О.И. Ягодкина, В. Г. Воробьев, Е.С. Шекунова	Наблюдения полярных сияний над Кольским полуостровом	43
А.С. Кириллов	Поведение электронно-возбужденного молекулярного азота на высотах средней атмосферы Земли во время спрайтов	56
О.В. Антоненко, А.С. Кириллов, Ю.Н. Куликов	Влияние зональных и сезонных вариаций атомарного кислорода на интенсивность излучения и концентрацию электронно- возбуждённого кислорода на высотах свечения ночного неба в атмосфере Земли.	65

Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин	Сравнение данных регулярного балонного мониторинга космических лучей с результатами моделирования прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли в случае использования спектра из эксперимента РАМЕLA.	77
А.В. Германенко, Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин	Расчет функций эффективности регистрации сцинтилляционных детекторов Nal(Tl) и сравнение работы модели с данными реального эксперимента	82
О.И. Шумилов, Е.А. Касаткина	Вековые минимумы солнечной активности в древесно-кольцевых хронологиях кольского полуострова: что нас ожидает?	88
Е.А. Касаткина, О.И. Шумилов	Солнечные циклы в вариациях содержания космогенного бериллия-10 во льдах и ширины годичных колец деревьев	100
Н.К. Белишева, Р.В. Москвин	Модуляция геокосмическими агентами распространенности заболеваний детского населения в Мурманской области	111
Н.Л.Соловьевская, Е.Е. Яновская, Р.Р. Юсубов, Н.К. Белишева	Оценка психофизиологических эффектов воздействия геокосмических агентов с применением метода газоразрядной визуализации (ГРВ)	125
РАДИОФИЗИ	ЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД	
О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко, А.С. Никитенко	Исследование распространения ТЕ и ТМ плоских волн магнитосферного происхождения в волноводе Земля- ионосфера с полупроводящей нижней границей	138
А.С. Никитенко, О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко, Ю. Маннинен, Н.Г. Клейменова, Л.И. Громова	Наземные наблюдения аврорального хисса в высоких широтах и моделирование его распространения к земной поверхности	147

О.И. Ахметов,	Моделирование распространения	
И.В. Мингалев,	несущей радиосигналлов системы	
О.В. Мингалев,	точного времени СДВ диапазона в	
Б.В. Белаховский,	условиях магнитной суббури 11.12.2015 г.	
3.В. Суворова	в области полярных широт	153
В.Б. Белаховский,	Сравнение воздействия суббуревых	
Я. Джин,	высыпаний и патчей полярной шапки на	
В. Милош	сигналы GPS спутников в полярных	
	широтах	161

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

В.С. Мингалев, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев	Особенности упругих взаимодействий между заряженными частицами в околоземной плазме	167
О.В. Мингалев, И.В. Мингалев, Х.В. Малова, П.В. Сецко, М.Н. Мельник, А. В. Артемьев, О.В. Хабарова	Силовой баланс в токовых слоях в магнитосфере Земли и солнечном ветре	180
О.И. Ахметов, И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, З.В. Суворова	Тестирование численной схемы интегрирования уравнений Максвелла для широкополосных сигналов на задаче распространения электромагнитных волн от ионосферного источника	193
3.В. Суворова, И.В. Мингалев, В.С. Мингалев	Численное моделирование зоны односкачковой КВ радиосвязи между Санкт-Петербургом и районом Баренцева моря в летних условиях	199
К.Г. Орлов, И.В. Мингалев, Е.А. Федотова	Построение параметризаций молекулярного поглощения в нижней и средней атмосфере Земли для расчета поля солнечного излучения	207
Е.А. Федотова, И.В. Мингалев, К.Г. Орлов	Расчет поля ИК излучения атмосферы в модели общей циркуляции атмосферы Земли	223

Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин	Количественная оценка образования вторичных частиц и скорости ионизации Земли потоками ядер азота и кислорода галактических космических лучей	235
Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Е.А. Михалко, Б.Б. Гвоздевский	Влияние протонов космических лучей на образование вторичных частиц и ионизацию в атмосфере Земли	240
А.С. Кириллов	Исследование роли молекулярного азота в электронном возбуждении составляющих верхних и средних атмосфер планет Солнечной системы	250

Russian Academy of Sciences

8/2019(10) Publishedsince 2010 TRANSACTION

UDC 550.3 ISSN 2307-5252

Kola Science Centre

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

Deputy Editor-in-Chief: V. K. Zhirov, Cor. Member of RAS Editorial Council: G. G. Matishov, Acad. 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. S. Karpov PhD (Engineering) – Executive Secretary

HELIOGEOPHYSICS

Series 5

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.2307-5252.2019.10.8

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

© Polar Geophysical Institute, 2019 © Kola Science Centre of Russian Academy of Sciences, 2019 TRANSACTIONS of the Kola Science Centre



Series 5

CONTENTS

PHYSICS OF THE SOLAR-TERRESTRIAL CONNECTIONS		
N.A. Barkhatov, V.G. Vorobjev, S.E. Revunov, O.M. Barkhatova, E.A. Revunova, O.I. Yagodkina	Classification of auroral zone geomagnetic activity associated with interplanetary magnetic clouds	11
V. B. Belakhovsky, V. A. Pilipenko, Ya. A. Sakharov, V. N. Selivanov	The contribution of the substorm disturbances to the growth of the geomagnetically induced currents registered in electric power lines during the magnetic storm on 25-26 August 2018.	21
V.E. Ivanov, Zh.V. Dashkevich	About the possibility of researching of the spectra of precipitating electrons by using optical observations of MAIN system	28
V.C. Roldugin, A.V. Roldugin	Sporadic intensification of twilight intensity of 630.0 nm intensity near auroral zone	34
O.I. Yagodkina, V.G. Vorobjev, E.S. Shekunova	Observations of aurorae over the Kola peninsula	43
A.S. Kirillov	The behavior of electronically excited molecular nitrogen at altitudes of the middle atmosphere of the Earth during sprites	56
O.V. Antonenko, A.S. Kirillov, Y.N. Kulikov	The influence of zonal and seasonal variations of atomic oxygen on the radiation intensity and excited oxygen concentration at the heights of nightglow of the Earth	65
E.A. Maurchev, Yu.V. Balabin	Comparison the cosmic rays monitoring data from the regular ballon experiment with the modeling results of the GCR protons transport through the Earth atmosphere in the case of using the spectrum from the PAMELA	
	experiment	77

A.V. Germanenko, E.A. Maurchev, Yu.V. Balabin	Calculation of the scintillation detectors Nal (TI) responce function and comparison of the model results with the real experiment data set	82
O. I. Shumilov, E. A. Kasatkina	Grand minima of solar activity in tree-ring chronologies of Kola peninsula: what can we expect?	88
E. A. Kasatkina, O. I. Shumilov	Solar cycles in variations of cosmogenic berillium-10 content in ice and annual tree-ring growth	100
N.K. Belisheva, R.V. Moskvin	Modulation by geocosmic agents of the prevalence of diseases of the children's population in the Murmansk region	111
N.L. Solovievskaya, E.E. Yanovskaya, R.R. Yusubov, N.K. Belisheva	Evaluation of psychophysiological effects of exposure to geoscosmic agents using the method of gas discharge visualization (GDV)	125

RADIOPHYSICS METHODS OF THE NATURAL ENVIRONMENTS INVESTIGATION

O.M. Lebed, Yu.V. Fedorenko, A.S. Nikitenko	TE and TM plane waves of the magnetospheric origin in the Earth- ionosphere waveguide with semi-conductive lower boundary	138
A.S. Nikitenko, O.M. Lebed, Yu.V. Fedorenko, J. Manninen, N.G. Kleimenova, L.I. Gromova	Ground-based observations of the auroral hiss at high latitudes and modeling its propagation to the ground	147
O. I. Akhmetov, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev, V. B. Belakhovsky, Z. V. Suvorova	Modeling the carrier radio signal propagation of the VLF exact time system in the conditions of a magnetic substorm on 12.11.2015 at the polar region	153
V. B. Belakhovsky, Y. Jin, W. Miloch	The comparision of the influence of substorm precipitations and polar cap patches on GPS satellites signals at polar latitudes	161

NUMERICAL METHODS AND INFORMATION TECHNOLIGIES IN GEOPHSYSICS

V. S. Mingalev, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev	Peculiarities of elastic interactions between charged particles in the near-Earth plasma	167
O. V. Mingalev, I. V. Mingalev, H. V. Malova, P.V. Setsko, M.N. Melnik, A.V. Artemev, O.V. Khavarova	Force balance in Earth's magnetosphere current sheet and in solar wind current sheet	180
O. I. Akhmetov, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev, Z. V. Suvorova	On the problem of electromagnetic wave propagation from the ionospheric broadband source testing the numeric integration scheme of the Maxwell equations	193
Z. V. Suvorova, I. V. Mingalev, V. S. Mingalev	Numerical simulation of single-jump HF radio communication zone between St. Petersburg and the Barents sea in summer conditions	199
K.G. Orlov, I.V. Mingalev, E.A.Fedotova	Constructing the molecular absorption parametrizations in the lower and middle Earth`s atmosphere to calculate the solar radiation field	207
E.A. Fedotova, I.V. Mingalev, K.G. Orlov	The calculation of the intrinsiadiation field of atmosphere in the general circulation model of the Earth's atmosphere	223
E.A. Maurchev, Yu.V. Balabin	Quantitative evaluation of secondary particles formation and the earth ionization rate by the nitrogen and the oxygen fluxes of the galactic cosmic rays.	235
E.A. Maurchev, Yu.V. Balabin, A.V. Germanenko, E.A. Mikhalko, B.B. Gvozdevsky	Influence of the cosmic rays protons on the secondary particles formation and the ionization process in the Earth atmosphere	240

9

A.S. Kirillov	The study of the role of molecular nitrogen in	
	electronic excitation of the components in the	
	upper and middle atmospheres of planets of	
	Solar system	250

ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.11-20 УДК 550.385.4

Н.А. Бархатов, В.Г. Воробьев, С.Е. Ревунов, О.М. Бархатова, Е.А. Ревунова, О.И. Ягодкина

КЛАССИФИКАЦИЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ В АВРОРАЛЬНОЙ ЗОНЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ МЕЖПЛАНЕТНЫМИ МАГНИТНЫМИ ОБЛАКАМИ

Аннотация

Искусственная нейронная сеть (ИНС) типа слоя Кохонена использована для классификации магнитной активности в авроральной зоне, регистрируемой в периоды взаимодействия магнитосферы Земли с магнитными облаками солнечного ветра. Детально рассмотрены наземные и спутниковые наблюдения в периоды 33-х межпланетных магнитных облаков, зарегистрированных с 1998 по 2012 год. Эксперименты с ИНС при её быстром обучении показывают, что дискриминация суббурь по их интенсивности (величина AL индекса в максимуме) на три класса является оптимальной для исследования причинно-следственной взаимосвязи между параметрами межпланетного магнитного облака (MMO) и уровнем геомагнитной активности. Анализ результатов классификационных исследований показал, что уровень интенсивности магнитосферных суббурь определяется соответствующим набором параметров плазмы и магнитного поля ММО. Использование в качестве входных параметров ИНС интегральных характеристик плазмы и компонент ММП позволило детектировать уровни ожидаемой интенсивности индекса AL с точностью до 70%. Созданные ИНС могут быть применены для восстановления AL индекса как в периоды изолированных магнитосферных суббурь, так и в периоды возникновения серии непрерывно следующих друг за другом суббурь.

Ключевые слова:

искусственная нейронная сеть, межпланетные магнитные облака, магнитные бури, магнитосферные суббури, плазма солнечного ветра, ММП

N.A. Barkhatov, V.G. Vorobjev, S.E. Revunov, O.M. Barkhatova, E.A. Revunova, O.I. Yagodkina

CLASSIFICATION OF AURORAL ZONE GEOMAGNETIC ACTIVITY ASSOCIATED WITH INTERPLANETARY MAGNETIC CLOUDS

Abstract

The Kohonen's type artificial neuronal network (ANN) was used to classify auroral zone magnetic activity observed during periods of Earth's magnetosphere with solar wind magnetic clouds. Ground based and spacecraft observations during 33 interplanetary magnetic clouds in time interval from 1998 to 2012 were examined in detail. Experiments with fast learning ANN indicate that substorm intensity (magnitude of AL index in the peak activity) discrimination into three outcome classes is optimum to determine the cause-effect relationships between interplanetary magnetic clouds (IMC) parameters and ground based magnetic activity. Analysis of classification outcomes showed that the magnetospheric substorm intensity is defined by corresponding sets of IMC plasma and magnetic field values. Using the integral characteristics of the IMC's plasma and magnetic field components as input

parameters for ANN allows us to determine the expected AL index intensity with up to 70% accuracy. Artificial neuronal network created during current investigation can be used to reconstruct the AL index during the isolated magnetospheric substorms as well as during the periods of sequential series of substorms.

Keywords:

artificial neuronal network, interplanetary magnetic clouds, magnetic storms, magnetospheric substorms, solar wind plasma, IMF

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. Наиболее яркими проявлениями солнечной активности на земной поверхности являются магнитные бури и магнитосферные суббури. Традиционно, наиболее эффективной для генерации суббурь считается Вz компонента ММП. Скорость (V, км/с) и плотность плазмы (N, см⁻³) солнечного ветра слабо меняются на временных масштабах суббури, поэтому они обычно не рассматриваются как самостоятельные источники энергии суббуревых возмущений. Однако исследования, проведенные в работах [1-3] показывают важность накопления кинетической энергии солнечного ветра в процессах формирования суббурь.

Использование передовых нейросетевых технологий дает успешные результаты при решении задач содержащих причинно-следственные связи, представляемые многочисленными параметрами [4, 5]. Так, работе [1] выполнено успешное восстановление вариаций AL индекса, отражающего уровень магнитной активности в авроральной зоне, с помощью ИНС типа Элмана. Показано, что в периоды изолированных суббурь восстановление AL индекса выполняется наиболее эффективно, если качестве в входных последовательностей дополнительно использовать интегральный параметр Σ [NV²]. Этот параметр учитывает предысторию процесса накачки кинетической энергии солнечного ветра в магнитосферу.

В настоящем исследовании применен классификационный нейросетевой подход [6] к анализу высокоширотной геомагнитной активности, формирующейся в периоды воздействия межпланетного магнитного облака с магнитосферой Земли. В работе использована ИНС типа слоя Кохонена, которая реализует разработанные в рамках настоящего исследовании алгоритмы машинного зрения для самообучения на прецедентах. Целью работы является формирование классов событий, каждый из которых будет включать в себя как параметры плазмы и магнитного поля ММО, так и динамику суббуревой активности.

Используемые данные и нейросетевой алгоритм обработки

Рассмотрено 33 интервала наблюдений межпланетных магнитных облаков в период с 1998 г. по 2012 г. (см. таблицу в [7]). Для каждого интервала ММО анализировались параметры солнечного ветра, компоненты вектора В (Вх, Ву, Вz) межпланетного магнитного поля, а также значения Dst и AL индексов магнитной активности. Данные с разрешением в 1 мин взяты с сервиса *http://cdaweb.gsfc.nasa.gov*. Анализируемые интервалы соответствуют магнитным облакам с ударными волнами и турбулентными областями. На основе всех имеющихся данных была создана информационная база, которая включает в себя 34 параметра для всех 33 интервалов магнитных облаков. Даты начала рассмотренных интервалов: ММО-1=06.01.1998; ММО-2=04.03.1998; ММО-3=01.05.1998; MMO-4=13.06.1998; MMO-5=24.09.1998; MMO-6=19.10.1998: MMO-7=18.02.1999; MMO-8=16.04.1999; MMO-9=20.02.2000; MMO-10=15.07.2000; MMO-11=10.08.2000; MMO-12=03.10.2000; MMO-MMO-13=28.10.2000; MMO-14=06.11.2000; MMO-15=19.03.2001; MMO-16=21.04.2001; MMO-17=30.09.2001; MMO-18=18.03.2002; MMO-19=17.04.2002; MMO-20=20.03.2003; MMO-21=14.06.2005; MMO-22=13.04.2006; MMO-23=14.12.2006; MMO-24=19.11.2007; MMO-25=05.04.2010; MMO-26=28.05.2010; MMO-27=03.08.2010; MMO-28=14.02.2011; MMO-29=30.03.2011; MMO-30=05.06.2011; ММО-31=25.10.2011; ММО-32=30.09.2012; ММО-33=01.11.2012, где ММО-1, ММО-2 и т.д. порядковый номер магнитного облака, за которым следует дата его регистрации.

Информационная база прецедентов для обучения ИНС, кроме параметров плазмы и ММП, включает в себя такие параметры, как угол между фронтом ударной волной магнитного облака и ММП, интегральный параметр NV² и другие.

Рассмотрены также и параметры, для которых определялся интегральный вклад в минуту, которые были получены как отношение интегральной величины параметра к продолжительности оболочки или тела облака соответственно. В целях настоящего исследования использованы данные, отвечающие только телу магнитных облаков и вызываемых ими суббуревой активности. Это такие параметры как продолжительность тела облака, экстремум Bz, интегральный Bz, интегральный NV², экстремум AL, число суббурь, интегральный AL.

Задача классификации суббуревой активности решалась с помощью спроектированной и реализованной самообучающейся нейронной сети, типа слоя Кохонена, архитектура которой показана на рис. 1.



Рис. 1. Архитектура слоя Кохонена

Fig. 1. The Kohonen layer architecture

Алгоритм обучения слоя Кохонена выполнен по аналогии с принципами самоорганизации нервных клеток. Общая идея алгоритма заключается в том, что в процессе самообучения усиливаются связи между возбужденными нейронами. После самообучения сеть способна обобщать схожие образы и относить их к одному классу. Таким образом, осуществляется сжатие информации. Был проведен ряд численных экспериментов по поиску числа классов, которые лучше всего соответствовали бы информации, содержащейся в используемых данных.

Реализация алгоритмов машинного зрения потребовала разработки и особой формы представления данных для обучения ИНС. Во-первых, все параметры в пределах каждого набора были нормированы. Это позволило представить весь массив данных на одной шкале, сохранив информацию об интенсивности событий. Во-вторых, с помощью разработанного алгоритма визуализации данных наборы классификационных параметров представлялись в виде трех-, четырех-, и т.д. многоугольников. Такой способ подачи материала позволил контролировать работу ИНС и субъективно оценивать успешность классификации. Примеры визуализации данных приведены ниже, на рис. 2.



MMO-15 (ALm, ALm, ALm) MMO-10 (Bz, ΣNV^2 , Bz)



MMO-12 (ALm, Ns, ΣAL) MMO-10 (Bz, ΣAL , ΣNV^2 , ALm)

Рис. 2. Визуализация выбранных нормированных параметров для разных ММО: (*a*) для одного параметра, (*б*) для двух параметров, (*в*) для трех параметров, (*г*) для четырех параметров. *ALm* – интенсивность возмущения, *Ns* – число суббурь

Fig. 2. Diagram of selected normalized parameters for different IMCs: (*a*) for one parameter; (δ) for two parameters, (*e*) for three parameters, (*e*) for four parameters. *ALm* is a substorm intensity, *Ns* is substorm number

На рис. 2 показаны единичные окружности. Расстояние от центра окружности до каждой вершины многоугольника моделирует соответствующий параметр на шкале от 0 до 1. Снизу указан номер облака, в скобках - используемые параметры. Цифрами на рис. 2*а* показано направление обхода алгоритма визуализации параметров. Теоретически возможна классификация по любому набору доступных параметров, в том числе и по всем возможным параметрам с получением 34-угольника. Однако физически обоснованная классификация должна содержать ограниченный набор параметров. Первый набор параметров — это визуальный образ причины каждого события (параметры MMO), второй набор параметров – это визуальный образ последствий (геомагнитная реакция магнитосферы).

Определение оптимального числа классов в выборке

Самый простой вариант классификации магнитной активности в авроральной зоне – это разделение событий по интенсивности. Выполнен поиск



Рис. 3. Визуализация полученных ИНС трех классов: (а) *класс 1 – ММО-3, 5,6, 7,* 10; 12, 15, 20. 23, 25; 26, 33; (б) *класс 2 – ММО-2, 4, 9, 11, 13; 14, 17, 18, 21, 22;* 24, 27, 28, 29, 30; 31, 32; (в) *класс 3 – ММО-.1, 8, 16, 19*

Fig. 3. Diagram of the three classes of obtained by ANN: (*a*) **class 1** - *IMC-3*, 5,6, 7, 10; 12, 15, 20. 23, 25; 26, 33; (6) **class 2** - *IMC-2*, 4, 9, 11, 13; 14, 17, 18, 21, 22; 24, 27, 28, 29, 30; 31, 32; (*b*) **class 3** - *IMC - 1*, 8, 16, 19

15

оптимального числа классов по одному параметру *ALm* в периоды всех 33 событий методом быстрого обучения. При быстром обучении каждое событие предъявляется ИНС только 1 раз. При нормальном обучении каждое событие предъявляется ИНС несколько раз. Здесь можно заранее предположить, что следует ожидать как минимум три класса интенсивности: слабая, умеренная и сильная суббуревая возмущенность. Поэтому первый классификационный эксперимент был поставлен с разделением на три класса. Результаты этой классификации показаны на рис. 3.

Как видно на рис. 3, итоги классификации свидетельствуют о том, что в класс 2 попали события с суббурями средней и слабой интенсивности. Это означает, что классификация выполнена неполноценно. Заданное число классов либо недостаточно для обрабатываемой выборки, либо быстрое обучение было неуспешным. В связи с этим был проведен второй эксперимент, в котором та же ИНС после быстрого обучения классифицирует выборку на четыре класса. ИНС при быстром обучении и разделении событий на черыре класса показывает, что классы 1 и 4 могут быть объединены в один. Доказать это можно путем нормального обучения ИНС с большим количеством обучающих циклов 800-1000. После нормального обучения все события стабильно разделяются на 3 класса: слабые возмущения (условный класс 1), умеренные возмущения (условный класс 2) и сильные (условный класс 3). Таким образом, все дальнейшие эксперименты выполнялись с разделением на три класса при количестве обучающих циклов равным 1000.

Классификация причинно-следственной взаимосвязи событий

классификационные эксперименты Основные проводились c использованием различных комбинаций параметров. Первая комбинация параметров отвечает только причинам событий (характеристики межпланетной среды), с ней работает ИНС № 1 и классифицирует параметры, относящиеся к ММО. Таким образом, мы получаем классы причин. Вторая комбинация параметров отвечает только последствиям событий (наземная геомагнитная активность). С ней работает ИНС № 2 и классифицирует параметры, относящиеся к геомагнитной реакции магнитосферы. Так мы получаем классы последствий. Полученные классы причин и классы последствий сопоставлялись между собой с помощью специального алгоритма. Этот алгоритм вычисляет отношение числа стабильных (многократно повторяемых) результатов разделения Р на классы к общему числу рассматриваемых событий S=33. В результате проведения ~2000 численных нейросетевых экспериментов получено среднее отношение Р/S~66%. Такой результат соответствует ситуации, когда 22 из 33 событий стабильно попадают в один условный класс при независимой классификации причин и последствий.

Остальные события перемещаются между классами и при этом для них сложно однозначно сопоставить причинно-следственные закономерности. Детальный анализ этих событий показал, что они плохо классифицируются по причине своей уникальности/экстремальности. Среди таких событий есть, например, знаменитое событие Bastille Day Flare или Bastille Day Event, зарегистрированное 15 июля 2000 г. В связи с тем, что такие события составляют примерно четверть от всей выборки, было принято решение выполнять классификацию не только на три, но также и на четыре класса. При этом

подразумевалось, что ИНС сможет использовать предоставленный ей условный четвёртый класс как коллектор подобных нестандартных случаев. Первые три «корзины» будут содержать слабые (класс 1), умеренные (класс 2) и сильные (класс 3) события причин и следствий. При делении событий на четыре класса один избыточный «мусорный» класс, в который попадает N нестандартных событий, не учитывается при подсчете совпадений в трех оставшихся классах. Это означает, что классификацию имеет смысл выполнять на три класса. При этом обнаруженные классы комплексов возмущенных параметров отвечают разным событиям космической погоды. Каждый класс соответствует конкретной суббуревой активности.



Рис. 4. Визуализация полученных ИНС № 1 и ИНС № 2 классов при классификации на три класса. Окружностями с серой заливкой отмечены события, принадлежащие одному классу причин и следствий

Fig. 5. Diagram of classes obtained by ANN № 1 and ANN № 2 for classification into three classes. Highlighted circles mark the events of the same cause-effect class

Исключение из рассмотрения избыточного четвертого класса на несколько процентов улучшает соответствие результатов экспериментов на ИНС № 1 и № 2. Показано также, что использование во входе ИНС интегральных параметров ММП и плазмы солнечного ветра улучшает результаты классификации. Совпадение результатов классификационных численных экспериментов детектирования динамики AL по используемым данным на двух независимых ИНС указывает на наличие тесной нелинейной связи AL индекса с выбранными параметрами облака.

На рис. 4 и рис. 5 демонстрируется визуализация полученных ИНС № 1 и ИНС № 2 классов при классификации на три и на четыре класса соответственно. Нумерация классов (1, 2, 3) представлена в первой колонке рис. 4. Во второй колонке показаны результаты работы ИНС № 1, входные параметры: ΣNV^2 и экстремум *Bz*, количество циклов обучения – 1000. В третьей колонке показаны результаты работы ИНС № 2, входные параметры: *ALm*, *Ns*, $\Sigma AL u \Sigma AL/muh$. На рис. 5 избыточный класс № 4, в который попадают нестандартные события, не показан.



Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но при классификации на четыре класса

Fig. 5. The same as in Fig. 4 but for classification into four classes

Заключение и выводы

Искусственная нейронная сеть типа слоя Кохонена использована для классификации образов причинно-следственной связи суббуревой активности, наблюдаемой в периоды взаимодействия магнитосферы Земли с межпланетными магнитными облаками, с характеристиками крупномасштабных возмущений солнечного ветра. Выявлена соответствующая реакция высокоширотного геомагнитного поля, определяемого AL индексом на ММО с различными Классы представлены характеристиками. формальными образами (треугольниками), за которыми стоят наборы причинно-следственных параметров. Каждый набор содержит возмущения параметров солнечного ветра и магнитного поля в межпланетных магнитных облаках и соответствующую им суббуревую активностью. В результате выделены следующие классы причинноследственных комплексов.

Класс 1 проявляется в динамике индекса AL в виде уединенных слабых суббурь с экстремумами до -800 нТл при медленно изменяющейся Bz компонентой магнитного поля в теле MMO. Скорость изменения интегральной величины Bz порядка 2 нТл в мин.

Классу 2 соответствуют умеренные проявления суббуревой активности в динамике индекса AL в виде уединенных суббурь или серий суббурь с экстремумами до -1600 нТл, связанными с резкими изменениями Bz компонент в теле MMO (темп изменения интегральной величины Bz в интервале 7 - 11 нТл в мин.).

Класс 3 соответствует экстремальным проявлениям суббуревой активности в виде серий суббурь с экстремальными значениями |AL|>2300 нТл, отождествляемых с резкими изменениями Вz компонент в теле MMO типа *Класс* 2, но со значительным ростом величины ΣNV^2 при скорости её изменения $3*10^{15}$ м⁻¹с⁻² в мин.

В результате исследований сделан вывод, что использование в качестве входных параметров ИНС комбинаций параметров позволяет определять уровни ожидаемой интенсивности индекса AL с точностью до ~70%. Успешность выявления конкретных причинно-следственных классов указывает на тесную нелинейную связь динамики AL индекса с параметрами ММО.

Созданные нейросетевые модели с высокой эффективностью могут быть применены для восстановления AL индекса в периоды как изолированных магнитосферных суббурь, так и серий суббурь, регистрируемых при воздействии магнитных облаков различных типов на земную магнитосферу. Исследование продемонстрировало возможность классификации суббуревой активности (интенсивности и динамики) на основе учета интегральных параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Параметры плазмы и магнитного поля межпланетных магнитных облаков и динамики суббуревой активности, формирующие различные классы, могут быть использованы для уточнения физических моделей воздействия на магнитосферу Земли потоков солнечной плазмы от различных солнечных источников. Разработанная модель восстановления AL индекса может быть использована как детектор магнитных облаков.

Благодарности. Работа Воробьева В.Г и Ягодкиной О.И. выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Арктика – научные основы новых технологий освоения, сохранения и развития». Работа Бархатовой О.М. и Ревуновой Е.А.поддержана грантом РФФИ №18-35-00430, а работа Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. Госзаданием Минобрнауки РФ № 5.5898.2017/8.9.

Авторы благодарят администрацию вэб-узлов http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/ и http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ за предоставление свободного доступа к размещенным на них материалам и базам данных

Литература

- 1. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббуревой активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. № 3. С. 273–279
- 2. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. Влияние параметров плазмы солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 3. С. 311-323.

- Vorobjev V.G., Antonova E.E., Yagodkina O.I. How the intensity of isolated substorms is controlled by the solar wind parameters // Earth, Planets and Space. 2018. 70:148. Doi:org/10.1186/s40623-018-0922-5.
- 4. Бархатов Н.А., Левитин А.Е., Сахаров С.Ю. Метод искусственных нейронных сетей как способ восстановления пробелов в записях отдельных магнитных обсерваторий по данным других станций // Геомагнетизм и аэрономия". 2002. Т.42. № 2. С.195-198.
- 5. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Урядов В.П. Технология искусственных нейронных сетей для прогнозирования критической частоты ионосферного слоя F2 // Известия ВУЗов "Радиофизика". 2005. Т.48. С.1-15.
- 6. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Виноградов А.Б. Алгоритм классификации МГД вейвлет-скелетонных спектральных картин геоэффективных плазменных потоков в солнечном ветре // Вестник Мининского университета. 2014. № 3. С. 1-6.
- 7 Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Бархатова О.М., Ягодкина О.И. Суббуревая активность и ориентация фронта ударной волны межпланетного магнитного облака // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59, № 4. С. 427–436.

Сведения об авторах

Бархатов Николай Александрович,

д.ф.-м.н., профессор, заведующий лабораторией физики солнечно-земных связей, Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина, г. Нижний Новгород; E-mail: nbarkhatov@inbox.ru

Воробьев Вячеслав Георгиевич,

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

Ревунов Сергей Евгеньевич,

к.ф.-м.н., доцент, Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина, г. Нижний Новгород; E-mail: revunov@inbox.ru

Бархатова Оксана Михайловна,

к.ф.-м.н., доцент, Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, г. Нижний Новгород; E-mail: o.barkhatova@inbox.ru

Ревунова Елена Алексеевна,

к.ф.-м.н., доцент, Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, г. Нижний Новгород;

Ягодкина Оксана Ивановна,

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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.21-27 УДК 550.374

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

ВКЛАД СУББУРЕВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В РОСТ ГЕОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ В ЛИНИИЯХ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ, ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 25-26 АВГУСТА 2018 ГОДА

Аннотация

В работе произведена оценка вклада суббуревых геомагнитных возмущений в рост геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ), регистрируемых в линиях электропередач на Кольском полуострове, для сильной магнитной бури 25-26 августа 2018 года. Показано, что рост ГИТ определяется суммарным вкладом как вихревых токовых систем, так и аврорального электроджета. Пространственновременное распределение максимума геомагнитных возмущений в целом совпадает с пространственно-временным распределением максимума производной dX/dt. Різ волновая активность на фоне суббури проводит в росту ГИТ до 40 А. Поэтому 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.

Ключевые слова:

геомагнитные возмущения, суббури, геомагнитно-индуцированные токи

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

THE CONTRIBUTION OF THE SUBSTORM DISTURBANCES TO THE GROWTH OF THE GEOMAGNETICALLY INDUCED CURRENTS REGISTERED IN ELECTRIC POWER LINES DURING THE MAGNETIC STORM ON 25-26 AUGUST 2018

Abstract

In this study the estimation of the contribution of substorm geomagnetic disturbances on a growth of geomagnetically induced currents (GIC) registered in electric power lines of Kola Peninsula are conducted for the strong geomagnetic storm on 25-26 August 2018. It is shown that the GIC growth is determined by the mixture of the vortex current systems and auroral electrojet. The spatial-temporal distribution of the maximum of geomagnetic disturbances in general coincides with the spatial-temporal distribution of the dX/dt maximum. The Pi3 wave activity during substorm development leads to the GIC growth up to the 40 A. So 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.

Keywords:

geomagnetic disturbances, substorms, geomagnetically induced currents

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 ~ 480 нТл/мин [2], хотя влияние ГИТ на ЛЭП наблюдалось и при гораздо меньших dB/dt ~ 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 волновых Pi3 возмущений на фоне суббури в рост ГИТ для сильной магнитный бури 25-26 августа 2018 года.

Данные

В работе были использованы данные по регистрации ГИТ в линиях электропередач Кольского полуострова и Карелии. Система регистрации принадлежит Полярному геофизическому институту и Центру физикотехнических проблем энергетики Севера КНЦ РАН и является единственной в России. Система включает себя 4 станций (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.

Магнитная буря 25-26 августа 2018 года

Сильная геомагнитная буря была инициирована приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны около 08 UT (Рис. 1.). При этом Вzкомпонента стала отрицательной только спустя 8 часов, что обеспечило проникновение плазмы солнечного ветра в магнитосферу. При этом скорость солнечного ветра имела достаточно невысокие значения – порядка 450 км/с/ SYM-Н индекс достигал значения -210 нТл. Суббуревой SME-индекс [5] достигал значений более 2000 нТл.



Рис. 1. Параметры межпланетного магнитного поля (модуль В [нТл], Вzкомпонента [нТл]) и солнечного ветра (плотность N [см⁻³], скорость V [км/с]) по данным базы OMNI; SME-индекс [нТл]; SYM-H индекс [нТл]

Fig. 1. The parameters of the interplanetary magnetic field (module of B [nT], Bzcomponent [nT]), solar wind (density N [cm⁻³], velocity [km/s]) according to the OMNI database; SME index [nT]; SYM-H index [nT]

Примерно в 20 UT 25 августа на станциях сети IMAGE было зарегистрировано развитие длительной суббуревой активности, продолжавшейся около 12 часов (Рис. 2.). Амплитуда суббури на станции SOD достигала порядка 1700 нТл. На фоне суббури видно развитие Pi3 волновой активности. 26 августа в 16 UT, 20 UT также было зарегистрирована небольшая суббуревая активность амплитудой порядка 500 нТл.

Суббуревая активность 25-26 августа вызвала заметный рост ГИТ (до 40А) в линиях электропередач на Кольском полуострове (станция VKH) – рис. 3. Амплитуда геомагнитных возмущений на станции LOZ примерно составляет около 1500 нТл как в Х-компоненте, так и Y-компоненте геомагнитного поля. Видно, что dY/dt дает даже больший вклад в рост ГИТ, чем dX/dt.

На рис. 4. представлена тонкая структура суббури в виде РіЗ пульсации, особенно заметных в У-компоненте геомагнитного поля, которые и приведут к

сильному скачку ГИТ. SSC импульс, связанный с приходом межпланетной ударной волны, практически не вызвал роста ГИТ.

Коэффициенты корреляции между вариациями ГИТ на станции VKH и вариациями X, Y-компонент геомагнитного поля, их прозводными на станции LOZ имели следующие значения для интервала 02.30-04.00 UT: GIC–X = -0.44, GIC–Y = 0.68, GIC–dX/dt = -0.23, GIC–dY/dt = 0.22. Вариации геомагнитного поля заметно лучше коррелируют с вариациями ГИТ, чем вариации производной геомагнитного поля. Хотя вариации индуцированных токов (согласно закону Фарадея) должны определяться именно вариациями производной магнитного поля. Поэтому высокие значения ГИТ могут быть вызваны не только временными вариациями геомагнитного поля, но и пространственными вариациями мелкомасштабных вихревых ионосферных токовых систем. dX/dt и dY/dt вносят примерно одинаковый вклад в рост ГИТ. При этом вклад Y-компоненты геомагнитного поля в рост ГИТ превоходит вклад X-компоненты геомагнитного поля.



Рис. 2. Вариации X-компоненты геомагнитного поля по данным меридиональной цепочки станций NOR-IVA-SOD-OUJ-HAN 25-26 августа 2018 года

Fig. 2. The variations of the X-component of the geomagnetic field on meridional chain NOR-IVA-SOD-OUJ-HAN of the stations for the 25-26 August 2018

Построена карта распределения вариаций геомагнитного поля и его производной в зависимости от геомагнитной широты и времени на основе данных сети IMAGE (рис. 5). Пунктирной линией показана широта станции VKH. Подобное распределение позволяет по вариациям производной геомагнитного поля оценить возможность наведения ГИТ на той или иной широте. Максим распределения геомагнитных возмущений во время суббурь в целом совпадает с распределением максимума dX/dt этих геомагнитных возмущений. Поэтому для роста ГИТ необходимо не только сильное геомагнитное возмущение, но также быстрые геомагнитные вариации, наложенные на эти возмущения.



Рис. 3. Вариации ГИТ на станции VKH, вариации модуля производных dB/dt, dX/dt, dY/dt на станции LOZ, вариации X, Yкомпонент геомагнитного поля на станции LOZ 25-26 августа 2018





Рис. 4. Вариации ГИТ на станции VKH, X, Y-компонент геомагнитного поля, dX/dt, dY/dt на станции LOZ 25 августа, 20 UT –26 августа 2018, 08 UT

Fig. 4. The GIC variations on VKH station, variations of the X, Ycomponents of geomagnetic field, dX/dt, dY/dt at LOZ station on 25August, 20 UT –26 August 2018, 08 UT

Двумерное распределение эквивалентных ионосферных токов, рассчитанных по данным модели IMAGE, в координатах широта-долгота показывает, что в отдельные моменты преобладает вклад вихревых токовых систем (рис. 6., слева), в другие моменты преобладает вклад восточно-западного аврорального электроджета (рис. 6., справа). При развитии вихревых токовых систем, связанных с продольными токами в магнитосфере, преобладают ионосферные токи в направлении север-юг, которые и будут давать вклад в рост ГИТ в технологических системах, вытянутых в направлении север-юг.



Рис. 5. Вариации ГИТ на станциях VKH, широтные вариации X-компоненты геомагнитного поля, широтные вариации производной dX/dt геомагнитного поля

Fig. 5. The GIC variations on VKH station, the latitude variations of the X-component of the geomagnetic field, the latitude variations of the dX/dt



Рис. 6. Двухмерные эквивалентные ионосферные токи 26 августа 2018 в 02.50 UT (слева) и в 03.10 UT (справа) в районе Скандинавии, Кольского полуострова

Fig. 6. The 2D ionosphere equivalent currents on 26 August 2018 at 02.50 UT (left) and at 03.10 UT (right) in Scandinavia, Kola peninsula

Заключение

Произведена оценка воздействия суббуревых геомагнитных возмущений на рост величины ГИТ, регистрируемых в линиях электропередач на Кольском полуострове, для сильной геомагнитной бури 25-26 августа 2018 года. Рост ГИТ определяется вкладом не только аврорального электроджета, но и вихревых токовых систем, связанных с продольными токами в магнитосфере. Вариации ГИТ лучше коррелируют с вариациями геомагнитного поля, чем с его производной. Поэтому экстремальные значения ГИТ могут быть вызваны не только временными вариациями электроджета, но и движением вихревых токовых структур. В рассмотренном событии генерация интенсивных ГИТ в значительной степени связана с локальными быстрыми вариациями сравнительно небольшой амплитуды (РіЗ пульсации), наложенными на глобальные возмущения геомагнитного поля.

Литература

- 1. Lanzerotti L.J. Space weather effects on technologies // Space Weather. Geophys. Monogr. Ser. vol. 125. P. 11. 2001.
- 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.
- 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.
- Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. Характеристики вариабельности геомагнитного поля для изучения воздействия магнитных бурь и суббурь на электроэнергетические системы // Физика Земли. 2018. № 1. с. 56-68.
- 5. Newell, P. T., J. W. Gjerloev. Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power // J. Geophys. Res., 2011. 116, A12211.

Сведения об авторах

Белаховский Владимир Борисович

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

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

д.ф.-м.н., зав. лабораторией, Институт физики Земли РАН, г. 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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.28-33 УДК 551.510.535

В.Е. Иванов, Ж.В. Дашкевич

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ВЫСЫПАЮШИХСЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ СИСТЕМОЙ МАІМ

Аннотация

Исследована взаимосвязь между полной выделившейся в атмосфере энергией W(h) и интенсивностью свечения I(h) в полярных сияниях с учетом спектральной чувствительности регистрирующего приемника. Показана возможность использования результатов наблюдений полярных сияний камерами с чувствительностью в широком спектральном интервале для исследования параметров энергетического спектра высыпающихся электронов.

Ключевые слова:

электронные высыпания, энергетический спектр электронов, эмиссии полярных сияний, оптические наблюдения полярных сияний.

V.E. Ivanov, Zh.V. Dashkevich

ABOUT THE POSSIBILITY OF RESEARCHING OF THE SPECTRA OF PRECIPITATING ELECTRONS BY USING OPTICAL OBSERVATIONS OF MAIN SYSTEM

Abstract

The relationship between the total energy W(h) released in the atmosphere and the emissions intensity I(h) in auroras was studied, taking into account the spectral sensitivity of the recording receiver. The possibility to study the parameters of the energy spectrum of precipitating electrons using optical auroras observations by cameras with sensitivity in a wide spectral range is shown.

Keywords:

electron precipitations, energy spectrum of electrons, auroral emissions, optical observations of aurora

Введение

Оптические наблюдения полярных сияний позволяют получать информацию о пространственно-временной динамике околоземной плазмы. Особый интерес представляет возможность оценки параметров потока высыпающихся электронов по данным оптических наблюдений приборами с широким спектральным интервалом. Основой для таких исследований служат результаты триангуляционных наблюдений. Использование для этих целей ССD камер с небольшим полем зрения и небольшой базой (порядка нескольких километров) позволяет избежать проблему идентификации авроральных структур: на камерах будет наблюдаться практически одна и та же структура, но смещенная на фоне отдаленных звезд. Система таких камер наиболее подходит для проведения триангуляционных наблюдений отдельных лучей и лучистых структур в полярных сияниях. Система таких камер MAIN (Multiscale Auroral Imaging Network) была разработана в Полярном геофизическом институте, описание которой и результаты первых наблюдений приведено в работе [1]. В данной работе будет исследована возможность получения информации о параметрах потока высыпающихся электронов на основе высотных профилей светимости, восстановленных в результате триангуляционных наблюдений полярных сияний данной аппаратурой.

Связь между выделившейся энергией и интенсивностью свечения

Высотное распределение выделившейся в атмосфере энергии при инжекции электронного потока можно представить в виде следующего функционала [2]:

$$W(h) = \rho(h) \int \frac{E}{ER(E)} \lambda(h, E) f(E) dE$$
(1),

где W(h) – энергия, выделившаяся на высоте h в единицах эрг/см³сек, $\rho(h)$ – плотность атмосферы на высоте h в единицах г/см³, E – начальная энергия электрона в эB, R(E) – интегральная длина пробега в единицах г/см², $\lambda(h,E)$ – безразмерная функция диссипации энергии, описывающая долю энергии электрона, выделившейся на высоте h, f(E) – энергетический спектр высыпающихся электронов в единицах см⁻²эв⁻¹.

Из (1) видно, что знание высотного профиля энерговыделения в полярных сияниях вследствие электронных высыпаний позволяет восстановить параметры энергетического спектра высыпающихся электронов. Однако в камерах системы MAIN, как и в большинстве аналогичных камер, приемником сигналов служат «черно-белые» ПЗС матрицы, которые регистрируют суммарную интенсивность свечения I(h) в определенном фиксированном интервале длин волн. Поэтому необходимым условием для использования (1) является исследования связи между интенсивностью свечения I(h), регистрируемой конкретной камерой, и величиной суммарного энерговыделения:

$$W(h, f(E)) = k(h, f(E)) \cdot I(h)$$
 (2),

где W(h,f(E)) – энергия, выделившаяся на высоте h для высыпающегося потока электронов с энергетическим спектром f(E), в единицах эрг/см³сек, I(h) – сигнал, регистрируемый камерой, в единицах фотон/см³сек, k(h,f(E)) – коэффициент взаимосвязи в единицах эрг/фотон.

В данной работе расчеты вертикальных профилей интенсивностей излучения эмиссии 557.7нм, полос первой отрицательной системы N_2^+ и полос системы Вегарда-Каплана проводились в рамках нестационарной модели авроральной ионосферы, представленной в работе [3]. Энергетический спектр высыпающихся электронов задавался в виде максвелловского распределения:

$$f(E) = N_0 E_0 \exp(-E/E_0)/E_0^2$$
(3),

где N_0 и E_0 - начальный поток и характеристическая энергия соответственно. Характеристическая энергия E_0 варьировалась в интервале 1 – 10 кэВ, поток энергии – в интервале 1-10 эрг. Данный диапазон начальных параметров электронного потока, инициирующего полярные сияния, охватывает интервал интенсивностей излучения в эмиссии 557.7 нм от 0.2 до 15 кРл. Поскольку содержание окиси азота в области полярных сияний оказывает значительное влияние на интенсивность излучения зеленой линии (557.7 нм), величина плотности NO в максимуме ее высотного профиля варьировалась в диапазоне $10^6 - 10^8$ см⁻³, что соответствует наблюдаемым в полярных сияниях плотностям окиси азота [4, 5].

В системе MAIN были использованы две идентичные камеры с часть спектра. фильтрами, подавляющими красную одинаковыми С коротковолновой части спектра полоса регистрируемых длин волн ограничена полосой чувствительности ПЗС матрицы. Таким образом, камеры работают в диапазоне длин волн 350-650 нм. График спектральной чувствительности оптической системы используемых камер приведен на рис. 1 [6]. Здесь же схематически изображены наиболее сильные по интенсивности линии и полосы полярного сияния, попадающие в спектральный диапазон камер. Это зеленая линия атомарного кислорода OI 557.7 нм, полосы (0,0) и (0,1) 1NG первой отрицательной системы иона молекулярного азота с головой полосы 391.4 нм и 427.8 нм. В этом же диапазоне длин волн находятся 57 полос системы VK Вегарда-Каплана молекулярного азота, из них полосы (0,10) с головой полосы 360.2 нм, (1,11) - 368.3 нм, (2,12) - 376.7 нм, (3,13) - 385.6 нм, (1,12) - 397.8 нм, (2,13) - 407.2 нм, (3,14) - 416.9 нм, (2,15) - 442.4 нм, (3,15) - 453.4 нм, (4,16) - 464.9 нм. Сделанные с учетом спектральной чувствительности камер оценки показывают, что упомянутые выше линии атомарного кислорода, полосы первой отрицательной системы N⁺₂ и системы Вегарда-Каплана N₂ обеспечивают более 85 % интенсивности свечения, измеренного камерами системы [7].



Рис.1. Спектральная чувствительность камер, входящих в систему MAIN [1] со схематическим изображением линий и полос полярных сияний, входящих в оптический диапазон камер

Fig. 1. The spectral sensitivity of the MAIN system cameras [1] and auroras lines and bands located in the optical ranges of the cameras

На рис. 2 приведены рассчитанные высотные зависимости отношений интенсивности эмиссии 557.7 нм атомарного кислорода $I_{557.7}$, суммарной интенсивности излучения полос (0,0) 391.4 нм и (0,1) 427.8 нм первой отрицательной системы полос - I_{ING} и суммарной интенсивности 57 полос системы Вегарда-Каплана I_{VK} к общей выделившейся при высыпании электронов энергии (W). Интенсивности излучений линий и полос рассчитаны с

учетом спектральной чувствительности камер (рис.1). Из рис. 2 видно, что высотные зависимости I557.7/W, IING/W и IVK/W носят принципиально различный характер. Отношение I_{VK}/W возрастает с увеличением высоты и начинает превалировать на высотах h > 150 км. Отношение I_{ING}/W практически постоянно во всем интервале высот, в то время как отношение $I_{557.7}/W$ имеет ярко выраженный максимум в интервале высот 100 - 120 км и уменьшается с увеличением высоты. Однако высотные распределения отношений полной выделившейся энергии W(h) к суммарной интенсивности излучения I(h), обозначенные как k(h, f(E)), носят принципиально другой характер. На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости k(h, f(E)). Из рисунка можно видеть, что k(h, f(E)) демонстрируют идентичное поведение для всего диапазона вариаций характеристической энергии Е₀, потока энергии высыпающихся электронов и величины концентрации окиси азота. Это позволяет рассчитать усредненную зависимость k(h) от высоты h, которая приведена на рис. 4. Здесь же приведены среднеквадратичные отклонения этого параметра на нескольких высотах. Видно, что седнеквадратичная ошибка для коэффициента k(h) лежит в пределах 10%. Таким образом, использование коэффициента k(h) открывает возможность использовать результаты наблюдений полярных сияний камерами с широким спектральным интервалом для восстановления высотных профилей энерговыделения И, следовательно, для оценки параметров потока высыпающихся электронов.



Рис. 2. Отношение интенсивности излучения линий и систем полос из оптического диапазона камер к общей выделившейся энергии, рассчитанные для потока энергии 5 эрг и различных характеристических энергий высыпающихся электронов

Fig. 2. The ratio of the intensities of the green line emission and band system emissions to the total released energy, calculated for an energy flux of 5 ergs and various characteristic energies of the precipitating electrons



Рис. 3. Отношения выделившейся энергии к общей интенсивности излучения в оптическом диапазоне камер, рассчитанные для различных параметров потока высыпающихся электронов для двух величин плотности NO

Fig. 3. The relationships between the released energy and the total intensity of emissions from the optical range of the cameras



Рис. 4. Высотная зависимость коэффициента *k*(*h*)

Fig. 4. Altitude dependence of the coefficient k(h)

Заключение

Показана возможность использования результатов наблюдений полярных сияний камерами с чувствительностью в широком спектральном интервале для исследования параметров энергетического спектра высыпающихся электронов. Исследована взаимосвязь между полной выделившейся в атмосфере энергии W(h) и интенсивностью свечения I(h) в полярных сияниях с учетом спектральной чувствительности регистрирующего приемника. Показана слабая зависимость коэффициента k(h) от энергетического спектра высыпающихся электронов, потока энергии и концентрации окиси азота в диапазоне высот 90 ÷ 300км. Получена высотная зависимость величины коэффициента k(h), и интенсивностью свечения в атмосфере энергией W(h) и интенсивность свечения зависимость величины коэффициента k(h), устанавливающего связь между выделившейся в атмосфере энергией W(h) и интенсивность свечения лолярных сияний I(h).

Благодарность. Работа Дашкевич Ж.В. поддержана грантом РФФИ 19-52-50025 ЯФ а .

Литература

- Kozelov, B. V., Pilgaev, S. V., Borovkov, L. P., and Yurov, V. E.: Multi-scale auroral observations in Apatity: winter 2010–2011 //Geosci. Instrum. Method. Data Syst. 2012. V.1. P. 1–6.
- 2. Иванов В.Е., Козелов Б.В. Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли.// Кольский научный центр. Апатиты. 2001. 260с.
- 3. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космич. исслед. 2017. Т.55. С. 94–106.
- 4. Swider W., Narcisi R.S. Auroral E-region: Ion composition and nitric oxide //Planet. Space Sci. 1977. V. 25. P. 103–116.
- 5. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка содержания окиси азота в полярных сияниях по данным наземных фотометрических наблюдений// Солнечноземная физика. 2019. Т. 5. С.77-81.
- KozelovB.V., BrändströmB.U.E., SigernesF., RolduginA.V., ChernoussS.A. Practice of CCD cameras' calibration by LED low-light source //"Physics of Auroral Phenomena". Proc. XXXVI Annual Seminar, Apatity. 2013. P. 151 – 154.
- 7. A.Vallance Jones. Aurora//D.Reidel Published Company.Boston. 1974. 301 pp.

Сведения об авторах

Иванов Владимир Евгеньевич

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

Дашкевич Жанна Владимировна

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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.34-42 УДК 551.521.326

В.К. Ролдугин, А.В. Ролдугин

СПОРАДИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ СУМЕРЕЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ 630.0 НМ ВБЛИЗИ ЗОНЫ СИЯНИЙ

Аннотация

По данным меридионального спектрометра в обс. Ловозеро обнаружены случаи усиления эмиссии 630.0 нм в вечерних сумерках. Интенсивность эмиссии высокая в начале наблюдений, когда тень от Солнца над областью свечения располагается на высоте около 100 км, и плавно снижается в течение 2-3 часов, когда эта тень поднимается до 600 – 700 км. Авроральных форм при этом не наблюдается, амплитуда *Н*-компоненты во время данного свечения составляет от 3 до 13 нТ. Явление наблюдается примерно в 30% случаев, и оно отлично от SAR-дуг. Предлагаемое объяснение феномена – увеличение электронной температуры в ионосфере за счёт внутренних процессов в освещённой силовой трубке.

Ключевые слова:

эмиссия 6300, сумеречное усиление, отсутствие сияний, электронная температура в F-слое

V.C. Roldugin, A.V. Roldugin

SPORADIC INTENSIFICATION OF TWILIGHT INTENSITY OF 630.0 nm INTENSITY NEAR AURORAL ZONE

Abstract

According to data of the meridian spectrometer in the Lovozero observatory events of 630.0 nm emission intensification in twilight are found. The emission intensity is high at beginning of observations when Sun shadow over glow area is on altitude about of 100 km, and then it diminishes smoothly during 2-3 hours till the shadow lifts up to 600-700 km. Any auroral forms are absent at this time, amplitudes of *H*-component during this glow are equal from 3 to 13 nT. The phenomenon occurs near 30% cases and it differs from SAR-bands. The suggested explanation of the phenomenon is electron temperature growth in ionosphere due by inner processes in illuminated magnetic tube.

Keywords:

630.0 nm emission, twilight intensification, aurora absent, electron temperature in Flayer

Введение

Запрещённая эмиссия атомарного кислорода 630.0 нм известна, прежде всего, как ответственная за красный цвет верхней части полярных сияний; в середине и в нижней части сияний она не светится из-за гашения при соударениях атомов; её время жизни 107 с. Сияния с преобладанием этой эмиссии известны как сияния типа *A*. К экватору от зоны полярных сияний наблюдается диффузное свечение, в котором эта эмиссия является основной [1]. Экваториальнее упомянутого диффузного свечения часто наблюдаются так называемые красные дуги или SAR-дуги (Stable Auroral Red), в которых присутствует только эта эмиссия, как правило, невысокой интенсивности. Они располагаются обычно в средних широтах и имеют широтные размеры до 600 км. Геомагнитная активность при их появлении усилена. Общепринятое объяснение причины возникновения SAR-дуг – высыпание низко энергичных электронов из области кольцевого тока, вследствие его взаимодействия с ионами плазмосферы [2, 3].

Другим интересным явлением, связанным с эмиссией 630.0 нм, является открытое Barbier [4, стр. 240] среднеширотное усиление этой эмиссии перед восходом Солнца. Общепринятое объяснение этого явления – вторжение низко энергичных электронов из освещённой Солнцем ионосферы сопряжённого полушария [5]. Ему посвящена довольно обширная литература, эффект наблюдался как в средних широтах на L=3.1 [6], так и в авроральной зоне на L=5.6 [7].

В данной работе мы сообщаем о похожем феномене – усилении красной эмиссии в вечерних сумерках.

1. Данные

С конца декабря 2011 по середину апреля 2012 в Ловозеро (ϕ =68.0°, λ =35.1°, Φ =64.3°, Λ =114.4°) работал меридиональный спектрометр [8]. Он даёт спектральные изображения дуги вертикала местного геомагнитного меридиана и является современным аналогом камеры C-180S. Его параметры:

поле зрения	180° x 0.2°,
угловое разрешение	1° x 0.2°,
временное разрешение	60 сек,
спектральный диапазон	375-700 нм,
спектральное разрешение	0.3 нм,
динамический диапазон	65536.

Мы использовали данные этого спектрометра для получения суточных ходов пяти эмиссий полярных сияний: 427.8 нм 1NGN2+, 557.7 нм OI, 630.0 нм OI, 656.3 нм Нα и 677.0 нм 1PGN2. Суточный ход был построен для всех наблюдательных интервалов от 27 декабря 2011 по 2 марта 2012 независимо от авроральной, метеорологической, астрономической обстановки. Определялась средняя интенсивность линии в условных единицах для углов места более 15°.

Были обнаружены случаи усиления эмиссии 630.0 нм в вечерние часы при отсутствии эмиссий 1NGN2+, Нα и 1PGN2; а эмиссия 557.7 нм при этом была усилена незначительно и её вариации не соответствовали ходу эмиссии 630.0 нм.

На рис. 1 приведён пример спектра такого события за 15.30 UT 27 декабря 2011. Внизу указана длина волны в нанометрах, справа – ориентация прибора по геомагнитному меридиану, слева – значения угла места от северного горизонта. Экспозиция кадра 55 с. Наиболее яркие линии – дублет 630.0/636.4 нм и 557.7 нм. Заметно увеличение интенсивности эмиссии 630.0/636.4 нм в южной части неба.


Fig. 1. The spectrum of meridian spectrometer in Lovozero on 27 December 2011 for 15h30m UT

На рис. 2 на верхней панели а) показан жирной линией ход интенсивности эмиссии 630.0 нм от 14.00 до 20.00 UT этих суток. Видно, что до 16.30 UT интенсивность эмиссии примерно постоянна, а затем до 19.00 плавно убывает. Эмиссии 427.8 нм и 656.3 нм, свидетельствующие о высыпании энергичных электронов и протонов, держатся на постоянном шумовом уровне, как и непоказанная 677.0 нм. В эмиссии 557.7 нм наблюдаются вариации с амплитудой, типичной для вариаций свечения ночного неба; эта эмиссия возбуждается, помимо электронного удара, также в нескольких фотохимических вариациях, см. [9]. Поэтому можно утверждать, что в данном событии повышение в сумерках эмиссии 630.0 нм не связано с высыпанием энергичных электронов или протонов. Это подтверждается и приведённым на средней панели б) ходом Н-компоненты магнитного поля в Ловозеро: за шестичасовой интервал поле изменилось на незначительную величину менее 5 нТ. Нельзя объяснить явление и рассеянием света от высоких слоёв атмосферы, поскольку угол погружения Солнца под горизонт, представленный на нижней панели в), в 14.45 UT был -17°, а наблюдения сияний для исключения рассеянного света начинаются обычно при угле погружении Солнца более -12°. Заметим также, что по закону Релея наиболее интенсивно рассеивается коротковолновая часть спектра, а здесь эмиссия 427.8 нм находится на уровне шумов прибора.

Всего из рассмотренных 66 суточных временных интервалов усиление в вечерних сумерках эмиссии 630.0 нм наблюдалось в 15 случаях; они представлены на рис. 3. Наблюдаемые кратковременные пики интенсивности связаны с попаданием ярких звёзд в поле зрения спектрометра. Видимо, частота появления рассматриваемого феномена несколько выше, чем в 23%: мы не включали сюда случаи, когда вслед за сумеречным усилением 630.0 нм наблюдались классические полярные сияния, а также случаи с неопределённым ходом интенсивности из-за переключений пределов чувствительности спектрометра вследствие антропогенной подсветки. Можно оценить частоту аномального усиления 630.0 нм в вечерних сумерках за рассмотренный период как 30%.







Во всех 15 случаях имели место отмеченные выше особенности: 1) незначительная амплитуда *H*-компоненты магнитного возмущения от 3 до 13 нТ за интервал события, среднее 6 нТ; 2) отсутствие эмиссий 427.8 нм и 656.3 нм, $H\alpha$; 3) несходство вариаций эмиссий 630.0 и 557.7; 4) погружение Солнца ниже 12°.



Рис. 3. Случаи сумеречного усиления эмиссии 630.0 нм по данным меридионального спектрометра за период 27 декабря 2011 – 2 марта 2012. Условные единицы измерения постоянны

Fig. 3. The cases of twilight intensification of 630.0 nm emission from meridian spectrometer data for 27 December 2011 - 2 March 2012 period. The arbitrary unit of intensity is changeless

2. Горячие пятна в ионосфере

Объяснить данное явление вторжением авроральных частиц невозможно. Представляет интерес сопоставить обнаруженное нами усиление эмиссии 630.0 нм с появлением горячих пятен в ионосферном провале, исследованном в теоретических работах [10-12]. Авторы рассчитали вариации основных параметров в ионосферной трубке при её конвекции в магнитосфере и нашли, что в ионосферном провале вблизи терминаторов могут возникать горячие пятна с электронами высокой температуры исключительно вследствие внутренних ионосферных процессов, без влияния потоков из магнитосферы. Для их возникновения требуются три условия: 1) низкие значения электронной плотности; 2) солнечное освещение верхней части F-слоя при затемнённости нижней, и 3) низкие значения плотности нейтральной компоненты. По расчётам температура электронов в пятнах может достигать 10000° K. Потенциал возбуждения эмиссии 630.0 нм равен 1.96 эВ, что соответствует температуре около 20000° K, так что, при распределении близком к максвелловскому, электронов с необходимой для возбуждения эмиссии энергией должно быть достаточно, см. [3].



Рис. 4. Хода интенсивности 630.0 нм (верхний ряд) и высоты тени в Ловозеро в зените и в точках с углом места 15° над северным и южным горизонтом (нижний ряд)



Мы не имеем данных о значениях плотности нейтральной компоненты, но высота тени над обс. Ловозеро известна. Методика расчёта с учётом рефракции света в произвольной точке неба дана в работе [13]. Были рассчитаны хода высоты тени в зените обс. Ловозера и в точках на 15° выше северного и южного горизонтов для 8 января и 16 февраля 2012. Требуемые программой параметры (температура и давление у поверхности) указывались как типичные для этих дней. Результаты расчётов представлены на рис. 4. 8 января сумеречное усиление 630.0 нм заканчивается около 17.00 UT, и высота тени в зените в это время была равна около 700 16 февраля аномальное свечение прекращается км.

около 19.00 UT, а высота тени та же, около 700 км. Это именно то значение высоты тени, при котором, согласно работе [10], прекращается повышение температуры электронов в силовой трубке.



Рис. 5. Слева - хода интенсивности 630.0 нм в случаях отсутствия её сумеречного усиления, справа – при её усилении. Показаны *Ар*-индексы за интервал 15.00 – 18.00 UT



Условие 1), низкое значение электронной плотности, непосредственно проверить для наших случаев мы не можем. Косвенно в его пользу говорит вышеприведённое низкое значение магнитной возмущённости в обсерватории. Можно также полагать, что оно выполняется при низких значениях Ар-индекса. Из построенных 66 ходов интенсивностей только в 5 случаев можно уверенно утверждать об отсутствии сумеречного усиления эмиссии 630.0 нм. Мы сопоставили эти случаи с теми, когда наблюдается аномальное усиление примерно за те же дни, результаты представлены на рис. 5: слева без аномального усиления, справа – с таковым усилением. Временной интервал выбран 15.00 – 18.00 UT, для которого определяются Ар-индексы, они указаны на рисунке справа. ИХ значения малы для всех случаев, Хотя однако для интервалов с аномальным усилением красной линии они всё же статистически меньше. Это указывает на более низкое значение электронной плотности и выполнение условия 3).

3. Обсуждение результатов

Отождествить рассматриваемое сумеречное увеличение эмиссии 630.0 нм с красными дугами невозможно, морфология обоих явлений различна:

- при появлении SAR-дуг магнитная активность увеличивается, сумеречное же усиление 630.0 нм наблюдается при крайне низкой активности;

- на аскафильмах Ловозера в рассмотренных 15 случаях дуг или других дискретных форм не обнаружено;

- длительность существования SAR-дуги до 30 часов [13], а сумеречное свечение имеет чётко выраженный суточный ход (в сумерках) и длится не более 4 часов.

Вариации эмиссии были просмотрены и для утренних сумерек, однако эффект предрассветного её усиления, описанный в [6 и 7], в наших данных не найден.

4. Выводы

1) По спектральным наблюдениям в Ловозеро обнаружено, что в вечерних сумерках, когда угол погружения Солнца под горизонт ниже -12°, наблюдается плавно снижающееся по интенсивности свечение эмиссии атомарного кислорода 630.0 нм. Снижение интенсивности прекращается, когда высота тени поднимется до 600-700 км. Частота появления феномена около 30%.

2) Можно полагать, что свечение вызывается низкоэнергичными электронами, появляющимися в F-области за счёт внутренних механизмов, описанных в работе [10].

Литература

- 1. Зверев В.Л., Фельдштейн Я.И., Воробьев В.Г. Авроральное свечение к экватору от полярных сияний // Геомагнетизм и аэрономия. 2012. Т.52. №1. С. 64-73.
- 2. Иевенко И. Б., Алексеев В. Н. Влияние суббури и бури на динамику sar-дуги. Статистический анализ // Геомагнетизм и аэрономия. 2004. Т.44. №5. С. 643-654.
- 3. Kozyra, J. U., Nagy, A. F., Slater, D. W. High-altitude energy source(s) for stable auroral red arcs // Reviews of Geophysics. 1997. V. 35. № 2. P. 155-190.
- 4. Акасофу С.-И., С. Чепмен. Солнечно-земная физика. М:Мир. Т.1, 384 с. 1974.
- 5. Cole K. D. The predawn enhancement of 6300 Å airglow // Annls. Geophys. 1965. V. 21. № 1. P. 156-158.
- 6. Noxon J.F., Johanson A.E. Effect of magnetically conjugate photoelectrons on OI (6300 Å) // Planetary and Space Science. 1970. V. 18. № 9. P. 1367-1379.
- 7. Wickwar, V. B. Conjugate photoelectrons at L = 5.6 and the 6300 A postsunset enhancement // Planetary and Space Science. 1974. V. 22. No 9. P. 1297-1307.
- 8. Ролдугин А.В., Федоренко Ю.В, Шароварова О.М., Пильгаев С.В., Дашкевич Ж.В. Меридиональный спектрометр // Приборы и техника эксперимента. 2007. Т. 50. № 5. С. 130-137.

- 9. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. М.: Изд. Иностранная литература, 780 с. 1963.
- 10. Mingaleva G.I., Mingalev V.S. The formation of electron-temperature hot spots in the main ionospheric trough by the internal processes // Ann. Geophysicae. 1996. V. 14. № 8. P. 816-825.
- Мингалёва Г.И., Мингалёв В.С., Кривилев В.Н. О причине повышения электронной температуры в главном ионосферном провале на уровне F-слоя // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30. №1. С. 153-156.
- Мингалёва Г.И., Мингалёв В.С. Проявление эффекта электронной температуры в главном ионосферном провале за счёт внутренних процессов в разные сезоны и аэрономия. // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32. №2. С. 83-87.
- 13. Craven, J.D., Frank L.A., Ackerson K.L. Global observations of a SAR arc // Geophys Res. Lett. 1982. V. 9. № 9. P. 961-964.
- Ролдугин В.К. Расчёт высоты земной тени в атмосфере с учётом рефракции света. // В сб. «Моделирование процессов в верхней полярной атмосфере». 1998. С. 379-386. Мурманск.

Сведения об авторах

Ролдугин Валентин Константинович

к.ф.-м.н., 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

О.И. Ягодкина, В.Г. Воробьев, Е.С. Шекунова

НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ НАД КОЛЬСКИМ ПОЛУОСТРОВОМ

Аннотация

В работе представлены наблюдения полярных сияний, проводимые Полярным геофизическим институтом на Кольском полуострове, кратко изложены методы первичной обработки материалов наблюдений и способы представления информации. Материалы первичной обработки наблюдений в обсерватории Ловозеро, расположенной в центральной части полуострова, использованы для изучения суточного распределения интервалов наблюдения полярных сияний. Показано, что в годы максимума солнечной активности (2000-2002 гг.) сияния с наибольшей вероятностью регистрируются в интервале 21:30 – 03:30 MLT с максимумом в 00:30 – 01:30 MLT. Построены гистограммы вероятности наблюдения сияний в различных частях Кольского полуострова в годы максимума (2000-2002 гг.) и минимума (2007-2009 гг.) *солнечной* активности в зависимости от локального **К**-индекса *маенитной* активности. Полученные результаты могут быть использованы для выбора интервалов времени и уровня магнитной активности, наиболее благоприятных для наблюдения сияний в различных районах Кольского полуострова.

Ключевые слова:

полярные сияния, овал полярных сияний, авроральные высыпания, геомагнитная активность, солнечная активность

O.I. Yagodkina, V.G. Vorobjev, E.S. Shekunova

OBSERVATIONS OF AURORAE OVER THE KOLA PENINSULA

Abstract

Observations of aurorae realized by the Polar Geophysical Institute on the Kola Peninsula, and a brief description of methods of primary processing of observations, and ways to produce information are presented. Results of the primary processing of observations in the Lovozero observatory, located in the central part of the Kola Peninsula, were used to study the diurnal distribution of aurora appearance. It is shown that in the years of solar activity maximum (2000-2002), aurorae are most likely registered in the interval from 21:30 MLT to 03:30 MLT with a maximum in 00:30-01:30 MLT. Histograms of the probability of aurorae observations in different parts of the Kola Peninsula during the years of both maximum (2000-2002) and minimum (2007-2009) *solar* activity depending on the local K-index of *magnetic* activity are constructed. The obtained results can be used to select the time intervals and the level of magnetic activity of the most favorable for the observation of aurorae in different areas of the Kola Peninsula.

Keywords:

aurorae, auroral oval, auroral precipitation, geomagnetic activity, solar activity

Введение

Полярные сияния можно смело отнести к одному из наиболее красочных явлений природы. Изучение их характеристик представляет как чисто

познавательный, так и большой практический интерес в связи с освоением космического пространства и для целей наземной и космической радиосвязи. Потребность в изучении полярных сияний обусловлена тесной взаимосвязью между появлением сияний и широким комплексом геофизических явлений, протекающих в высокоширотной ионосфере, и является актуальной для решения не только многих геофизических проблем, но и проблем физики плазмы, физики атмосферы и даже климатологии, метеорологии и медицины.

К настоящему моменту опубликовано множество уникальных снимков полярных сияний, демонстрирующих, что сияния могут принимать различные, иногда причудливые формы, изменять свой цвет от фиолетового до красного, быстро перемещаться по небосводу и менять свою форму. Наиболее характерными типами сияний являются однородные дуги и полосы. Наблюдаются также лучистые дуги, отдельные лучи, пятна и широкие области достаточно однородного диффузного свечения.

На основании обширных наблюдений полярных сияний, выполненных в период Международного геофизического года (МГГ, 1957-1958 гг.) и Международного года спокойного Солнца (МГСС, 1964-1965 гг.), было установлено, что мгновенное распределение дискретных форм сияний (дуги и полосы) представляет собой овал, сдвинутый относительно геомагнитного полюса в ночную сторону. В среднем около полуночи сияния располагаются на широтах 65°-68° исправленной геомагнитной широты (CGL), а в полдень - на широтах 74°-77° CGL. В дальнейшем были выполнены детальные исследования формы и положения овала сияний в зависимости от уровня геомагнитной активности, цикла солнечной деятельности и мирового времени [1-4].

Овал полярных сияний является той областью полярной ионосферы, где с наибольшей интенсивностью протекают все геофизические явления, связанные с вторжением заряженных частиц в атмосферу Земли. Это обусловлено тем, что в область овала сияний при корпускулярных вторжениях вводится максимальный поток энергии. Поэтому при исследовании геофизических явлений необходимо учитывать положение пункта наблюдения относительно аврорального овала, который становится своеобразной геофизической системой координат.

Морфологические характеристики сияний в различные часы местного геомагнитного времени (MLT) различны. В частности, высота сияний в ночные часы составляет 105-120 км, в то время как в дневные – 150-170 км [5]. В ночные часы наблюдаются преимущественно однородные формы сияний, в то время как в дневные – лучистые дуги, корона и отдельные лучи.

В настоящей работе представлены наблюдения полярных сияний, проводимые Полярным геофизическим институтом (ПГИ) на Кольском полуострове, кратко изложены методы первичной обработки материалов наблюдений и способы представления информации. По результатам первичной обработки проведено исследование вероятности наблюдения полярных сияний в различных частях Кольского полуострова в зависимости от времени суток и от уровня локальной геомагнитной активности.

Оптические наблюдения ПГИ на Кольском полуострове

В настоящее время оптические наблюдения полярных сияний проводятся в трех пунктах: в п. Верхнетуломский, в Ловозеро и в Апатитах. В Таблице 1 показаны названия обсерваторий, их условные обозначения, географические и исправленные геомагнитные (*Corrected Geomagnetic*) координаты. Географическая карта Кольского полуострова показана на рис. 1. Красными звездочками на карте отмечено положение всех трех пунктов наблюдения сияний.

Таблица 1. Пункты наблюдения полярных сияний на Кольском полуострове

Обсерватория	Код	Географические		Геомагнитные (CG)	
		Широта	Долгота	Широта	Долгота
Верхнетуломский	VTL	68.59° N	31.75° E	64.92°	113.0°
Ловозеро	LOZ	67.97° N	35.02° E	64.17°	115.3°
Апатиты	APT	67.58° N	33.31° E	63.86°	113.6°

Table 1. Auroral observatories on the Kola Peninsula

Полярные сияний наблюдаются в темное время суток при угле погружения Солнца под горизонт ниже 9°. В этот период на небосводе невооруженным глазом уже начинают просматриваться отдельные наиболее яркие звезды. Из-за особенностей географического расположения Кольского полуострова наблюдения полярных сияний здесь возможны, главным образом, в периоды с сентября месяца по апрель. Однако, специальные наблюдения возможны и в периоды большей солнечной освещенности.



Рис. 1. Карта Кольского полуострова с указанием пунктов наблюдения сияний и областей их регистрации на различных зенитных углах

Fig. 1. A map of the Kola Peninsula showing points of observation of aurorae and areas of their registration at various zenith angles

Наблюдения полярных сияний осуществляются автоматическими камерами всего неба, снабженными объективами типа «Рыбий глаз» с полем зрение 180°. Фотодетектором служит ПЗС камера с внутренним усилением. Высокая чувствительность (квантовая эффективность ~90%) матрицы и высокое отношение сигнал/шум дают возможность регистрации слабых потоков излучения при наблюдениях, как в интегральном свете, так и в отдельных авроральных эмиссиях с экспозицией в несколько секунд.

Направление вертикального подъёма над точкой наблюдения является зенитом обсерватории. Угол между зенитом и направлением на какой-либо объект небесной сферы называется зенитным углом. Максимальный зенитный угол равен 90°.

На рис. 2 показаны снимки полярных сияний, выполненные камерой всего неба в обсерватории Ловозеро 04 января 2019 г. в период сильного магнитного возмущения. Зенит обсерватории находится, как правило, в центре кадра. Камера всего неба ориентирована следующим образом. Линия, проходящая через центр кадра в направлении сверху вниз, указывает на север (N) и является исправленным геомагнитным меридианом обсерватории. При этом запад (W) находится в *правой* части кадра, а восток (E) - в *левой* части.

Изображения небосвода на зенитных углах больше 75° рассматриваются только в отдельных, специфических событиях, т.к. рельеф местности, предметы естественного и искусственного происхождения, а также возможность искусственной подсветки низкой облачности у линии горизонта препятствуют уверенному отождествлению сияний.

Формы сияний на зенитных расстояниях 60°-75° достаточно хорошо отождествимы, однако здесь трудно определить направление движения и скорость перемещения отдельных авроральных структур. В предположении высоты сияний, равной 110 км, зенитное расстояние в 75° соответствует в проекции на земную поверхность кругу радиусом ~500 км. По своим размерам эта окружность намного превосходит масштабы Кольского полуострова.







Рис. 2. Изображения полярных сияний, полученные камерой всего неба в обсерватории Ловозеро 04 января 2019 г. в 21:12:00 UT (*a*), 21:14:00 UT (*б*) и 21:16:00 UT (*в*)

Fig. 2. Images of aurorae from all-sky camera in the Lovozero observatory on January 04, 2019 at 21:12:00 UT (*a*), 21:14:00 UT (*δ*) and 21:16:00 UT (*β*)

На зенитных углах менее 60° хорошо определяется не только форма полярного сияния, но и детали его структуры, направления и скорости

перемещения. Зенитное расстояние в 60° соответствует кругу радиусом ~200 км. Область обзора камеры в обсерватории Ловозеро с углом зрения 60° показана на рис. 1 окружностью синего цвета. Как видно из рисунка, эта камера, располагающаяся примерно в центре Кольского полуострова, с хорошим пространственным разрешением покрывает фактически всю его территорию.

Красными окружностями на рис. 1 изображены поля зрения всех трёх камер всего неба на зенитных углах 30°. Области обзора камер представляют собой окружности радиусом ~60 км. Эти окружности являются зенитными областями обсерваторий, в пределах которых можно оценить интенсивность сияний, их тонкую структуру и динамику отдельных фрагментов.

Методы первичной обработки данных

Для исследования полярных сияний крайне необходима первичная обработка отснятого материала наблюдений, которая в значительной степени облегчает проведение научных исследований. Для первичной обработки используются аскафильмы полярных сияний (от английского словосочетания all sky camera films – кадры непрерывной регистрации небосвода камерой всего неба). В первичную обработку входит составление календаря наблюдений, аскаплотов и кеограмм.

<u>Календарь</u> наблюдений показывает даты и интервалы мирового времени (UT), в которые осуществлялась работа камеры всего неба.

<u>Аскаплоты</u> (от английского all sky camera plots) дают по каждым суткам в каждом получасовом интервале от 00:00 UT до 24:00 UT информацию о наличии либо отсутствии облачного покрова и полярных сияний в различных частях небосвода. Форма аскаплотов и содержащаяся в них информация представлены на рис. 3.



Рис. 5. условные обозначения, используемые при составлении аскаплотов. 1 - сияние отсутствует; 2 - сияния на севере; 3 - сияния в зените; 4 - сияния на юге; 5 - сияния на севере, в зените и на юге; 6 - сияния средней интенсивности в зените при наличии свечения на севере и на юге; 7 - яркие сияния в зените при наличии свечения на севере и на юге; 8 - частичная облачность; 9 - сплошная облачность; 10 - отсутствие наблюдений

Fig. 3. Symbols used in ascaplots: 1 - no aurorae; 2 - aurorae in the north; 3 - aurorae at the zenith; 4 - aurorae in the south; 5 - aurorae in the north, at the zenith and in the south; 6 - aurorae of medium intensity at the zenith in the presence of an aurorae in the north and in the south; 7 - bright aurorae at the zenith in the presence of an aurorae in the north and in the south; 8 - partial cloud cover; 9 - overcast; 10 - no observations

Дискретные формы сияний вытянуты в направлении *W-E*. Если сияния попадают в окружность радиусом ~60 км (красные круги на рис. 1), то считается, что сияния находятся в зените обсерватории. Сияния на зенитных углах >30° но $<75^{\circ}$ относятся к сияниям, регистрируемым на севере или на юге.

Кеограммы полярных сияний (или авророграммы) дают представление о временных изменениях яркости и положения форм полярных сияний вдоль какого-либо направления, выбранного на кадре аскафильма. При стандартной обработке в качестве такого направления используется геомагнитный меридиан обсерватории. Кеограммы могут быть получены как в автоматическом режиме в процессе работы камеры всего неба, так и в оригинальных исследованиях с использованием специальных программ. Изменение интенсивности сияний и их динамика позволяет оперативно определить наличие резких активизаций полярных сияний, называемых авроральной суббурей.

На рис. 4 показана кеограмма сияний, полученная по наблюдениям в LOZ 04 января 2019 г. Согласно кеограмме и кадрам аскафильма, показанным на рис. 3, авроральная суббуря в этот день началась примерно в 21:13:00 UT и сопровождалась увеличением интенсивности свечения и быстрым распространением сияний к полюсу [1].



Рис. 4. Кеограмма полярных сияний в LOZ в интервале 17:00 – 24:00 UT 04 января 2019 г. По вертикальной оси отложены зенитные углы вдоль направления север (N) юг (S)

Fig. 4. Keogram of aurorae in LOZ from 17:00 UT to 24:00 UT on January 4, 2019. The zenith angles along the north (N) south (S) direction are plotted along the vertical axis

Результаты первичной обработки наблюдений полярных сияний публикуются в сборниках данных [см., например, 7-16] и на сайте ПГИ по адресу *http://pgia.ru/lang/ru/archives/*.

Полярные сияния над Кольским полуостровом

Материалы первичной обработки полярных сияний использованы в текущем разделе для изучения суточного распределения интервалов наблюдения полярных сияний, а также для исследования вероятности наблюдения сияний в различных частях Кольского полуострова в зависимости от уровня локальной геомагнитной активности. Для этой цели использованы аскаплоты обсерватории Ловозеро, расположенной в центральной части Кольского полуострова.

Суточное распределение вероятности наблюдения сияний

Для изучения суточного распределения вероятности наблюдения полярных сияний использовались аскаплоты обсерватории Ловозеро за период с октября 2000 г. по март 2002 г. Как видно на рис. 6, эти годы соответствуют максимуму предшествующего 23 цикла солнечной активности. Этот цикл был выбран из тех соображений, что солнечная активность в максимуме заканчивающегося в настоящее время 24 цикла, была наиболее низкой из всех циклов, показанных на рис. 6. Вероятность наблюдения сияний при низком уровне солнечной активности достаточно низкая, что неблагоприятно для исследования их суточного распределения.

Для исследования регистраций полярных сияний в течение суток подсчитывалось общее число наблюдений сияний в периоды каждого часа UT. В дальнейшем полученное распределение нормировалось на максимум. Нормировка данных по другому принципу затруднительна, т.к. длительность интервалов наблюдения сияний сильно изменяется: она максимальна в период зимнего солнцестояния и минимальна в периоды осеннего и весеннего равноденствия.



Рис. 5. Суточное распределение регистрации сияний в период 2000-2002 гг.

Fig. 5. The diurnal distribution of aurorae appearance in 2000-2002

Суточное распределение регистрации сияний иллюстрирует рис. 5. По горизонтальной оси снизу отложено мировое время (UT), а сверху – местное геомагнитное время обсерватории LOZ, MLT=UT+2.4 ч. Штриховой вертикальной линией синего цвета показана местная геомагнитная полночь. Максимально часто сияния регистрировались после полуночи в 01 MLT. Число регистраций в этот период принято равным 1.0. Однако даже в максимуме вероятность регистрации сияний составляла только 52% от всех наблюдений, осуществляемых в этот период. Оставшиеся 48% относятся к неблагоприятным погодным условиям, связанным, главным образом, со сплошной облачностью.

Наблюдения сияний в различных частях Кольского полуострова в зависимости от уровня локальной геомагнитной активности.

Согласно рис. 6, в текущем 2019 г. уровень солнечной активности приблизился к минимальному уровню в 24 цикле. Поэтому, как и в предыдущем разделе, мы рассмотрели годы максимума солнечной активности 23 цикла и дополнительно 2007-2009 гг., соответствующие минимуму 23 цикла. Рассмотренные периоды указаны заштрихованными столбиками на рис. 6.

Для каждого выбранного года использованы наблюдения за 4 зимних месяца (ноябрь, декабрь, январь, февраль), а каждые сутки в интервал от 18:00 UT до 01:00 UT. Этот интервал UT выделен вертикальными штриховыми линиями на рис. 6 и соответствует уровню κ >0.8 (интервал максимальной наблюдаемости сияний).

В каждом часовом интервале наблюдений по аскаплотам обсерватории LOZ фиксировались периоды отсутствия сияний при чистом небе, а при наличии сияний определялось их положение в поле зрения камеры всего неба. Результаты наблюдений аврорального свечения сопоставлялись с уровнем локальной геомагнитной активности, выраженной значениями локального часового К-индекса. Значения К-индекса определялись по максимальному в течение данного часа отклонению от спокойного уровня в H или D компонентах магнитного поля в обсерватории LOZ. В таблице 2 приведены значения К-индекса и соответствующие им возмущения геомагнитного поля. В правом столбце таблицы дается краткое описание состояния геомагнитного активности.

Распределения вероятности наблюдения сияний в различных частях небосвода в зависимости от величины **К**-индекса магнитной активности показаны на рис. 7.



Рис. 6. Циклы солнечной активности. По вертикальной оси отложено годовое число солнечных пятен

Fig. 6. Cycles of solar activity. The vertical axis represents the annual number of sunspots

Верхняя панель рис. 7 соответствует годам минимума солнечной активности (2007-2009 гг.), а нижняя – годам максимума (2000-2002 гг.).

Распределения нормированы на общее число наблюдений в соответствующий период. По горизонтальной оси на рисунках отложено значение **К**-индекса, а по вертикальной – вероятность того или иного события. На рис. 7 колонка (*a*) показывает отсутствие сияний при чистом небе и хорошей прозрачности, а колонки (δ , ε , ε) наблюдения сияний в различных частях небосвода.

В годы максимума солнечной активности сияния были зарегистрированы в 460-и часовых интервалах наблюдения, в то время как в годы минимума – в 279-и. В какой-то мере эту разницу можно объяснить, предполагая различные погодные условия (дождь, метель, сплошная облачность) в исследуемые периоды. Однако не вызывает сомнения и тот факт, что вероятность наблюдения сияний в годы максимума солнечной активности значительно выше, чем в годы её минимума.

Таблица 2. Значения К-индекса магнитной активности

К-индекс	Магнитные	Описание геомагнитной		
	возмущения, нТл	активности		
0	0 - 15	Спокойно		
1	15 - 30	Спокойно		
2	30 - 60	Спокойно		
3	60 - 120	От спокойного до умеренного		
4	120 - 210	Умеренно		
5	210 - 360	Слабая суббуря		
6	360 - 600	Магнитная суббуря		
7	600 - 990	Сильная суббуря, магнитная буря		
8	990 - 1500	Сильная магнитная буря		
9	1500 и больше	Очень сильная магнитная буря		

Table 2. Magnetic activity K-index values

По гистограммам, представленным на рис. 7, можно отметить некоторые особенности в поведении сияний. При очень низком уровне магнитной активности (\mathbf{K} =0-1) с наибольшей вероятностью следует ожидать либо отсутствие сияний, либо сияния у северного горизонта обсерватории. С ростом магнитной активности область регистрации сияний смещается к зениту обсерватории, а при больших значениях **К**-индекса (**К**=4-7) сияния наблюдаются и в южной части небосвода. Такое поведение сияний соответствует расширению ночного сектора аврорального овала и смещению его экваториальной границы в более низкие широты [2, 3].

Отметим, что в период минимума солнечной активности сияния на юге обсерватории Ловозеро наблюдались крайне редко, в то время как в годы максимума зарегистрировано значительное число таких событий. Причина такого поведения сияний кроется в нескольких факторах. Во-первых, в годы минимума солнечной активности большие геомагнитные возмущения, соответствующие большим значениям **К**-индекса, появляются значительно реже, чем в годы максимума. Во-вторых, как было отмечено в [4], среднестатистическое положение границ овала сияний по широте на 1.0°-1.5° ниже в годы максимума солнечной активности, чем в годы минимума.

Обсуждение результатов, заключение

В работе [6] представлена модель авроральных высыпаний, полученная по наблюдениям спутников серии DMSP. Модель позволяет в зависимости от уровня магнитной активности получить планетарное распределение областей различных типов авроральных высыпаний, средние энергии и потоки энергии высыпающихся частиц. Модель размещена на сайте Полярного геофизического института по адресу: *http://apm.pgia.ru/*.

На рис. 8 показано положение областей авроральных высыпаний в географической системе координат при разных уровнях магнитной активности. На рис. 8*a* представлена планетарная картина авроральных высыпаний для спокойных геомагнитных условий (K=2). На географической карте легко найти Кольский полуостров, в центральной части которого находится обсерватория LOZ. Положение обсерватории отмечено точкой, обведенной небольшим кругом.



Рис. 7. Распределения вероятности наблюдения сияний в различных частях небосвода в зависимости от величины К-индекса. Верхняя панель – годы минимума солнечной активности; нижняя – годы максимума. (*a*) - отсутствие сияний, (*б*) – сияния на севере обсерватории; (*в*) – сияния в зените и (*г*) – сияния на юге. Красным цветом выделены символические максимумы распределений

Fig. 7. Aurorae observations probability in different parts of the sky depending on the K-index magnitude. At the top - years of the solar activity minimum; at the bottom - years of the solar activity maximum. (a) is the absence of aurorae, (6) aurorae in the north of the observatory; (e) aurorae at the zenith and (z) aurorae in the south. The symbolic maxima are highlighted in red

На рис. 8*а* зеленым цветом обозначена область структурированных высыпаний аврорального овала, границы которого хорошо совпадают с границами овала сияний. Полюснее и экваториальнее этой области находятся зоны диффузного аврорального свечения, обозначенные на рисунке красным и синим цветами соответственно.

На рис. 86 показано положение зон высыпаний в районе Кольского полуострова при умеренной магнитной активности \mathbf{K} =4, а на рис. 86 – в периоды достаточно сильных геомагнитных возмущений (\mathbf{K} =6) амплитудой до 600 нТл. Рис. 8 хорошо иллюстрирует данные, представленные на гистограммах рис. 7. При \mathbf{K} =2 сияния в обсерватории LOZ будут наблюдаться, главным образом, в северной части небосвода, при \mathbf{K} =4 – экваториальная кромка овала сияний достигает зенита обсерватории, а при \mathbf{K} =6 обсерватория LOZ будет располагаться уже внутри овала, и полярные сияния будут регистрироваться в большом диапазоне широт как экваториальнее, так и полюснее зенита обсерватории.



Рис. 8. Положение зон авроральных высыпаний при разных уровнях магнитной активности: (*a*) – планетарное распределение зон высыпаний в магнитоспокойные периоды **К**=2; (*б*) – положение зон высыпаний в районе Кольского полуострова при **К**=4 и (*в*) – при **К**=6

Fig. 8. The position of auroral precipitation zones at different levels of magnetic activity: (*a*) the planetary distribution of the precipitation during quiet magnetic activity $\mathbf{K} = 2$; (δ) the location of precipitation zones near the Kola Peninsula at $\mathbf{K} = 4$ and (*e*) at $\mathbf{K} = 6$

Полученные в рамках настоящего исследования результаты могут быть полезны как специалистам в области геофизики, так и всем людям, интересующимся полярными сияниями, их основными характеристиками и возможностью наблюдения сияний на территории Кольского полуострова. При ясной погоде для оценки вероятности появления сияний в той или иной области Кольского полуострова можно воспользоваться гистограммами, показанными на рис. 7. При этом уровень текущей геомагнитной активности можно оценить по данным финской геомагнитной обсерватории Sodankyla по адресу: www.sgo.fi SGO Real-time Magnetogram. Для этого определяем минимальное значение Xкомпоненты поля в течение последнего часа и вычитаем это значение от спокойного уровня, который составляет примерно 11200 нТл. По полученному значению в Таблице 2 находим текущее значение **К**-индекса. По гистограммам на рис. 7 определяем наиболее вероятное положение сияний относительно обсерватории Ловозеро. Отметим, что вдоль меридиана расстояние между Апатитами и Ловозеро составляет около 60 км. Таким образом, сияния в зените LOZ будет наблюдаться в АРТ на зенитных углах 30° N.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Арктика – научные основы новых технологий освоения, сохранения и развития».

Литература

- 1. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И., Схема элементарного возмущения в полярных сияниях на дневной стороне Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1967а. Т. 7. С. 367-369.
- 2. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И., Изменение границ овальной зоны полярных сияний // Геомагнетизм и аэрономия. 1967b. Т. 7. С. 62-71.
- 3. Feldstein Ya.I., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbance // Planet. Space Sci. 1967. V. 15. P. 209-229.
- 4. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. Полоса сияний в период МГСС // Геомагнетизм и аэрономия. 1967. Т.7. № 4. С.744-745.
- 5. Старков Г.В. Высота сияний в полярной шапке // Геомагнетизм и аэрономия. 1968. Т.8. № 1. С. 36-41.
- 6. Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2013.102. P. 157–171.
- 7. «PGI Geophysical data. October, November, December 2000» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2000.
- «PGI Geophysical data. January, February, March 2001» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2001.
- 9. «PGI Geophysical data. October, November, December 2001» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2001.
- 10. «PGI Geophysical data. January, February, March 2002» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2002.
- 11. «PGI Geophysical data. October, November, December 2002» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2002.
- «PGI Geophysical data. January, February, March 2007» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2007
- «PGI Geophysical data. October, November, December 2007» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2007.
- «PGI Geophysical data. January, February, March 2008» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2008.
- 15. «PGI Geophysical data. October, November, December 2008» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2008.
- «PGI Geophysical data. January, February, March 2009» / Ed. V. Vorobjev. -Murmansk, Apatity: PGI KSC RAS. 2009.

Сведения об авторах

Ягодкина Оксана Ивановна

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

Воробьев Вячеслав Георгиевич

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

Шекунова Екатерина Сергеевна

учащаяся МБОУ СОШ № 5, г. Апатиты

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.56-64 УДК 681.3+533.951

А.С. Кириллов

ПОВЕДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА НА ВЫСОТАХ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ СПРАЙТОВ

Аннотация

Проведены расчеты концентраций [N₂(B³Π_g, ν'=2-5)] и [N₂(A³Σ_u+, ν'=0-3)] на высотах 70 и 50 км средней атмосферы Земли при импульсном разряде продолжительностью порядка т ≈ 5 мкс. Показано, что при исследовании свечения полос первой положительной системы N₂ и кинетики метастабильного молекулярного азота N₂(A³Σ_u⁺) на высотах свечения спрайтов необходимо учитывать как процесс прямого возбуждения рассмотренных электронных состояний электронами импульсного разряда, так и каскадные процессы с других триплетных состояний при спонтанном излучении и молекулярных столкновениях. Также показано, что с увеличением плотности атмосферы и ускорением столкновительных молекулярных процессов происходит значительное уменьшение времени релаксации рассмотренных электронновозбужденных состояний $B^3\Pi_q(\nu'=2-5)$ и $A^3\Sigma_u^+(\nu'=0-3)$.

Ключевые слова:

электронно-возбужденный молекулярный азот, спрайты, средняя атмосфера Земли

A.S. Kirillov

THE BEHAVIOR OF ELECTRONICALLY EXCITED MOLECULAR NITROGEN AT ALTITUDES OF THE MIDDLE ATMOSPHERE OF THE EARTH DURING SPRITES

Abstract

The concentrations of $[N_2(B^3\Pi_g, v'=2-5)]$ and $[N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0-3)]$ were calculated at altitudes of 70 and 50 km of Earth's middle atmosphere for a pulsed discharge with a duration of the order of $\tau \approx 5 \mu$ s. It was shown that any study of the emissions of the bands of N_2 first positive system and of the kinetics of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in sprites has to take into account both the direct excitation of this electronic state by discharge electrons and cascade processes from other triplet states related with spontaneous radiation and molecular collisions. Also it is shown that an increase of atmospheric density and of rates of collision molecular processes leads to the significant decrease in the relaxation time of the considered electronically excited states $B^3\Pi_g(v'=2-5)$ and $A^3\Sigma_u^+(v'=0-3)$.

Keywords:

electronically excited molecular nitrogen, sprites, Earth's middle atmosphere

Введение

В научной литературе закрепился термин Transient Luminous Event (TLE), т.е. общее название, принятое исследователями для обозначения разнообразных отличительных типов короткоживущих оптических явлений, как красные спрайты, голубые джеты, эльфы, гигантские джеты, которые были обнаружены как обычное явление над грозами. Прежде всего, природа TLE отличается от других фотохимических процессов в верхних слоях атмосферы Земли импульсным характером. Характерный временной интервал электрического пробоя в верхних слоях атмосферы варьируется от долей миллисекунд в случае спрайтов и эльфов до нескольких десятков до сотен миллисекунд при голубых и гигантских джетах [1, 2]. То есть это намного короче, чем в случае других видов процессов внешнего воздействия на атмосферу Земли, как дневные и ночные вариации солнечной фотоионизации, высыпающиеся авроральные частицы или релятивистские высокоэнергичные электроны.

Молекулярный азот N₂ является основным газом в атмосфере Земли, поэтому во время свечения спрайтов в основном регистрируют [3-6] полосы первой (1PG) и второй (2PG) положительных систем молекулярного азота:

$$\begin{split} N_2(B^3\Pi_g, \nu') &\to N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu'') + h\nu_{1PG} , \qquad (1)\\ N_2(C^3\Pi_u, \nu') &\to N_2(B^3\Pi_g, \nu'') + h\nu_{2PG} , \qquad (2) \end{split}$$

а также первую отрицательную систему (1NG) и полосы Мейнела иона молекулярного азота N_2^+ :

$$N_{2}^{+}(B^{2}\Sigma_{u}^{+},v') \to N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+},v'') + hv_{1NG} , \qquad (3)$$

$$N_{2}^{+}(A^{2}\Pi_{u},v') \to N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+},v'') + hv_{Meinel} . \qquad (4)$$

Более того, проведение лабораторных экспериментов [7-9] с разрядами в условиях, подобных спрайтам в средней атмосфере, подтвердило наличие всех указанных систем полос в лабораторных условиях.

Большинство работ [10-14], проводивших исследования кинетики электронно-возбужденного молекулярного азота во время свечения спрайтов, учитывали ограниченное число процессов, связанных с гашением и переносом энергии возбуждения молекул при неупругих столкновениях. За последнее время в научной литературе появились новые теоретически рассчитанные константы данных процессов для молекулярного азота [15-18].

Цель данной работы состоит в моделировании кинетики триплетных состояний молекулярного азота на высотах свечения спрайтов. При этом будут использованы константы скоростей неупругих процессов гашения и переноса энергии возбуждения [15-18], которые позволяют оценивать квантовые выходы продуктов неупругих молекулярных столкновений с участием триплетного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^{\prime3}\Sigma_u^-, C^3\Pi_u)$.

Электронно-возбужденные молекулы N₂(B³П_g)

Электронно-возбужденные молекулы $N_2(B^3\Pi_g)$ являются источником свечения полос первой положительной системы (процесс (1)). При этом в спектре спрайтов наблюдались прежде всего системы полос 1PG, связанные с переходами $\Delta v = v' - v'' = 2$, v' = 2-5 и $\Delta v = v' - v'' = 3$, v' = 3-6 [3-5].

При расчетах используем спектр электронов разряда, рассчитанный в [12] для импульса порядка $\tau \approx 5$ мкс. Сечения возбуждения триплетных состояний молекулярного азота при столкновениях с электронами разряда:

$$e + N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu=0) \to N_2(A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^{\prime3}\Sigma_u^-, C^3\Pi_u, \nu\geq 0) + e$$
(5)

брались согласно [19]. При этом были учтены процессы излучения полос Ву-Бенеша (WB) и послесвечения (AG):

$$N_2(W^3\Delta_u, \nu') \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, \nu'') + h\nu_{WB} , \qquad (6)$$

$$N_2(B^{13}\Sigma^{-1}, \nu') \leftrightarrow N_2(B^{3}\Pi_g, \nu'') + h\nu_{WB} , \qquad (7)$$

$$N_2(B'^3\Sigma_u, v') \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, v'') + hv_{AG} , \qquad (7)$$

Более того, для условий средней атмосферы (50-90 км) необходимо учитывать процессы гашения электронного возбуждения при молекулярных столкновениях. Поэтому рассмотрены следующие внутримолекулярные переходы:

$$\begin{split} N_2(Y,\nu') + N_2 &\to N_2(B^3\Pi_g,\nu'') + N_2 \ , \ &(8) \\ N_2(B^3\Pi_g,\nu') + N_2 &\to N_2(Y;\nu'') + N_2 \ , \ &(9) \end{split}$$

где
$$Y = A^{3}\Sigma_{u}^{+}$$
, $W^{3}\Delta_{u}$, $B'^{3}\Sigma_{u}^{-}$, а также межмолекулярные процессы переноса энергии:

$$N_{2}(Y,v') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g};v'') , \qquad (10)$$

$$N_{2}(B^{3}\Pi_{g}, \nu') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, \nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, \nu \geq 0) + N_{2}(Z, B^{3}\Pi_{g}; \nu'') \quad .$$
(11)

$$N_{2}(C^{3}\Pi_{u},v') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g},C^{3}\Pi_{u};v'')$$
(12)

где Y и $Z = A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{'3}\Sigma_{u}^{-}$, для случая столкновений с молекулами N₂. Константы скоростей процессов (8-12) были рассчитаны в [15, 17, 18].

Также для высот средней атмосферы необходимо учесть столкновения с молекулами кислорода О₂. Данные столкновения приводят как к внутримолекулярным электронно-возбужденными переходам между состояниями:

$$N_2(Y,\nu') + O_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g,\nu'') + O_2$$
, (13)

$$N_2(B^3\Pi_g, v') + O_2 \rightarrow N_2(Y; v'') + O_2$$
, (14)

так и к переносу электронного возбуждения на молекулу кислорода с возможностью ее диссоциации в случае перехода из основного состояния в отталкивательное:

$$N_{2}(Y,v') + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g},v=0) \to N_{2}^{**} + O_{2}^{**}(O+O) , \qquad (15)$$

$$N_{2}(B^{3}\Pi_{v},v') + O_{2}(X^{3}\Sigma_{v},v=0) \to N_{2}^{**} + O_{2}^{**}(O+O)$$

$$(16)$$

$$N_{2}(B^{3}\Pi_{g},v') + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g},v=0) \to N_{2}^{++} + O_{2}^{++}(O+O) , \qquad (16)$$

$$N_2(C^3\Pi_u,\nu') + O_2(X^3\Sigma_g,\nu=0) \to N_2^{**} + O_2^{**}(O+O) , \qquad (17)$$

где $Y = A^{3}\Sigma_{u}^{+}, W^{3}\Delta_{u}, B^{'3}\Sigma_{u}^{-}$ и N_{2}^{**}, O_{2}^{**} обозначают электронно-возбужденную или колебательно-возбужденную молекулу [16].

Для расчета концентраций N_v^B воспользуемся следующими уравнениями

где $Y = A^3 \Sigma_u^+, W^3 \Delta_u, B'^3 \Sigma_u^-; Q^B$ обозначает скорость образования состояния $B^3 \Pi_e$, A – вероятности спонтанных излучательных переходов [20], k^* и k^{**} обозначают константы внутримолекулярных (8, 9, 13, 14) и межмолекулярных (10-12, 15-17) процессов переноса электронного возбуждения, *q* – факторы Франка-Кондона для процесса (5) с возбуждением колебательного уровня v' состояния $B^3\Pi_g$.

a N^B

На рис.1 и 2 приведены результаты расчетов концентраций [N₂(B³Π_g,v')] для v'=2-5 на высотах 70 и 50 км при импульсном разряде продолжительностью порядка $\tau \approx 5$ мкс [12]. При этом показаны вклады процесса прямого возбуждения состояния B³Π_g электронами разряда (процесс (5)), так и суммарного вклада с состояний A³Σ_u⁺, W³Δ_u, B'³Σ_u⁻, C³Π_u.

Расчеты наглядно показали, что при исследовании свечения полос первой положительной системы N_2 в спрайтах необходимо учитывать оба процесса. При этом на первой стадии (разряда) доминирует прямое возбуждение электронами разряда, однако после окончания разряда возрастает роль процессов переноса энергии возбуждения с других электронно-возбужденных состояний. Кроме того видно, что с увеличением плотности атмосферы и ускорением столкновительных процессов происходит значительное уменьшение времени релаксации рассмотренного состояния $B^3\Pi_g(v'=2-5)$.



Рис. 1. Рассчитанные концентрации [N₂(B³П_g,v'=2-5)] на высоте 70 км (сплошные линии). Вклад прямого возбуждения В³П_g состояния электронами разряда – длинные штрихи, вклад остальных триплетных состояний – короткие штрихи

Fig. 1. The calculated concentrations of $[N_2(B^3\Pi_g, \nu'=2-5)]$ at the altitude of 70 km (solid lines). The contributions of direct excitation of the $B^3\Pi_g$ state by discharge electrons are shown as long dashed lines, the contributions of other triplet states are shown as short dashed lines



Рис. 2. Рассчитанные концентрации [N₂(B³П_g,v'=2-5)] на высоте 50 км (сплошные линии). Вклад прямого возбуждения В³П_g состояния электронами разряда – длинные штрихи, вклад остальных триплетных состояний – короткие штрихи

Fig. 2. The calculated concentrations of $[N_2(B^3\Pi_g, \nu'=2-5)]$ at the altitude of 50 km (solid lines). The contributions of direct excitation of the $B^3\Pi_g$ state by discharge electrons are shown as long dashed lines, the contributions of other triplet states are shown as short dashed lines

Электронно-возбужденные молекулы N₂(A³Σ_u⁺)

Метастабильный молекулярный азот $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ имеет очень малые значения скоростей излучения [20]. Поэтому на высотах средней атмосферы столкновительные времена жизни у $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ намного меньше, чем излучательные, что приводит к тому, что релаксация электронного возбуждения происходит исключительно при молекулярных столкновениях. Более того, теоретические расчеты [15] и экспериментальные измерения [21] показали, что взаимодействие $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ с молекулярным кислородом O_2 приводит к процессам диссоциации с образованием атомарного кислорода. Таким образом, метастабильный молекулярный азот участвует в химическом балансе средней



атмосферы, и его кинетика во время спрайтов представляет интерес при исследовании химических процессов, протекающих в средней атмосфере.

Рис. 3. Рассчитанные концентрации [N₂(A³Σ_u⁺, v'=0-3)] на высоте 70 км (сплошные линии). Вклад прямого возбуждения A³Σ_u⁺ состояния электронами разряда – длинные штрихи, вклад остальных триплетных состояний – короткие штрихи

Fig. 3. The calculated concentrations of $[N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu'=0-3)]$ at the altitude of 70 km (solid lines). The contributions of direct excitation of the $A^3\Sigma_u^+$ state by discharge electrons are shown as long dashed lines, the contributions of other triplet states are shown as short dashed lines

При расчете концентраций $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ во время спрайтов были использованы следующие уравнения:

61

где $Y = A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{'3}\Sigma_{u}^{-}$; Q^{4} обозначает скорость образования состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, A – вероятности спонтанных излучательных переходов [20], k^{*} и k^{**} обозначают константы внутримолекулярных (8, 9, 13, 14) и межмолекулярных (10-12, 15-17) процессов переноса электронного возбуждения, q – факторы Франка-Кондона для процесса (5) с возбуждением колебательного уровня v' состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$.

На рис. 3 и 4 приведены результаты расчетов концентраций [N₂(A³Σ_u⁺,v')] для первых четырех колебательных уровней v'=0-3 на высотах 70 и 50 км при импульсном разряде продолжительностью порядка $\tau \approx 5$ мкс [12]. При этом показаны вклады процесса прямого возбуждения состояния A³Σ_u⁺ электронами разряда (процесс (5)), так и суммарного вклада с состояний B³Π_g, W³Δ_u, B'³Σ_u⁻, C³Π_u.



Рис. 4. Рассчитанные концентрации $[N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0-3)]$ на высоте 50 км (сплошные линии). Вклад прямого возбуждения $A^3\Sigma_u^+$ состояния электронами разряда – длинные штрихи, вклад остальных триплетных состояний – короткие штрихи

Fig. 4. The calculated concentrations of $[N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu'=0-3)]$ at the altitude of 50 km (solid lines). The contributions of direct excitation of the $A^3\Sigma_u^+$ state by discharge electrons are shown as long dashed lines, the contributions of other triplet states are shown as short dashed lines

Расчеты наглядно показали, что при исследовании кинетики метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ на высотах свечения спрайтов необходимо учитывать оба процесса. С ростом колебательного уровня вклад прямого возбуждения электронами разряда (процесса (5)) возрастает. Кроме того, видно, что с увеличением плотности атмосферы и ускорением столкновительных процессов происходит значительное уменьшение времени релаксации рассмотренного состояния $A^3\Sigma_u^+(\nu'=0-3)$ и для колебательных уровней $\nu'=1-3$ характерные времена релаксации в несколько раз меньше времени для колебательного уровня $\nu'=0$.

Заключение

Проведены расчеты концентраций [N₂(B³Π_g,v'=2-5)] и [N₂(A³Σ_u⁺,v'=0-3)] на высотах 70 и 50 км средней атмосферы Земли при импульсном разряде продолжительностью порядка $\tau \approx 5$ мкс [12]. Основные результаты расчетов сводятся к следующему.

1. Показано, что при исследовании свечения полос первой положительной системы N_2 и кинетики метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ в спрайтах необходимо учитывать как процесс прямого возбуждения рассмотренных электронных состояний (процесс (5)), так и каскадные процессы с других четырех триплетных состояний за счет излучательных переходов и неупругих молекулярных столкновений.

2. С увеличением плотности атмосферы и ускорением столкновительных молекулярных процессов переноса энергии электронного возбуждения происходит значительное уменьшение времени релаксации рассмотренных состояний $B^3\Pi_g(v=2-5)$ и $A^3\Sigma_u^+(v=0-3)$.

Литература

- 1. Pasko V.P., Yair Y., Kuo C.-L. Lightning related transient luminous events at high altitude in the Earth's atmosphere: Phenomenology, mechanisms and effects. // Space Sci. Rev. 2012. v.168. №1-4. p. 475-516.
- Siingh D., Singh R.P., Singh A.K., Kumar S., Kulkarni M.N., Singh A.K. Discharges in the stratosphere and mesosphere // Space Sci. Rev. 2012. v. 169. № 1-4. p. 73-121.
- 3. Hampton D.L., Heavner M.J., Wescott E.M., Sentman D.D. Optical spectral characteristics of sprites // Geophys. Res. Lett. 1996. v. 23. № 1. p. 89-92.
- Bucsela E., Morrill J., Heavner M., Siefring C., Berg S., Hampton D., Moudry D., Wescott E., Sentman D. N₂(B³Π_g) and N₂⁺(A²Π_u) vibrational distributions observed in sprites // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 2003. v. 65. №5. p. 583-590.
- 5. Kanmae T., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G. Altitude resolved sprite spectra with 3 ms temporal resolution // Geophys. Res. Lett. 2007. v. 34. № 7. L07810.
- Heavner M.J., Morrill J.S., Siefring C., Sentman D.D., Moudry D.R., Wescott E.M., Bucsela E.J. Near-ultraviolet and blue spectral observations of sprites in the 320– 460 nm region: N₂ (2PG) emissions // J. Geophys. Res. 2010. v. 115. №A7. A00E44.
- Williams E., Valente M., Gerken E., Golka R. Calibrated radiance measurements with an air-filled glow discharge tube: Application to sprites in the mesosphere, in Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges, ed. by Fullenkrug M. et al. 2006. p. 237-251.

- Parra-Rojas F.C., Passa M., Carrasco E., Luque A., Tanarro I., Simek M., Gordillo-Vazquez F.J. Spectroscopic diagnostics of laboratory air plasmas as a benchmark for spectral rotational (gas) temperature determination in TLEs // J. Geophys. Res. 2013. v. 118. № 7. p. 4649-4661.
- Robledo-Martinez A., Garcia-Villarreal A., Sobral H. Comparison between lowpressure laboratory discharges and atmospheric sprites // J. Geophys. Res. 2017. v. 122. № 1. p. 948-962.
- 10. Milikh G., Valdivia J.A., Papadopoulos K. Spectrum of red sprites // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 1998. v. 60. № 7-9. p. 907-915.
- 11. Morrill J.S., Bucsela E.J., Pasko V.P., Berg S.L., Heavner M.J., Moudry D.R., Benesch W.M., Wescott E.M., Sentman D.D. Time resolved N₂ triplet state vibrational populations and emissions associated with red sprites // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 1998. v. 60. № 7-9. p. 811-829.
- 12. Gordillo-Vazquez F.J. Vibrational kinetics of air plasmas induced by sprites // J. Geophys. Res. 2010. v. 115. № A5. A00E25.
- 13. Luque A., Gordillo-Vazquez F.J. Modeling and analysis of N₂(B³Π_g) and N₂(C³Π_u) vibrational distributions in sprites // J. Geophys. Res. 2011. v. 116. № A2. A02306.
- 14. Gordillo-Vazquez F.J., Luque A., Simek M. Near infrared and ultraviolet spectra of TLEs // J. Geophys. Res. 2012. v. 117. № A5. A05329.
- 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.
- 16. 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. № 13. p. 2164-2174.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of N₂(A³Σ_u⁺,v=0-10) with CO and N₂ molecules // Chem. Phys. Lett. 2016. v. 643. p. 131-136.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of N₂(C³Π_u,ν=0-4) by collisions with N₂ molecules // Chem. Phys. Lett. 2019. v. 715. p. 263-267.
- 19. Itikawa Y. Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. v. 35. № 1. p. 31-53.
- 20. 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. № 5. p. 1005-1107.
- 21. Iannuzzi M.P., Kaufman F. Rate constants for the reaction of N₂($A^{3}\Sigma_{u}^{+}, v=0,1$, and 2) with O₂ // J. Phys. Chem. 1981. v. 85. No 15. p. 2163-2165.

Сведения об авторах

Кириллов Андрей Серафимович,

д.ф.-м.н., зав. лабораторией, Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: kirillov@pgia.ru

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.65-76 УДК 681.3+533.951

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов, Ю.Н. Куликов

ВЛИЯНИЕ ЗОНАЛЬНЫХ И СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЙ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИЮ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЁННОГО КИСЛОРОДА НА ВЫСОТАХ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Аннотация

Обсуждаются процессы возбуждения и релаксации электронно-возбужденных состояний молекулярного кислорода в атмосфере Земли на высотах свечения ночного неба. Получены профили высотного распределения объёмной интенсивности излучения электронно-возбуждённого кислорода O₂*(A³Σ_u*, v) и O₂*(A³Δ_u, v), а также значения интегральной светимости. Представлены результаты влияния зональных и сезонных вариаций атомарного кислорода на интенсивность ночного свечения в атмосфере Земли. Наблюдается хорошее согласие результатов расчётов с результатами наземных наблюдений.

Ключевые слова:

молекулярный кислород, высотные распределения атомарного кислорода, тройные столкновения, интенсивность излучения, высоты свечения ночного неба

O.V. Antonenko, A.S. Kirillov, Y.N. Kulikov

THE INFLUENCE OF ZONAL AND SEASONAL VARIATIONS OF ATOMIC OXYGEN ON THE RADIATION INTENSITY AND EXCITED OXYGEN CONCENTRATION AT THE HEIGHTS OF NIGHTGLOW OF THE EARTH

Abstract

The excitation and relaxation processes of electronically excited states of molecular oxygen at the altitudes of the nightglow in the Earth's atmosphere are discussed. The integral intensities and altitude profiles of volume intensities of emissions of electronically excited oxygen $O_2^*(A^{3}\Sigma_u^+, \nu)$ and $O_2^*(A^{13}\Delta_u, \nu)$ are obtained. The results of the influence of zonal and seasonal variations of atomic oxygen on the intensity of night glow in the Earth's atmosphere are presented. There is a good agreement between the results of calculations and the results of ground-based observations.

Keywords:

molecular oxygen, altitudinal distributions of atomic oxygen, tree-body collisions, radiation intensity, heights of nightglow

1. Введение

Известно, что в верхней атмосфере Земли эффективно протекает процесс диссоциации молекулярного кислорода O₂ солнечным ультрафиолетовым излучением ($\lambda < 240$ нм):

$$O_2 + hv \to O + O \tag{1}$$

Фотодиссоциация молекулярного кислорода O₂ приводит к образованию повышенных значений концентраций атомарного кислорода O на высотах более

80 км, с максимумом на высотах около 90-100 км. При тройных столкновениях с участием атома и молекулы кислорода:

$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M, \tag{2}$$

где М означает молекулы азота или кислорода, в атмосфере Земли образуется озон O₃. В результате процессов (1), (2) кислород в атмосфере Земли имеет три устойчивые формы: O, O₂ и O₃.

На рис. 1 представлены высотные профили распределения концентраций атомарного кислорода [O] для различных месяцев года при условиях низкой (а), (F_{10.7}=75, 1976 и 1986 г.г.) и высокой (б), (F_{10.7}=203, 1980 и 1991 г.г.) солнечной активности на средних широтах (область Звенигорода), согласно [1, 2]. Представленные данные были получены авторами [1, 2], используя разработанную ими модель высотного распределения концентраций атомарного кислорода для ночного времени суток на высотах мезопаузы и нижней термосферы на основе многолетних данных о высотных распределениях температуры средней атмосферы с использованием эмпирической модели вариаций эмиссии атомарного кислорода 557.7 нм в ночное время и современных фотохимических процессов ее возникновения. Авторы [1, 2] отмечают, что в соответствии с сезонными закономерностями вариаций интенсивности эмиссий 557.7 нм слой атомарного кислорода так же значительно изменяет положение своего максимума, и это уже отмечалось в работе [3]. Увеличение солнечной активности приводит к росту концентрации атомарного кислорода в максимуме слоя и опусканию его нижней границы, на что также указывалось в [4].



Рис.1. Высотные профили распределения концентрации атомарного кислорода [O] для различных месяцев года на средних широтах Земли согласно [1, 2]. (а) - (F_{10.7}=75), (б) - (F_{10.7}=203); 1, 2, 3, 4 – соответственно, январь, апрель, июль, октябрь

Fig.1. The altitude profiles of the distribution of atomic oxygen concentration O for different months of the year at mid-latitudes of the Earth according to [1, 2].
(a) - (F_{10.7}=75), (b) - (F_{10.7}=203); 1, 2, 3, 4 - respectively, January, April, July, October

На рис. 2а представлены высотные профили распределения концентрации [O] в северных тропиках (23° N Lat) из наблюдений OSIRIS [5] в 2005 г. ≈ в 19:00 LT для сентября, октября 2005 г., включая дни осеннего равноденствия, и для декабря, января 2005–2006 г.г. На рис. 2б приведены профили распределения концентраций атомарного кислорода в экваториальном регионе за апрель и за август в 00:00 LT согласно модели, предложенной авторами [6]. Из рис. 2а видно, что концентрации [O] увеличиваются в осенние месяцы. Максимум определяется на высоте 95 км. Модель, предложенная авторами [6], выполнена в масштабе: за август в 2.28 раза меньше, чем за апрель. Соответственно, из рис. 2б видно, что концентрации [O] в августе примерно во столько же раз меньше, чем в апреле. Максимум приходится на высоты 93–94 км.

Цель данной работы состоит в том, чтобы показать влияние зональных и сезонных вариаций атомарного кислорода на интенсивность ночного свечения в атмосфере Земли, представить результаты экспериментальных и теоретических исследований ночного свечения возбуждённого молекулярного кислорода O_2^* .



- Рис. 2. Высотные профили распределения концентрации атомарного кислорода [O] в северных тропиках Земли: (а) - согласно [5] (1–сентябрь, октябрь, 2– декабрь, январь); (б) - согласно модели [6] (1–август, 2– апрель)
- Fig. 2. The altitude profiles of the distribution of atomic oxygen concentration [O] in the northern tropics of the Earth: (a) according to [5] (September, October–1; December, January–2); (b) according to a model of [6] (August–1, April–2)

2. Свечение ночного неба Земли

Свечение молекулярного кислорода в атмосфере Земли наиболее чётко прослеживается в спектрах свечения ночного неба Земли. Еще в начале 60-х годов прошлого века было показано присутствие полос Герцберга I ($A^{3}\Sigma_{u}^{+}, v' \rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}, v''$) Дальнейшие измерения спектров ночного неба американскими [7]. исследователями [8] также указали на интенсивное свечение полос Чемберлена $(A'^{3}\Delta_{u}, v \rightarrow a^{1}\Delta_{g}, v'')$ (см. рис.3). Eщë позднее спектральные измерения интенсивностей полос Герцберга I и Чемберлена в свечении атмосферы Земли [9, 10], выполненные при помощи сканирующего спектрометра и с помощью телескопа Keck I, показали, что на высотах свечения этих эмиссий в ночном небе Земли максимальная населенность колебательных уровней молекулы О2 наблюдается для состояний $A^{3}\Sigma_{u}^{+}, v=6$ и $A^{\prime 3}\Delta_{u}, v=6-7$. Рассчитанные в [11, 12] колебательные распределения состояний А³Σ_u⁺ и А'³Δ_u для высоты 95 км дали аналогичные результаты.

Кинетика электронно-возбужденного кислорода представляет интерес в вопросах свечения, химических процессов, теплового баланса в условиях лабораторного разряда и в условиях разрядов между грозовыми облаками и ионосферой (так называемых спрайтов) [13]. Во время таких разрядов молекулярный кислород часть энергии ускоренных электронов аккумулирует в виде энергии электронного возбуждения молекулы O₂ в атмосфере Земли. Испанский учёный Горделио Вазгуес представил результирующие концентрации электронно-возбуждённых молекул кислорода на высотах свечения во время спрайтов [13] для 5 мкс импульса.



Рис. 3. Спектр свечения ночного неба Земли в диапазоне 240-440 нм согласно [5]

Fig. 3 The spectrum of the Earth nightglow in the range of 240-440 nm according to [5]

Поскольку переходы между рассмотренными нами состояниями дипольно-запрещенные, то характерные излучательные времена этих жизни возбужденных состояний варьируются от ~0.1 с до нескольких секунд [14]. Таким образом, даже при давлениях значительно меньше нормального атмосферного столкновительные времена жизни этих состояний намного меньше излучательных И кинетика электронного возбуждения определяется исключительно столкновительными процессами.

Проведены расчеты высотных профилей распределения объёмной интенсивности излучения возбуждённого кислорода O_2^* для состояний $O_2^*(A^{3}\Sigma_{u}^+, \nu)$ и $O_2^*(A^{13}\Delta_{u}, \nu)$ для высот верхней атмосферы Земли. Значения объёмной интенсивности излучения рассчитаны по формуле:

$$I(cM^{-3}c^{-1}) = [O_2^*] \cdot A, \tag{3},$$

где A (с⁻¹) – вероятность спонтанного излучения (коэффициент Эйнштейна) [14], $[O_2^*]$ (см⁻³) - рассчитанная концентрация возбуждённого кислорода в зависимости от высоты [11, 12].

Концентрации возбуждённого кислорода в зависимости от высоты рассчитывались по формуле (4):

$$[O_2^{\star}] = \frac{q_v \alpha k_1 [O]^2 [M_d]}{A + \sum_i k_{3i} [M_i]} \quad , \tag{4}$$

где а - общий выход возбуждённого кислорода (для состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+} \alpha = 0.05$, для состояния $A^{3}\Delta_{u} \alpha = 0.12$), $[M_{d}]$ – концентрации основных атмосферных составляющих (для Земли N₂, O₂), k_{1} (см⁶с⁻¹) - константа скорости реакции рекомбинации атомарного кислорода при тройных столкновениях с молекулами основных атмосферных составляющих, k_{i} (см³с⁻¹) – константа гашения возбуждённого кислорода при двойных столкновениях O₂* с частицами

основных атмосферных составляющих, [M_i] – концентрации атмосферных составляющих, A (c⁻¹)– вероятность спонтанного излучения (коэффициент Эйнштейна), q_v – квантовые выходы колебательных уровней состояний $A^3\Sigma_u^+$ и $A'^3\Delta_u$ в реакции тройного столкновения, которые рассчитаны по формуле (5) [15]:

$$q_v \sim \exp[-(E_v - E_0)^2 / \beta^2],$$
 (5),

где $E_0=40000 \text{ см}^{-1}$, $\beta=1500 \text{ см}^{-1}$ –параметры, E_v – энергия колебательного уровня. На рис. 4 приведены результаты расчётов, выполненных для переходов $A^3\Sigma_u^+(v=6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v=3)$, (а, в) и $A^{13}\Delta_u(v=6) \rightarrow a^1\Delta_g(v=3)$, (б, г), для условий низкой ($F_{10.7}=75$, 1976 и 1986 г.г.) (а, б) и высокой ($F_{10.7}=203$, 1980 и 1991 г.г.) (в, г) солнечной активности на средних широтах Земли. На рис. 5 приведены результаты расчётов, выполненных для переходов $A^3\Delta_u^+(v=6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v=3)$, (а) и $A^{13}\Delta_u(v=6) \rightarrow a^1\Delta_g(v=3)$, (б) в экваториальном регионе. В расчетах используется константа скорости реакции рекомбинации в зависимости от температуры (T) атмосферы: $K = 6*10^{-34}*(300/T)^{2,3}$ [1].

Из рисунков видно, что соотношение значений объёмной интенсивности излучения для полосы Герцберга I (рис. 4а, 4в, 5а) и Чемберлена (рис. 4б, 4г, 5б) соответствует соотношению значений, представленных авторами [8] и [11] (...the total Chamberlain band intensity is 40% that of Herzberg I...). Таким образом, наблюдается хорошее согласие результатов расчётов с результатами наземных наблюдений.



Рис. 4. Рассчитанные высотные профили распределения объёмной интенсивности излучения возбуждённого кислорода O₂^{*} для различных месяцев года на средних широтах Земли. 1, 2, 3, 4 – соответственно, январь, апрель, июль, октябрь.

Fig. 4. The calculated altitude profiles of the distribution of the volume radiation intensity of excited oxygen O_2^* for different months of the year at mid-latitudes of the Earth. 1, 2, 3, 4 - respectively, January, April, July, October.



Рис.5. Рассчитанные высотные профили распределения объёмной интенсивности излучения возбуждённого кислорода O₂^{*} для различных месяцев года в экваториальной области Земли. 1,2,3,4 – соответственно, август, декабрьянварь, сентябрь- октябрь, апрель

Fig. 5. The calculated altitude profiles of the distribution of the volume radiation intensity of excited oxygen O₂^{*} for different months of the year in the equatorial region of the Earth. 1,2,3,4 - respectively, August, December-January, September-October, April



Рис. 6. Рассчитанные высотные профили распределения концентрации возбуждённого кислорода О₂^{*} для различных месяцев года на средних широтах Земли. 1,2,3,4 – соответственно, январь, апрель, июль, октябрь

Fig. 6. The calculated altitude profiles of the distribution of the concentration of excited oxygen O_2^* for different months of the year at mid-latitudes of the Earth. 1, 2, 3, 4 - respectively, January, April, July, October Для сравнения соотношений значений объёмной интенсивности излучения полос Герцберга I и Чемберлена, а также соотношений концентраций $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ и $O_2(A^{13}\Delta_u)$ на рис.6 приведены рассчитанные высотные профили распределения концентрации возбуждённого кислорода на средних широтах Земли. На рис.6 приведены результаты расчетов для молекул $O_2(A^3\Sigma_u^+,v=6)$, (а, в) и $O_2(A^{13}\Delta_u,v=6)$, (б, г), для условий низкой ($F_{10.7}=75$, 1976 и 1986 г.г.) (а, б) и высокой ($F_{10.7}=203$, 1980 и 1991 г.г.) (в, г) солнечной активности на средних широтах Земли.

В таблице 1 приведены значения коэффициентов Эйнштейна [14] и констант гашения [17] для N₂, O₂. Значения приведены для состояний $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ (v=6) и $A^{'3}\Delta_{u}$. (v=6), причем для состояния $A^{'3}\Delta_{u}$ учтен переход на $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$ состояние (полосы Герцберга III).

Таблица 1. Значения коэффициентов Эйнштейна и констант гашения для О2, N2

$A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ (v=6)			$A'^{3}\Delta_{u}$ (v=6)		
$A(c^{-1})$	k _i (см ³ с ⁻¹)		A (c^{-1})	$k_{\rm i}$ (cm ³ c ⁻¹)	
	O_2	N_2		O_2	N_2
11.1	$2.2 \cdot 10^{-11}$	$1.4 \cdot 10^{-11}$	0.88 + 0.94	0.89.10-11	0.46.10-11

Table 1. The values of Einstein coefficients and quenching constants for O₂, N₂

Из рисунков видно, что значения концентрации возбуждённого кислорода O_2^* , рассчитанные для состояния $A^3\Sigma_u^+$, меньше, чем для состояния $A'^3\Delta_u$, тогда как рассчитанные значения объёмной интенсивности излучения, напротив, для полос Герцберга I больше, чем для полос Чемберлена, что хорошо согласуется с экспериментальными данными по свечению ночного неба, полученными в результате наземных наблюдений. Расчёты показывают, что значения концентраций возбуждённого кислорода и объёмной интенсивности излучения зависят от коэффициентов Эйнштейна и констант гашения. Для состояния $A'^3\Delta_u$ значения констант гашения и коэффициентов Эйнштейна меньше, чем для состояния $A^3\Sigma_u^+$, а поскольку они присутствуют в знаменателе формулы (4), то, соответственно, полученное значение O_2^* для состояния $A'^3\Delta_u$ больше, чем для состояния $A^3\Sigma_u^+$.

Таким образом, в состоянии $A^{13}\Delta_u$ возбуждённый молекулярный кислород имеет концентрации больше, чем в состоянии $A^3\Sigma_u^+$, но интенсивность свечения его слабее.

В таблицах 2 и 3 приведены рассчитанные значения интегральной светимости возбуждённого кислорода O_2^* на средних широтах Земли для состояний $(A^3\Sigma_{u^+}, v)$ и $(A^{\prime3}\Delta_u, v)$ I $(cm^{-2}c^{-1})$ по формуле (6):

$$I(cM^{-2}c^{-1}) = \int [O_2^*] \cdot A \cdot dh$$
 (6),

где O_2^* – рассчитанные концентрации возбуждённого кислорода, $A(c^{-1})$ – коэффициенты Эйнштейна [14], dh = 0.5 км.
Таблица 2. Значения интегральной светимости O2* на средних широтах (F10.7=75)

10.7-75										
	$A^{3}\Sigma_{u}^{+}(v=6) \rightarrow$	$X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v=3)$		$A'^{3}\Delta_{u}(v=6) \rightarrow a^{1}\Delta_{g}(v=3)$						
январь	апрель	июль	октябрь	январь	апрель	июль	октябрь			
5.78E+07	5.18E+07	8.93E+07	7.45E+07	2.16E+07	1.84E+07	2.89E+07	2.39E+07			

Table 2. The values of the integrated luminosity O_2^* at mid-latitudes ($F_{10.7} = 75$)

Таблица 3. Значения интегральной светимости O_2^* на средних широтах ($F_{10.7}$ =203)

Table 3. The values of the integrated luminosity O_2^* at mid-latitudes (F_{10.7} = 203)

F _{10.7} =203										
A ³ 2	Σ_{u}^{+} (v=6) -	$\rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v)$	=3)	$A'^{3}\Delta_{u}(v=6) \rightarrow a^{1}\Delta_{g}(v=3)$						
январь	апрель	июль	октябрь	январь	апрель	июль	октябрь			
4.46E+07	3.54E+07	7.04E+07	1.27E+08	2.34E+06	1.14E+07	2.22E+07	4.05E+07			

Таким образом, согласно расчётам, свечение в столбе на средних широтах имеет максимум в июле в период низкой солнечной активности (Таблица 2), а в период высокой солнечной активности свечение в столбе имеет максимум в октябре (Таблица 3).

В таблице 4 приведены рассчитанные значения интегральной светимости возбуждённого кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+,v)$ и $O_2^*(A'^3\Delta_u,v)$ в экваториальной области Земли.

Таблица 4. Рассчитанные значения интегральной светимости O₂^{*} в экваториальной зоне

	Table 4	The calculated	values of th	e integrated	luminosity	\mathbf{O}_2	[*] in the eq	uatorial z	one
--	---------	----------------	--------------	--------------	------------	----------------	------------------------	------------	-----

$A^{3}\Sigma_{u}^{+}(v=6) \rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v=3)$				$A^{\prime 5}\Delta_u (v=6) \rightarrow a^1\Delta_g (v=3)$				
сентябрь-	декабрь-	апрель	август	сентябрь-	декабрь-	апрель	август	
октябрь	январь			октябрь	январь			
2.37E+07	1.24F+07	5.11E+07	1.14F+07	7.60E+06	3 98E+06	1.64E+07	3.66E+06	

Таким образом, согласно расчётам, свечение в столбе в экваториальной зоне имеет максимум в апреле и значительно слабеет в августе, однако, к сентябрю имеет некоторое усиление.

3. Результаты моделирования колебательной населенностей в атмосфере Земли.

Основным механизмом образования электронно-возбужденного молекулярного кислорода O_2^* на высотах 80-110 км атмосферы Земли, где происходит свечение полос Герцберга I и Чемберлена, являются тройные столкновения с участием атомов кислорода О [1]:

$$O + O + M \rightarrow O_2^* + M, \tag{7}$$

где М обозначает молекулы азота или кислорода, концентрации которых значительно превосходят концентрации остальных составляющих на данных высотах атмосферы. Кроме того, необходимо учесть тот факт, что давление на указанном интервале высот порядка 10^{-2} - 10^{0} Па, и столкновительные времена жизни сравнимы с излучательными.

Поэтому при моделировании интенсивностей свечения указанных полос необходимо включить вклад межмолекулярных и внутримолекулярных процессов переноса электронного возбуждения с участием O_2^* при столкновениях с невозбужденными молекулами N_2 , О и O_2 , причем как в процессах гашения, так и образования O_2^* при неупругих взаимодействиях.

Расчет констант гашения состояний $A^{i3}\Delta_u$, $A^{3}\Sigma_u^+$ молекулы кислорода основными составляющими атмосфер планет земной группы N_2 и O_2 был проведен в [17]. При расчете концентраций $O_2(A^{i3}\Delta_u, v)$, $O_2(A^{3}\Sigma_u^+, v)$ воспользуемся решением следующей системы уравнений:

$$Q^{A'} q_{\nu}^{A'} + \sum_{\nu'} k_{\nu\nu}^{*AA'} [N_2] N_{\nu'}^{A} + \sum_{Y=c,A;\nu'} k_{\nu\nu}^{*YA'} [O_2] N_{\nu'}^{Y} + \sum_{Y=c,A',A;\nu'} k_{\nu\nu\nu}^{**YA'} [O_2] N_{\nu'}^{Y} = \left\{ A_{\nu}^{A'X} + A_{\nu}^{A'a} + k_{\nu}^{*A'} [N_2] + (k_{\nu\nu}^{*A'} + k_{\nu\nu}^{**A'}) [O_2] + k_0 [O] \right\} N_{\nu}^{A'}$$
(8)

$$Q^{A} q_{v}^{A} + \sum_{v'} k_{v'v}^{*A'A} [N_{2}] N_{v'}^{A'} + \sum_{Y=c,A',v'} k_{v'v}^{*YA} [O_{2}] N_{v'}^{Y} + \sum_{Y=c,A',A,v'} k_{v'v}^{**YA} [O_{2}] N_{v'}^{Y} + \left\{ A_{v}^{AX} + k_{v}^{*A} [N_{2}] + (k_{v}^{*A} + k_{v}^{**A}) [O_{2}] + k_{o} [O] \right\} N_{v}^{A}$$

$$(9)$$

где Q^Y обозначает скорость образования Y-состояния (A' $^{3}\Delta_{u}$, A $^{3}\Sigma_{u}^{+}$) в тройных столкновениях (7) (в см $^{-3}c^{-1}$),

 q_v^Y и N_v^Y – квантовый выход в процессе (7) и концентрация колебательного уровня *v* состояния *Y*,

 $A_{\nu}^{YZ} = \sum_{\nu'} A_{\nu\nu'}^{YZ}$ – сумма коэффициентов Эйнштейна для спонтанного излучения фотонов при переходах *Y*, $\nu \rightarrow Z,\nu'$,

k'^{YZ}_{vv'} – коэффициенты скоростей внутримолекулярного переноса энергии с потерей Y,v и образованием Z,v' при столкновениях с молекулами N₂.

 $k''_{\nu\nu'}^{\nu Z}$ и $k^{**YZ}_{\nu\nu'}$ – коэффициенты скоростей внутримолекулярных и межмолекулярных процессов переноса энергии с потерей *Y*,*v* и образованием *Z*,*v*', соответственно, при столкновении с молекулой O₂, [N₂], [O₂] и [O] – концентрации молекулярных азота и кислорода и атомарного кислорода.

Коэффициенты Эйнштейна излучения фотонов полос Герцберга I и Чемберлена брались согласно [14], константа гашения атомарным кислородом $k_0=3\times10^{-14}$ см³с⁻¹ согласно [1]. Для величин квантовых выходов q_v^Y

73

колебательных уровней всех трех состояний использовалась аналитическая аппроксимация, предложенная в [15].

На рис. 7 приведены рассчитанные колебательные населенности состояний Герцберга молекулы кислорода ($A^{i3}\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$) на высоте 95 км в атмосфере Земли.

Таким образом, как показали результаты расчетов (рис.7) для случая атмосферы Земли, максимум относительной населённости триплетных состояний Герцберга в ночной атмосфере приходится на 6-8 колебательные уровни. Поэтому в спектре свечения ночного неба Земли наблюдаются различные полосы, обусловленные излучательными переходами с этих и близлежащих колебательных уровней состояний $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ и $A^{'3}\Delta_{u}$ (рис. 3).



Рис. 7. Рассчитанные колебательные населенности состояний Герцберга ($A^{'3}\Delta_u$, $A^{3}\Sigma_u^{-}$) на высоте 95 км в атмосфере Земли

Fig. 7. The calculated vibrational populations of Herzberg states $(A'^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+)$ at the altitude of 95 km in the Earth's atmosphere

4. Заключение

Наблюдения спектров полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба Земли указывают на широкий спектр полос Герцберга I и Чемберлена [7, 8]. В настоящей работе получены профили высотного распределения объёмной интенсивности излучения возбуждённого кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+, v)$ и $O_2^*(A'^3\Delta_u, v)$, а также значения интегральной светимости (свечения в столбе) для высот верхней атмосферы Земли.

Расчеты показали, что значения интегральной светимости (свечения в столбе) электронно-возбужденного кислорода для состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ (переход $A^{3}\Sigma_{u}^{+}(v=6) \rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v=3)$) и для состояния $A^{'3}\Delta_{u}$. (переход $A^{'3}\Delta_{u}(v=6) \rightarrow a^{1}\Delta_{g}(v=3)$) на средних широтах Земли имеют максимум в июле в период низкой солнечной активности, а в период высокой солнечной активности - максимум в

октябре. В экваториальной зоне Земли значения интегральной светимости для этих же полос имеют максимум в апреле и значительно слабеют в августе, однако к сентябрю имеют некоторое усиление.

Показано, что соотношение рассчитанных значений объёмной интенсивности излучения для полос Герцберга I и Чемберлена соответствует соотношению значений, представленных авторами [8] и [16].

Благодарность. Работа поддержана Программой Президиума РАН №28.

Литература

- 1. Шефов Н.Н., Семёнов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы индикатор её структуры и динамики // М.: ГЕОС. 2006. 741 с.
- 2. Семёнов А.И., Шефов Н.Н. Модель вертикального распределения концентрации атомарного кислорода в области мезопаузы и нижней термосферы // Геомагнетизм и Аэрономия. 2005. т. 45. №6. с. 844-855.
- 3. Перминов В.И., Семёнов А.И., Шефов Н.Н. Дезактивация колебательных состояний молекул гидроксила атомарным и молекулярным кислородом в области мезопаузы // Геомагнетизм и Аэрономия. 1998. т. 38. №6. с. 642-645.
- 4. Семёнов А.И., Шефов Н.Н. Вариации температуры и содержания атомарного кислорода в области мезопаузы и нижней атмосферы при изменении солнечной активности // Геомагнетизм и Аэрономия. 1999. т. 39. №4. с.87-91.
- Sheese P.E., McDade I.C., Gattinger R.L., and Llewellyn E.J. Atomic oxygen densities retrieved from Optical Spectrograph and Infrared Imaging // Journal of Geophysical Research (Atmospheres). 2011. v.116. D01303.
- Gattinger R.L., Kyrola E., Boone C.D., Evans W.F.J., Walker K.A., McDade I.C., Bernath P.F., and Llewellyn E.J. The roles of vertical advection and eddy diffusion in the equatorial mesospheric semi-annual oscillation (MSAO) // Atmos. Chem. Phys. 2013. v.13. p. 7813–7824.
- 7. Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.I. Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å // Planetary and Space Science. 1962. v. 9. № 12. p. 883-915.
- Broadfoot A.L., Bellaire P.J., Jr. Bridging the gap between ground-based and spacebased observations of the night airglow // Journal of Geophysical Research. 1999. v. 104. № A8. p. 17127-17138.
- 9. Stegman J., Murtagh D.P. High resolution spectroscopy of oxygen u.v. airglow // Planet. Space Sci. 1988. v. 36. № 9. p. 927-934.
- 10. Slanger T.G., Cosby P.C., Huestis D.L., Widhalm A.M. Nightglow vibrational distributions in the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ and $A^{\prime3}\Delta_{u}$ states of O₂ derived from astronomical sky spectra // Ann. Geophys. 2004. v. 22. No 9. p. 3305-3314.
- Антоненко О.В., Кириллов А.С., Куликов Ю.Н. Образование и гашение состояний герцберга молекулярного кислорода на высотах свечения ночного неба Земли // Гелиогеофизические исследования в Арктике. Мурманск. 2018 г. с. 118-121.
- 12. Antonenko O.V., Kirillov A.S., Kulikov Y.N. The study of production and quenching mechanisms of electronically exited O₂ in the nightglow of planets of terrestrial group // Physics of Auroral Phenomena. Proc. XLI Annual Seminar, Apatity. 2018. p. 122-125.
- 13. Gordillo-Vazquez F.J. Air plasma kinetics under the influence of sprites // Journal of Physics D: Applied Physics. 2008. v. 41. № 23. 234016.

- 14. Bates D.R. Oxygen band system transition arrays // Planetary and Space Science. 1986. v. 37. № 7. p. 881-887.
- 15. Кириллов А.С. Моделирование населенностей колебательных уровней состояний молекулярного кислорода, исходных для полос Герцберга, на высотах нижней термосферы и мезосферы // Геомагнетизм и Аэрономия. 2012. т. 52. № 2. с. 258-264.
- 16. Slanger T.G., Copeland R.A. Energetic Oxygen in the Upper Atmosphere and the Laboratory // Chem. Rev.. 2003. v. 103. p. 4731-4765.
- Kirillov A.S. The calculation of quenching rate coefficients of O₂ Herzberg states in collisions with CO₂, CO, N₂, O₂ molecules // Chemical Physics Letters. 2014. v. 592. p. 103-108.

Сведения об авторах

Антоненко Ольга Владимировна

программист, Полярный геофизический институт, г. Апатиты antonenko@pgia.ru

Кириллов Андрей Серафимович.

д.ф.-м.н., зав. лабораторией, Полярный геофизический институт, г. Апатиты kirillov@pgia.ru

Куликов Юрий Николаевич

к.ф.-м.н., с..н.с., Полярный геофизический институт, г. Мурманск kulikov@pgi.ru

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.77-81 УДК 524.1

Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин

СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ РЕГУЛЯРНОГО БАЛОННОГО МОНИТОРИНГА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С РЕЗУЛЬТАТАМИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ ГКЛ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ В СЛУЧАЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПЕКТРА ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА PAMELA

Аннотация

Рассматривается моделирование прохождения протонов галактических космических лучей при помощи программного комплекса RUSCOSMICS. Особенностью работы является использование в качестве входного параметра для генератора первичных частиц энергетического спектра, полученного в ходе проведения эксперимента PAMELA. Получен результат в виде высотного профиля потока частиц и произведено его сравнение с экспериментальными данными, полученными в ходе проведения запуска шаров-зондов с установленным на них счетчиком Гейгера.

Ключевые слова:

космические лучи, метод Монте-Карло, физика частиц, радиационная безопасность

E.A Maurchev, Yu.V. Balabin

COMPARISON THE COSMIC RAYS MONITORING DATA FROM THE REGULAR BALLON EXPERIMENT WITH THE MODELING RESULTS OF THE GCR PROTONS TRANSPORT THROUGH THE EARTH ATMOSPHERE IN THE CASE OF USING THE SPECTRUM FROM THE PAMELA EXPERIMENT

Abstract

The simulation of the transport of protons of galactic cosmic rays using the RUSCOSMICS software package is considered. A feature of the work is the use of the energy spectrum obtained during the PAMELA experiment as an input parameter for the generator of primary particles. The result is obtained in the form of a high-altitude profile of the particle flow and compared with experimental data obtained during the balloon experiments with a Geiger counter.

Keywords:

cosmic rays, Monte Carlo method, particle physics, radiation safety

Введение

Благодаря регулярному баллонному эксперименту, проводимому группой ученых из ФИАН [1] на сегодня существует огромная база данных, представляющая собой высотные профили скорости счета, полученные в результате запуска шаров-зондов с установленными на них счетчиками СТС-6. Одним из местоположений, где проводятся эксперименты с этим оборудованием – полигон, расположенный в г. Апатиты.

Наряду с этим, на станции нейтронного монитора Апатиты Полярного геофизического института ведется не только экспериментальное исследование космических лучей (КЛ), но и разрабатывается специализированное программное обеспечение, позволяющее проводить моделирование прохождения КЛ через атмосферу Земли и рассчитывать характеристики вторичного излучения [2, 3]. Здесь сразу следует сказать, что на сегодняшний день сравнение полученных во время расчетов результатов с данными экспериментальных исследований, наилучшим из которых является упомянутый выше регулярный баллонный эксперимент, является единственным корректным методом верификации модели RUSCOSMICS. При всем этом такой подход позволяет расширить экспериментальную базу, дополняя ее подробной информацией о параметрах потоков вторичных космических лучей в атмосфере Земли не только для локальной точки, но и для всех значений широты и долготы.

К особенностям представленной работы можно отнести то, что в качестве входного параметра для задания свойств источника первичных частиц используется реальный энергетический спектр протонов, полученный при помощи аппарата PAMELA [4] (обычно берется некоторое усреднение по 11-и летнему циклу, которое предлагается ГОСТом, например [5, 6]). Также для периода, для которого был выбран спектр, были отобраны и данные, полученные в ходе запуска шара-зонда с установленным на нем счетчиком Гейгера, произведено их сравнение с модельными результатами, при этом получено очень хорошее согласие.

1. Методика

Как уже было сказано выше, для проведения моделирования использовался программный комплекс RUSCOSMICS, созданный на станции нейтронного монитора Апатиты при помощи пакета для разработки программ GEANT4 [7]. Такое решение было выбрано по большей мере из-за возможности наследования классов, написанных на объектно-ориентированном языке высокого уровня C++, что, в свою очередь, позволяет реализовывать геометрию, подключать необходимые модели взаимодействий, создавать генераторы первичных частиц с необходимыми энергетическими распределениями и т.д. Модель атмосферы Земли построена на базе NRLMSISE-00 [8] и представляет собой столб воздуха с физическими параметрами, распределенными по слоям, высота каждого из которых определялась, исходя из 5 % содержания массы воздуха от общей массы всего столба. Такое значение было выбрано опытным путем, при этом авторы руководствовались тем, чтобы получить оптимальное соотношение скорости вычислений и корректности получаемого результата.

Также одним из параметров, определяющих начальные условия, является спектр протонов, который задает функцию плотности распределения вероятности генератора первичных частиц в модели. В представленной работе расчет производился для протонов галактических КЛ (ГКЛ), энергетический спектр которых соответствовал минимуму солнечной активности, данные были получены при помощи аппарата PAMELA, график, полученный по дискретным значениям, представлен на рис. 1.

Экспериментальные измерения потока заряженных частиц проводятся при помощи специального шара-зонда, который способен достигать высоты около 30 км. К нему привязан счетчик Гейгера с барометром, электронной частью и батареями, внешний вид этого устройства представлен на рис. 2.



Рис. 1. Усредненный за период 06.12.2009 г. – 01.01.2010 г. спектр протонов ГКЛ, полученный при помощи аппарата РАМЕLA

Fig. 1. The GCR proton spectrum averaged over the period December 6, 2009 -January 1, 2010, obtained using the PAMELA apparatus



Рис. 2. Внешний вид детектирующего оборудования, используемого во время проведения баллонного эксперимента. Цифрой 1 обозначен газоразрядный счетчик Гейгера-Мюллера, 2 – электронная часть, 3 – барометр, 4 – отсек для батарей

Fig. 2. Appearance of the detecting equipment used during the balloon experiment. The number 1 indicates the Geiger-Muller counter, 2 - the electronic part, 3 - the barometer, 4 - the battery compartment

Во время работы вклад частиц в счет газонаполненного детектора, установленного на шар-зонд, можно выразить при помощи формулы: $J_{sum} = J_p + J_{e^+e^-} + J_{\mu^+\mu^-} + 0,01 \cdot J_{\gamma},$ где J_p - суммарный поток протонов, $J_{e\ e}^{+}$ - суммарный поток электронов и позитронов, $J_{\mu\ \mu}^{+}$ -суммарный поток мюонов, J_{γ} - суммарный поток гамма-квантов.

Для того, чтобы полностью повторить процесс регистрации частиц во время реального эксперимента, в RUSCOSMICS на высотах от 0 до 80 км определяются чувствительные объемы, при этом расстояние между ними составляет 1 км. При пролете частицы, на которую запрограммированно срабатывание, к общему значению, сохраненному в ячейке массива для заданной высоте, прибавляется единица. Также следует заметить, что для гамма-квантов суммарные значения дополнительно умножаются на среднюю эффективность регистрации счетчика Гейгера, которая составляет 0,01. Важным моментом является то, что при регистрации частицы детектирующий слой не оказывает влияния на ее параметры (т.е., модель позволяет «проводить» невозмущающие измерения).

2. Результат

В результате моделирования прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли с использованием энергетического спектра первичных частиц, полученного при помощи аппарата PAMELA во время минимума солнечной активности, была получена зависимость скорости счета от высоты как для различного типа частиц (электроны, позитроны, протоны, мюоны, гамма-кванты), так и для их суммарного вклада.



Рис. 3. Сравнение результата моделирования баллонного эксперимента с реальными данными, усредненными за месяц (январь 2010 г.)

Fig. 3. Comparison of the simulation results of the balloon experiment with real data averaged over the month (January 2010)

На рис. З представлено сравнение результата расчетов с усредненными реальными данными, полученными за январь 2010 г. в ходе проведения регулярного баллонного эксперимента.

Заключение

Как видно из представленных результатов, сравнение данных, полученных во время запуска шара-зонда с установленным на нем счетчиком Гейгера, и результатов моделирования прохождения протонов через атмосферу Земли для периода, в который проводился эксперимент, дает очень хорошее согласие. На сегодня остается открытым вопрос о возникновении в ряде случаев некоторого несоответствия в области максимума скорости счета, что может быть связано с множеством факторов (невозможность учета всех параметров реальной атмосферы, неполное соответствие характера углового распределения первичных частиц и т.д.). Его решение может быть найдено только при помощи большего количества расчетов (набор статистики), а также расширения числа географических позиций проведения баллонного эксперимента при сохранении существующей на сегодня регулярности.

Благодарности. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00582.

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.
- 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. // Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 2. I. 4. P. 3-10.
- 4. Adriani O., Barbarino G. C., Bazilevskaya G. A. et. al. // The Astrophysical Journal. 2013. V. 765, N. 2, P. 1 8 (Web Publ.)
- 5. ГОСТ 25645.122-85. Протоны галактических космических лучей. Энергетические спектры.
- 6. ГОСТ 25645.150-90. Лучи космические галактические. Модель изменения потоков частиц.
- 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.

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 DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.82-87 УДК 524.1

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

РАСЧЕТ ФУНКЦИЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ NAI(TL) И СРАВНЕНИЕ РАБОТЫ МОДЕЛИ С ДАННЫМИ РЕАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Аннотация

Рассмотрен расчет взаимодействия гамма-квантов различных энергий с кристаллом NAI(TI), широко используемым в качестве активного вещества для детектирующего оборудования. Особенностью работы является максимальное приближение разработанной модели к реальному прототипу за счет учета всех возможных протекающих каналов реакций. Получены функции эффективности регистрации для конкретных кристаллов, проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

Ключевые слова:

гамма-спектрометрия, метод Монте-Карло, физика частиц, радиационная безопасность

A.V. Germanenko, E.A Maurchev, Yu.V. Balabin

CALCULATION OF THE SCINTILLATION DETECTORS NAI (TI) RESPONCE FUNCTION AND COMPARISON OF THE MODEL RESULTS WITH THE REAL EXPERIMENT DATA SET

Abstract

The gamma rays interaction calculation for the various energies values with a NAI crystal (TI), which is widely used as an active substance for detecting equipment, is considered. A feature of the work is the maximum approximation of the developed model to a real prototype by taking into accounts all of the possible flowing reaction channels. The response functions for the specific crystals are obtained, and the results are compared with experimental data.

Keywords:

gamma spectrometry, Monte Carlo method, particle physics, radiation safety

Введение

Сцинтилляционные детекторы — это устройства, активное вещество которых (в случае рассматриваемой установки NaI(Tl)) способно генерировать фотоны посредством реакции поглощения ионизирующего излучения (электроны, позитроны, протоны, гамма-кванты). Помимо кристалла такое оборудование также включает в себя фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), необходимый для преобразования вспышки света в электрический импульс, и систему сбора данных [1]. Устройство гамма-спектрометра представлено на рис. 1, внешний вид кристаллов NaI(Tl), предназначенных для регистрации гамма-квантов и используемых на станции нейтронного монитора Апатиты, показан на рис. 2. Детекторы такого типа, используемые в задачах гамма-спектроскопии, например, в мониторинге возрастания приземного фона во время осадков [2, 3],

имеют большую эффективность регистрации и находят применение в тех случаях, когда не требуется высокое энергетическое разрешение.



 Рис. 1. Устройство гамма-спектрометра со схематичным изображением процесса преобразования первичных γ-квантов в фотоны световой вспышки и последующей регистрации фотоэлектронов при помощи ФЭУ. При попадании в кристалл γ-кванты могут генерировать комптоновские электроны отдачи, создавать фотоэлектроны или электронно-позитронные пары. При прохождении через поглотитель β компоненты образуется тормозное излучение

Fig. 1. The gamma spectrometer block diagram with a schematic representation of the process of converting primary γ -quanta into photons of a light flash and the subsequent registration of photoelectrons using a photomultiplier. When hit in a crystal, γ -quanta can generate Compton recoil electrons, create photoelectrons or electron-positron pairs. As components pass through the absorber β , bremsstrahlung is generated



Рис. 2. Внешний вид кристаллов NaI(Tl), входящих в состав сцинтилляционного детектора и имеющих различные геометрические размеры. Хорошо видно алюминиевый корпус и поглотитель β-излучения в верхней части

Fig. 2. The appearance of NaI (Tl) crystals, included in the composition of the scintillation detector and having various geometric dimensions. The aluminum case and the β -radiation absorber in the upper part are clearly visible

В детекторах подобного типа энергия и интенсивность гамма-квантов определяются с помощью вторичных заряженных частиц (электронов и позитронов), которые возникают в результате взаимодействий самих гамма-квантов с веществом. Здесь рассматриваются три процесса, в ходе которых образуются заряженные частицы: фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар.

1. Методика

Для моделирования характеристик и работы сцинтилляционных детекторов использовался пакет для разработки программ GEANT4 [4]. В его основе лежит численный метод Монте-Карло, а для вычисления вероятности возникновения одного из трех каналов реакции и выбора соответствующей модели для него используется сложная нормализованная функция плотности вероятности, где в качестве *i*-ых зависимостей используются сечения взаимодействия:

$$f(x) = \sum_{i=1}^{n} a_i f_i(x) g_i(x),$$

где $a_i>0$ – вероятность выборки нормированной функции плотности $f_i(x)$ и $0 \le g_i(x) \le 1$ – случайное число с равномерным распределением. Тогда, произведя выборку случайного целого с вероятностью, пропорциональной a_i и выбрав значение x_0 из распределения $f_i(x)$, можно рассчитать $x = x_0$ с вероятностью $g_i(x_0)$. Принятие или отклонение полученного результата происходит при помощи заданного критерия согласия.

Сечение для фотоэффекта определяется по методике, подробно описанной в работах [5, 6]. Такой подход справедлив для для атомного номера элемента от 1 до 100 при энергии первичного кванта $E \in [10 \text{ кэВ}, 100 \text{ кэB}]$. Сечение для процесса образования электрон-позитронной пары параметризуется схожим образом [6, 7]. Комптоновское рассеяние вычисляется при помощи стандартных методов, с учетом особенностей в угловых распределениях фотоэлектронов [8].

Следует заметить, что принципиальным отличием от классического подхода, когда рассматривается начальное и конечное состояние гамма-кванта, и на основе этого принимается решение о количестве поглощенной энергии, является максимально приближенная к реальности конфигурация модели. Это выражается в учете сцинтилляционных эффектов, указании значения световыхода, а также задания таблиц коэффициентов преломления на разделе сред для отражающих поверхностей. Таким образом, в конечном счете на выходе из рабочей области модели формируется пучок фотонов, регистрируемых соответствующим чувствительным объемом, при этом их количество прямо пропорционально количеству оставленной в кристалле энергии.

При помощи вышеописанной схемы были смоделированы два сцинтилляционных детектора с высотами $h_1=2$ см, $h_2=10$ см и диаметрами $\mathcal{O}_1=6,3$ см, $\mathcal{O}_2=15$ см. На рис. 3 представлена визуализация модели для нескольких событий, на которых также хорошо видно комптоновское рассеяние. В данном случае для удобства отображения на иллюстрации не представлены процессы сцинтилляции, которые определяются с помощью таблицы, процессы отражения на границах сред и значения светимости кристалла.

2. Результат

В результате моделирования прохождения моноэнергичных пучков гамма-квантов через сцинтяллиционные детекторы различных геометрических размеров были рассчитаны эффективности регистрации (см. рис. 4) в зависимости от первичной энергии частиц. Также проводилась верификация путем сравнения спектра, получаемого в реальном эксперименте при облучении кристалла NaI(Tl) точечным источником ²⁴¹Am, со спектром, рассчитанным посредством моделирования данного эксперимента при помощи соответствующего модуля программного комплекса RUSCOSMICS. Результат представлен на рис. 5.



Рис. 3. Внешний вид модели сцинтилляционного детектора (A) без учета геометрических размеров, где синим цветом обозначен алюминиевый корпус, желтым – сцинтилляционный кристалл NaI(Tl), красным – окно фотоумножителя, при расчете играющего роль чувствительного объема. Также показан трекинг частиц, проходящих через кристалл (Б) и взаимодействующих с его веществом. Зелеными линиями обозначены траектории движения гамма-квантов от точечного источника, здесь отображение процессов сцинтилляции отключено

Fig. 3. The appearance of the model of the scintillation detector (A) without taking into account the geometric dimensions, where the aluminum case is blue, the NaI (Tl) scintillation crystal is yellow, and the photomultiplier window is red, which plays the role of the sensitive volume in the calculation. Also shown is the tracking of particles passing through crystal (B) and interacting with its substance. Green lines indicate the trajectories of gamma rays from a point source; here the display of scintillation processes is disabled



Рис. 4. Эффективности детектирования гамма-квантов в виде отношения числа зарегистрированных частиц к числу частиц в первичном потоке, полученные в результате моделирования взаимодействий пучков моноэнергичных частиц с шагом 10 кэВ и 100 кэВ при прохождении через вещество сцинтилляционных детекторов цилиндрической формы размерами h1=2 см, $\emptyset 1=6,3$ см (A) и h2=10, Ø2=15 см (Б)

Fig. 4. Gamma-ray detection efficiencies in the form of the ratio of the number of registered particles to the number of particles in the primary stream, obtained by simulating the interactions of monoenergetic particle beams with a step of 10 keV and 100 keV when cylindrical scintillation detectors pass through a substance with



dimensions h1 = 2 cm, $\emptyset1 = 6.3 \text{ cm}$ (A) and h2 = 10, $\emptyset2 = 15 \text{ cm}$ (B)

Рис. 5. Спектр гамма-квантов, полученный в результате моделирования облучения сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl) размером 2x6,3 см точечным источником гамма-квантов с заданной спектральной характеристикой, соответствующей источнику ²⁴¹Am. Также приводится сравнение с реальными данными, показано хорошее соответствие

Fig. 5. The gamma-ray spectrum obtained by simulating the irradiation of a scintillation detector with a NaI (Tl) crystal 2x6.3 cm in size by a point source of gamma-quanta with a given spectral characteristic corresponding to a 241Am source. A comparison with real data is also given, good compliance is shown

Заключение

В ходе работы были получены важнейшие характеристики детектирующих устройств на основе сцинтилляционных кристаллов NaI(Tl) – их функции эффективности регистрации гамма-квантов разных энергий. Эти параметры используются с целью калибровки реального оборудования и позволяют минимизировать величину инструментальной ошибки. Корректность работы используемой модели показана при помощи сравнения результатов вычислений при использовании генератора частиц co спектром. соответствующим источнику ²⁴¹Ат и данными реального эксперимента, которое показывает очень хорошее совпадение.

Литература

- 1. Knoll G. F., Radiation Detection and Measurement, 3rd edition // John Wiley, New York, 2000.
- 2. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Луковникова А.А., Торопов А.А. Суточная и сезонная вариации мягкого гамма-излучения в нижней атмосфере // Известия РАН: Серия физическая. 2019. Т. 83. № 5. С. 655-658.
- 3. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Луковникова А.А., Торопов А.А. Общие свойства возрастаний гаммафона и их статистические характеристики // Известия РАН: Серия физическая. 2019. Т. 83. № 5. С. 659-662.
- 4. Agostinelli S., et al. // Nucl.Instrum. Methods Phys. Res. 2003. V. 506. Sect. A. P. 250.
- 5. Biggs, F, and Lighthill, R. Analytical approximations for x-ray cross sections III // United States: N. p., 1988. Web. doi:10.2172/7124946.
- 6. Hubbell J. H. et al. Pair, Triplet, and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV-100 GeV Photons in Elements Z=1 to 10 // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 1980. P. 1023–1148.
- 7. Heitler W. The Quantum Theory of Radiation // Oxford Clarendon Press. 1954.
- Gavrila M. Relativistic l-shell photoeffect // Phys. Rev. 1961. V. 124(4). P. 1132-1141.

Сведения об авторах

Германенко Алексей Владимирович

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

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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.88-99 УДК 523.982.8+524.1+551.583.7

О. И. Шумилов, Е. А. Касаткина

ВЕКОВЫЕ МИНИМУМЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ДРЕВЕСНО-КОЛЬЦЕВЫХ ХРОНОЛОГИЯХ КОЛЬСКОГО ПОЛУОСТРОВА: ЧТО НАС ОЖИДАЕТ?

Аннотация

При помощисо временных методов вейвлет-анализа (вейвлет-спектры, взаимные вейвлет-спектры, многоуровневая вейвлет-декомпозиция) проализированы древесно-кольцевая хронология Кольского п-ова (1445-2005 гг.) и временные ряды солнечных агентов. В качестве индексов солнечной активности использовались числа Вольфа и космогенного изотопа Ве¹⁰ (аналог вариаций космических лучей), а также аа-индексы геомагнитной активности. Установлено, что 22-летний цикл солнечной активности (СА) наиболее ярко выражен в древесно-кольцевых хронологиях Кольского п-ова. Основные циклы СА (11- и 22-летний) проявляются во время и вблизи главных минимумов СА.

Ключевые слова:

солнечная активность, древесно-кольцевые хронологии, вейвлет-анализ

O. I. Shumilov, E. A. Kasatkina

GRAND MINIMA OF SOLAR ACTIVITY IN TREE-RING CHRONOLOGIES OF KOLA PENINSULA: WHAT CAN WE EXPECT?

Abstract

Using modern methods of wavelet analysis (wavelet spectra, cross-wavelet spectra, multilevel wavelet decomposition), the tree-ring chronology of the Kola Peninsula (1445-2005) and the time series of solar agents are processed. As indices of solar activity, we used the Wolf numbers and the cosmogenic isotope Be10 (an analogue of cosmic ray variations), as well as aa-indices of geomagnetic activity. It was established that the 22-year cycle of solar activity (SA) is most pronounced in the tree-ring chronologies of the Kola Peninsula. The main cycles of SA (11- and 22-year-old) seem to appear during and near the main minima of SA.

Keywords:

solar activity, tree-ring chronologies, wavelet analysis

Введение

Вопрос о роли солнечной активности в климатических изменениях высоких широт в настоящее время остается предметом дискуссии. Возросшее во второй половине XX столетия антропогенное воздействие на климат и недооценка роли естественных факторов способствовали возникновению и последующему доминированию целого ряда научных теорий, объясняющих глобальные изменения окружающей среды (озонная «дыра», «глобальное потепление»), исключительно только действием антропогенных источников, в частности, выбросом в атмосферу продуктов жизнедеятельности человека (фреонов, парниковых газов – CO₂, CH₄ и др.). Следствием такого подхода явилось принятие рядом стран целого комплекса решений на международном и

межправительственном уровне, например, подписание Киотского международного протокола в 1997 г. и Парижского соглашения в 2015 г., ограничивающих потребление энергии и выброс в атмосферу парниковых газов.

Лишь в последние двадцать лет научное сообщество вплотную приблизилось к пониманию того, что на атмосферу и климат, наряду с антропогенными факторами, воздействует целый ряд плохо изученных внешних агентов естественного, в том числе и внеземного происхождения. Причем, воздействие естественных (не антропогенных) факторов во многих случаях является более существенным, результаты этого воздействия а катастрофическими. Например, из палеоклиматических реконструкций известно, что концентрация «парниковых» газов достигала максимальной величины в межледниковья, периоды аналогичные современной эпохе [1]. Палеоклиматические записи свидетельствуют о том, что глобальное потепление, наблюдавшееся с конца прошлого века, не является чем-то экстраординарным, и климат нашей планеты уже испытывал более высокие значения температуры около 1000 лет назал, во время так называемого «средневекового климатического оптимума» (900 – 1300 гг.) [2-4]. С другой стороны, по данным о содержании изотопов (¹⁴С в древесных кольцах, ¹⁰Ве в ледяных кернах, δ^{18} О в океанических отложениях), а также по историческим данным установлено, что эпохи экстремально низкой солнечной активности (минимумы Шперера (1400-1540), Маундера (1645-1715), Дальтона (1790-1830) и Глейсберга (1890-1910) совпадали с наиболее сильными похолоданиями в Северном полушарии [5-8]. Этот вывод получен также по данным об изменчивости ширины годичных колец у долгоживущих деревьев Кольского п-ова [9-11]. На протяжении последних 10 тыс. лет такие периоды пониженной активности Солнца повторялись примерно 26 раз [12].

Кроме того, ряд недавних исследований свидетельствует о приближении нового минимума СА с последующим похолоданием, аналогичным Малому ледниковому периоду [13, 14]. Это ожидание связано с быстрым снижением интенсивности СА начиная с 1985 г. [15], а также с наличием затяжного солнечного минимума между 23- и 24-м 11-летними циклами СА [13]. Например, в максимуме последнего 24-го цикла СА, который был пройден в 2014 г., среднегодовое количество солнечных пятен, или чисел Вольфа (R = 113.3), оказалось самым низким, начиная с 1905 г. (R = 105.5), т.е. после эпохи последнего глобального минимума СА (рис. 1). В этой связи особенно возрастает роль палеоклиматических, в частности, дендроклиматических исследований в высоких широтах, где реакция экосистем на климатические изменения проявляется наиболее ярко. Воздействие солнечных агентов на климат носит нелинейный характер, по этой причине выделение солнечных сигналов в климатических записях является достаточно непростой задачей. В настоящее время в качестве основных солнечных агентов, воздействующих на атмосферу и климат, рассматриваются солнечная радиация (общая и УФ) [16, 17] и космические лучи (ГКЛ) [18-20]. ГКЛ воздействуют на атмосферные электрические поля и облачный покров, изменяя радиационный баланс [18-20].



Рис. 1. Вариации чисел Вольфа, среднегодовые значения (1700-2018) (тонкая линия) и огибающая кривая 11-летних солнечных циклов (жирная линия). Вековые минимумы СА (Маундеровский, Дальтона и Глейсберга) обозначены стрелками

Fig. 1. Changes in Wolf number, average annual values (1700-2018) (thin line) and the envelope of the 11-year sunspot cycle (thick line). Grand Minima of SA (Maunder, Dalton and Gleissberg) are indicated by arrows

В данной работе для выявления закономерностей, связанных с вариациями СА, применены современные методы вейвлет-анализа (вейвлет-спектры, вейвлет-когеретность, многоуровневая вейвлет-декомпозиция) для анализа древесно-кольцевой хронологии Кольского п-ова (1445-2005 гг.) с одной стороны и временных рядов солнечных агентов с другой.

Материалы и методы

В работе использована древесно-кольцевая хронология (1445-2005 гг.) полученная по образцам сосны *Pinus sylvestris* в районе обс. Лопарская (66.6° N, 33.3° E), а также записи вариаций космогенного изотопа ¹⁰Ве в ледовых кернах со станции Dye3 в Гренландии [21], чисел Вольфа *R* и *аа*-индексов геомагнитной активности. Записи космогенного изотопа Be¹⁰ в ледяных кернах Гренландии и Антарктиды достаточно хорошо отражают вариации ГКЛ в прошлом [21]. Во многих исследованиях ряды чисел Вольфа используют для восстановления вариаций солнечной радиации на временном интервале в несколько сотен лет [16]. Известно, что *аа*-индексы также могут быть использованы в качестве характеристик солнечной радиации (включая УФ-диапазон) [22]. С другой стороны, они отражают изменения в гелиосферном магнитном поле, ответственном за модуляцию интенсивности ГКЛ [23].

Для построения данной хронологии полученные образцы вначале подвергались первичной обработке при помощи программного обеспечения TREMET [24], затем применялись современные методики дендроанализа (перекрестное датирование, стандартизация) с использованием программ COFECHA и ARSTAN [25, 26].

К исследуемым временным рядам был применен вейвлет-анализ [27]:

$$W_{X}(s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{\infty} X(t) \psi(\frac{t-b}{s}) dt,$$

где: *t* – время, *s* – масштаб, *b* – оконный сдвиг, *Ψ* – базисный вейвлет.

При анализе климатических записей в качестве материнского вейвлета обычно используют вейвлеты Морле (плоская волна, модулированная функцией Гаусса), которые позволяют наиболее достоверно выделять локальные колебательные процессы [27]:

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} e^{iw_0 t/s} e^{-t^2/(2s)^2}$$

где ω₀=6.

Для оценки взаимодействия и тесноты связи между временными рядами на различных частотах и временных интервалах вычислялся взаимный вейвлетспектр [27]: $W_{LN}(s) = W_L(s) W_N^*(s)$, где L и N – индексы, обозначающие ряды древесно-кольцевой хронологии и чисел Вольфа (или Be¹⁰), соответственно, (*) – комплексное сопряжение, фазовый сдвиг W_{LN} означает фазовую зависимость между рядами L и N в частотном пространстве. Для выявления наличия или отсутствия существенных частотных составляющих в исследуемых рядах и оценки тесноты связи между этими рядами вычислялась вейвлет-когерентность [27]:

$$R^{2}(s) = \frac{\left|S(s^{-1}W_{LN}(s))\right|^{2}}{S(s^{-1}|W_{L}(s)|^{2}) \cdot S(s^{-1}|W_{N}(s)|^{2})},$$

где *S* – оператор сглаживания. Вейвлет-когерентность интерпретируется как квадрат коэффициента корреляции со значениями, изменяющимися в интервале от 0 до 1.

Для анализа циклической активности на различных частотных и временных интервалах вычислялись многоуровневые вейвлет-декомпозиции [27, 28] временных рядов. Декомпозиция на основе вейвлетов с последовательным изменением масштаба по времени позволяет с высокой точностью выделять циклические составляющие, присутствующие в исходных временных рядах. При декомпозиции исходный сигнал на каждом этапе представляется в виде сумм аппроксимирующих (A) и детализирующих (циклических) (D) составляющих. В результате повторения этого процесса получаем разбиение спектра на определенное количество уровней. В нашем случае, используя в качестве базиса ортогональные вейвлеты Мейера, мы провели разложение до 4-го уровня, что позволило исследовать вариабельность в следующих частотных интервалах: D_3 (8-16 гг., n=3) и D_4 (16-32 гг., n=4).

Для улучшения сравнимости была проведена предварительная стандартизация временных рядов и удаление трендов.

Полученные результаты

На рис. 2 приведены анализируемые временные ряды. Видно, что главные минимумы СА (Шперера, Маундеровский, Дальтона и Глейсберга) сопровождались похолоданиями и снижением древесного прироста на Кольском п-ове. Напротив, увеличение годичного прироста в интервале 1910-1940 гг. имело место при относительно высоком уровне СА (рис. 2).



Рис. 2. Вариации индексов прироста годичных колец сосны *Pinus sylvestris* с 1445 по 2005 г., обс. Лопарская (66.6° N, 33.3° E) (*a*); вариации космогенного изотопа ¹⁰Ве (1445-1985) [15] (*б*); среднегодовые значения чисел Вольфа *R* (1700-2005) (*в*); вариации *аа*-индексов геомагнитной активности (1868-2005) (*г*)

Fig. 2. The Loparskaya (66.6° N, 33.3° E) *Pinus sylvestris* tree-ring chronology (1445-2005) (*a*); the Dye 3 ¹⁰Be concentration (atoms g⁻¹) over 1445-1985 [15] (*b*); annual average of Wolf's number, *R* (1700-2005) (*c*); annual average of geomagnetic *aa*-indices (1868-2005) (*d*)

На рис. 3, *a*, представлены результаты вейвлет-преобразования древеснокольцевой хронологии, а также временных последовательностей чисел Вольфа (рис. 3, *b*), Ве¹⁰ (рис. 3, *b*) и *аа*-индексов (рис. 3, *c*). Видно, что 22-25-летний цикл прослеживается в дендрохронологической записи с различной интенсивностью практически на всем временном интервале с 1445 г. по 2005 г. В то же время, 11летний цикл солнечной активности достаточно слабо проявляется в климатической записи: наиболее явно он выражен во временных интервалах 1500-1530 гг., 1660-1770, и 1920-1950 гг. Следует отметить также наличие у дендросерий значимой периодичности в диапазоне 4-8 лет, которая соответствует 2-й гармонике (5.5 лет) 11-летнего цикла СА и присутствует в вейвлет-спектрах всех гелиогеофизических параметров (рис. 3).



Рис.3. Вейвлет-спектры древесно-кольцевой хронологии по сосне (обс. Лопарская (1445-2005) (*a*); чисел Вольфа (1700-2005) (*б*); космогенного изотопа Ве¹⁰ (1445-1983) (*в*) и *аа*-индексов (1868-2005) (*г*). Жирными линиями обозначен уровень значимости 0.05, рассчитанный по методу Монте-Карло относительно красного шума

Fig. 3. The continuous wavelet spectra of the Loparskaya tree-ring chronology (1445-2005) (a), Wolf's number (1700-2005) (b), the cosmogenic isotope Be10 (1445-1983) (c) and the aa indices (1868-2005) (d). The 5% significance level calculated using the Monte Carlo method against red noise is shown as a black contour

На рис. 4-6 представлены результаты вейвлет-разложения на уровнях D_3 , D_4 и вейвлет-когерентности между древесно-кольцевой хронологией и параметрами СА. Видно, что для 11-летнего цикла СА когерентность между этими параметрами является значимой только во временных интервалах 1660-1690, 1800-1830 и 1885-1900 (рис. 4, *a*, и 4, *в*). В диапазоне частот, близком к 22-летнему когерентность между древесным приростом и Be¹⁰ статистически значима (>95%) в интервалах времени 1480-1600, 1670-1700, 1780-1840 и с 1940 г. до нашего времени (рис. 4, *б*, и 4, *в*).

Из рис. 5 видно, что наблюдается несколько участков статистически значимой когерентности между этими параметрами в диапазоне частот, близких к 11- и 22-летнему циклам СА. Для 11-летнего цикла – это временные интервалы: 1700-1740 и 1790-1830 со сменой знака зависимости на противоположную, а также 1885-1910 (рис. 5, *a*, и 5, *в*), для 22-летнего цикла – 1770-1830 и 1925-1970 (рис. 5, *б*, и 5, *в*).

Из рис.6 следует, что в диапазоне частот, близких к 11- и 22-летнему циклам солнечной активности также наблюдаются участки статистически значимой когерентности в периоды 1880-1930 (в антифазе) и 1950-1975 (в фазе) соответственно.



Рис. 4. Результаты вейвлет-анализа древесно-кольцевой хронологии Кольского п-ова (сплошная линия) и Ве¹⁰ (штриховая линия) (1445-1983): декомпозиция по уровням D_3 (8-16 лет), D_4 (16-32 лет) и вейвлет-когерентность. Жирными линиями обозначен уровень значимости 0.05, рассчитанный по методу Монте-Карло относительно красного шума. Стрелки обозначают характер фазовой зависимости между параметрами

Fig. 4. The results of the wavelet analysis of the tree-ring chronology of the Kola Peninsula (solid line) and ¹⁰Be (dashed line) (1445-1983): decomposition according to the levels D_3 (8-16 years) (*a*), D_4 (16-32 years) (*b*) and wavelet coherence (*c*). The 5% significance level calculated using the Monte Carlo method against red noise is shown as a black contour. The arrows indicate the character of the phase dependence between the parameters

Обсуждение

Применение различных методов вейвлет-анализа позволило выделить в древесно-кольцевой хронологии Кольского п-ова основные циклы солнечной активности (11 лет и 22 года), а также существование тесной связи между вариациями годичного прироста и гелиогеофизическими индексами (R, Be¹⁰ и *aa*). При этом 11-летний цикл СА проявляется во всех когерентных связях (в соответствии с их временными диапазонами) только во время, или вблизи основных минимумов СА (Маундера, Дальтона и Глейсберга). Аналогичная картина наблюдается также для 22-летнего цикла СА, за исключением минимума Глейсберга. На первый взгляд такая ситуация представляется маловероятной, особенно в случае Маундеровского минимума, в период чрезвычайно низкой СА при почти полном отсутствии пятен на солнечном диске. С другой стороны, записи космогенного изотопа Be¹⁰ свидетельствует о том, что основные циклы солнечной активности (11- и 22-летний) сохраняются в вариациях ГКЛ во время основных минимумов СА [29, 30].



Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для чисел Вольфа *R* и временного интервала 1700-2005

Fig. 5. The same as in Fig. 4, but for Wolf numbers R and time interval of 1700-2005



Рис. 6. То же, что на рис. 4, но для *аа*-индексов геомагнитной активности и временного интервала 1868-2005

Fig. 6. The same as in Fig. 4, but for *aa*-indices of geomagnetic activity and time interval of 1868-2005

В настоящее время в качестве основных космофизических агентов, воздействующих на атмосферу и климат, рассматриваются солнечная радиация (включая ультрафиолетовую (УФ) компоненту) [16, 17] и ГКЛ [8, 19, 31].

Изменения потока УФ солнечной радиации, воздействуя на стратосферную химию, озоновый слой и термическую структуру атмосферы, могут привести к изменениям в атмосферной циркуляции [17]. Вариации ГКЛ, воздействуя на количество аэрозолей через процессы ионной нуклеации [8, 32, 33] и (или) на электрические поля в атмосфере [8, 34] изменяют величину облачного покрова, и, как следствие, радиационный баланс. В некоторых исследованиях в качестве возможного климатообразующего фактора внеземного происхождения рассматривается также космическая пыль [35-37].

Изменение интегрального потока солнечной радиации в 11-летнем цикле СА составляет около 0.1% и не превышает 0.4% во временном интервале, начиная с Маундеровского минимума до настоящего времени [38]. С другой стороны, изменения потока УФ излучения в 11-летнем цикле могут достигать десятков процентов [39]. По данным некоторых исследований поток солнечной радиации в УФ диапазоне увеличился со времени Маундеровского минимума СА на 10.9% [38]. Вместе с тем, результаты недавних измерений потоков солнечной радиации на ИСЗ SORCE (Solar Radiation and Climate Experiment) показали, что изменения в видимой и инфракрасной части солнечного спектра противоположны изменениям в УФ области [40]. Другими словами, по данным SORCE в видимом диапазоне наблюдалось увеличение потока при уменьшении уровня СА с 2004 г. по 2007 г. [40]. Этот результат принципиально изменяет сложившиеся ранее представления о спектральной изменчивости потоков солнечной радиации от минимума к максимуму СА. Учитывая экстремально низкий уровень СА, наблюдаемый в последние годы, можно предположить существование аналогичных изменений в потоках солнечной радиации в различных частях спектра во время основных минимумов СА, включая Маундеровский.

Температура и солнечная радиация являются основными факторами для роста деревьев и фотосинтеза за Полярным кругом, на северном пределе их распространения (северная граница леса) [41], и, возможно, солнечная радиация является наиболее важным из этих двух. Фотосинтетически активная радиация (ФАР) занимает участок видимого спектра с длиной волны от 0,4 до 0,7 мкм [42]. Учитывая вышеизложенное, можно предположить, что максимальное снижение потока солнечной радиации во время минимума Маундера произошло в УФ области, а не в видимой части спектра, которая является существенной для фотосинтеза. Этот факт, вероятно, указывает на возможную роль солнечной спектральной радиации (особенно в видимой области) в качестве другого важного агента солнечной активности, помимо вариаций ГКЛ, ответственного за рост деревьев за Полярным кругом. Как уже отмечалось выше, максимальная когерентность между годичным приростом и всеми космофизическими параметрами для 11- и 22-летних циклов существует только во время, или вблизи основных минимумов СА, за исключением минимума Глэйсберга для 22-летнего цикла. Эти циклы сохранялись в когерентной связи между годичным приростом и ¹⁰Ве даже во время Маундеровского минимума СА, когда пятна на солнечном диске практически отсутствовали (рис. 4, г). С другой стороны, когерентность между годичным приростом и числами Вольфа *R* была выше во время других минимумов СА (Дальтоновского и Глэйсберга), а также сразу после Маундеровского минимума СА (рис. 5, г). В связи с этим следует обратить внимание на полученный в данном исследовании результат, свидетельствующий о том, что начиная с 1940 г. до настоящего времени 22-летняя периодичность проявляется во всех связях древесного прироста с параметрами СА. Может ли данный факт являться косвенным подтверждением приближения очередного минимума СА? Для окончательного ответа на этот вопрос необходимо проведение дополнительных исследований.

Заключение

Таким образом, применение различных методов спектрального и вейвлетанализа позволило выделить в древесно-кольцевой хронологии Кольского п-ова основные циклы солнечной активности (11 лет и 22 года), а также существование тесной связи между вариациями годичного прироста и основными космофизическими агентами – солнечной радиацией и ГКЛ.

При этом максимальная когерентность между годичным приростом и всеми космофизическими параметрами для 11- и 22-летних циклов существует только во время, или вблизи основных минимумов СА, за исключением минимума Глэйсберга для 22-летнего цикла.

Начиная с 1940 г. до настоящего времени 22-летняя периодичность проявляется во всех связях древесного прироста с параметрами СА, что может являться косвенным подтверждением приближения очередного минимума СА. Для подтверждения данного вывода необходимо проведение дополнительных исследований.

Полученные результаты могут быть использованы при создании палеоклиматических реконструкций, а также для прогнозирования будущих региональных и глобальных климатических изменений с учетом вариаций солнечной активности и интенсивности ГКЛ.

Литература

- 1. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica / J. R. Petit et al. // Nature. 1999. 399. P. 429-436.
- Изменение климата на западе европейской части России в позднем Голоцене / В. В. Клименко и др. // ДАН. География. 2001. 376. С. 679-683.
- 3. Keigwin L. D. The little ice age and medieval warm period in the Sargasso Sea // Science. 1996. 274. P. 1504-1508.
- 4. Soon W., Baliunas S. Proxy climatic and environmental changes of the past 1000 years // Climate Research. 2003. 23. P. 89-100.
- 5. Eddy J. A. The Maunder minimum // Science. 1976. 192. P. 1189-1202.
- 6. Hoyt D. V., Schatten K. H. The role of the Sun in the climate change. New York: Oxford University Press, 1997.
- Scafetta N., West B. J. Phenomenological solar signature in 400 years of reconstructed Northern Hemisphere temperature record // Geophys. Res. Lett. 2006. 33. L17718.
- 8. Kirkby J. Cosmic rays and climate // Surv. Geophys. 2007. 28. P. 333-375.
- 9. Paleoclimatic potential of the northernmost juniper trees in Europe / O. I. Shumilov et al. // Dendrochronologia. 2007. 24. P. 123-130.
- 10. Palaeovolcanos, solar activity and pine tree-rings from the Kola Peninsula (northwestern Russia) over the last 560 years / O. I. Shumilov et al. // Int. J. Environ. Res. 2011. 5. P. 855-864.

- 11. Impact of powerful volcanic eruptions and solar activity on the climate above the Arctic Circle / E. A. Kasatkina et al. // Geofisica Int. 2018. 57. P. 317-333.
- McCracken K. G., Beer J. The annual cosmic-radiation intensities 1391-2014; the annual heliospheric magnetic field strengths 1391-1983, and identification of solar cosmic-ray events in the cosmogenic record 1800-1983 // Solar Phys. 2015. 290. P. 3051-3069.
- The persistence of solar activity indicators and the descent of the Sun into Maunder Minimum conditions / M. Lockwood et al. // Geophys. Res. Lett. 2011. 38. L22105.
- 14. Abdussamatov H. I. Grand Minimum of the total solar irradiance leads to the Little Ice Age // J. Geol. Geosci. 2011. 2. P. 113.
- Lockwood M., Frohlich C. Recent oppositely directed trends in solar climate forcings and the global mean surface air temperature // Proc. R. Soc. 2007. A. 463. P. 2447-2460.
- Lean J. R., Beer J., Bradley R. Reconstruction of solar irradiance since 1610, Implications for climate change // Geophys. Res. Lett. 1995. 22. P. 3195-3198.
- Haigh J. D. The impact of solar variability on climate // Science. 1996. 272. P. 981-984.
- Tinsley B. A., Deen G. W. Apparent tropospheric response to MeV-GeV particle flux variations: a connection via electrofreezing of supercooled water in high-level clouds? // J. Geophys. Res. 1991. 96. P. 22283-22296.
- Svensmark H., Friis-Christensen E. Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage – a missing link in Solar-climate relationships // J. Atm. Terr. Phys. 1997. 59. P. 1225-1232.
- 20. Palle E., Butler J. Sunshine records from Ireland, cloud factors and possible links to solar activity and cosmic rays // Int. J. Climat. 2001. 21. P. 709-729.
- 21. Use of Be-10 in polar ice to trace the 11-year cycle of solar activity / J. Beer et al. // Nature. 1990. 347. P. 164-166.
- 22. Lockwood M., Stamper R. Long-term drift of the coronal source magnetic flux and the total solar irradiance // Geophys. Res. Lett. 1999. 26. P. 2461-2464.
- Richardson I. G., Cane H. V. Sources of geomagnetic activity during nearly three solar cycles (1972-2000) // J. Geophys. Res. 2002. 107. 1187.
- 24. Канатьев А. Г., Шумилов О. И., Касаткина Е. А. Программное обеспечение для дендрохронологических измерений // Приборы и техника эксперимента. 2014. №2. С. 127-130.
- 25. Cook E. R., Kairiukstis L. Methods of Dendrochronology. Dordrecht: Kluwer Academic Publishing, 1990.
- 26. Holmes R. L. Computer-assisted quality control in tree-ring dating and measurement // Tree-Ring Bull. 1983. 44. P. 69-75.
- Torrence C., Compo G. P. A practical guide to wavelet analysis // Bull. American Met. Soc. 1998. 79. P. 61-78.
- 28. Farge M. Wavelet transforms and their applications to turbulence // Annu. Rev. Fluid Mech. 1992. 24. P. 395-457.
- 29. Beer J., Tobias S., Weiss N. An active Sun throughout the Maunder minimum // Sol. Phys. 1998. 181. P. 237-249.
- Usoskin I. G., Mursula K., Kovaltsov G. A. Heliospheric modulation of cosmic rays and solar activity during the Maunder minimum // J. Geophys. Res. 2001. 106. P. 16039-16046.

- Распопов О. М., Шумилов О. И., Касаткииа Е. А. Космические лучи как главный фактор влияния солнечной вариабельности на климатические и атмосферные параметры // Биофизика. 1998. 43(5). С. 902-908.
- Kasatkina E. A., Shumilov O. I. Cosmic ray-induced stratospheric aerosols: A possible connection to polar ozone depletions // Ann. Geophys. 2005. 23 (3). – P. 675-679.
- 33. Arnold F. Atmospheric aerosol and cloud condensation nuclei formation: A possible influence of cosmic rays? // Space Sci. Rev. 2006. 125. P. 169-186.
- 34. Effects of image charges on the scavenging of aerosol particles by cloud droplets, and on droplet charging and possible ice nucleation processes / B. A. Tinsley et al. // J. Atmos. Sci. 2000. 57. P. 2118-2134.
- 35. Kasatkina E. A., Shumilov O. I., Krapiec M. On periodicities in long term climatic variations near 68° N, 30° E // Adv. Geosci. 2007. 13. P. 25-29.
- Stardust component in tree rings / E. A. Kasatkina et al. // Dendrochronologia. 2007. 24. P. 131-135.
- Ермаков В. И., Охлопков В. П., Стожков Ю. И. Влияние космических лучей и космической пыли на атмосферу и климат Земли // Изв. РАН. Сер. Физ. 2009. 73(3). С. 434-436.
- 38. A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing / A. I. Shapiro et al. // Astron. Astrophys. 2011. 529. A67.
- 39. The solar cycle variation in ultraviolet irradiance / G. Rottman et al. // Adv. Space Res. 2001. 27. P. 1927-1932.
- 40. Trends in solar spectral irradiance variability in the visible and infrared / J. W. Harder et al. // Geophys. Res. Lett. 2009. 36. L07801.
- 41. Regional climate pattern during two millennia estimated from annual tree rings of Yaki cedar trees: a hint for solar variability? / Y. Muraki et al. // Earth Planet. Space. 2015. 67. 31.
- 42. Fitter A. H., Hay R. K. M. Environmental physiology of plants, 3rd edition. London: Academic Press, 2002.

Сведения об авторах

Шумилов Олег Иванович

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

Касаткина Елена Алексеевна

д. ф.-м. н., с. н. с., Полярный геофизический институт; гл. н. с., Институт проблем промышленной экологии Севера, Кольский научный центр РАН, Апатиты

E-mail: e.kasatki@yandex.ru

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.100-110 УДК 523.982.8+524.1+551.583.7

Е. А. Касаткина, О. И. Шумилов

СОЛНЕЧНЫЕ ЦИКЛЫ В ВАРИАЦИЯХ СОДЕРЖАНИЯ КОСМОГЕННОГО БЕРИЛЛИЯ-10 ВО ЛЬДАХ И ШИРИНЫ ГОДИЧНЫХ КОЛЕЦ ДЕРЕВЬЕВ

Аннотация

Исследовано проявление основных циклов солнечной активности (11- и 22летнего) в вариациях потоков галактических космических лучей по данным о содержании ¹⁰Ве в арктических льдах южной Гренландии и высокоширотных нейтронных мониторов (Апатиты и Баренцбург), количества солнечных пятен, а также в полярных палеоклиматических записях по данным древесно-кольцевых хронологий Кольского п-ова. Применение современных методов вейвлетанализа (вейвлет-декомпозиция, вейвлет-когерентность) позволило выделить фазовые нарушения в цикличности влияния солнечной активности на прирост деревьев. Также выявлена достоверная связь между вариациями гелиогеофизических параметров и годичным приростом деревьев в частотном диапазоне, близком к 22-летнему циклу активности Солнца, что подтверждает его солнечую обусловленность.

Ключевые слова:

космические лучи, солнечные циклы, древесно-кольцевые хронологии, вейвлетанализ

E. A. Kasatkina, O. I. Shumilov

SOLAR CYCLES IN VARIATIONS OF COSMOGENIC BERILLIUM-10 CONTENT IN ICE AND ANNUAL TREE-RING GROWTH

Abstract

The manifestation of the main cycles of solar activity (11- and 22-year) in variations of galactic cosmic ray fluxes on the data of ¹⁰Be in the Arctic ice of southern Greenland and high-latitude neutron monitors (Apatity and Barentsburg), sunspot number, and also in polar tree-ring records of Kola Peninsula was studied. Application of modern methods of wavelet analysis (wavelet decomposition, wavelet coherence) made it possible to identify phase disturbances in the cyclicity of solar influence on tree growth. A significant relationship was also found between variations in heliogeophysical parameters and annual tree-ring growth in the frequency range close to the 22-year cycle of solar activity, which indicates its solar nature.

Keywords:

cosmic rays, solar cycles, tree-ring chronologies, wavelet analysis

Введение

Исследования вариаций солнечной активности (СА) в прошлом представляют значительный интерес для понимания солнечно-земных взаимодействий, а также для оценки солнечного вклада в глобальные изменения климата в настоящее время и прогнозирования таких изменений в будущем. Для информации недостаточно только получения такой инструментальных измерений, охватывающих период в несколько последних десятилетий. Поэтому различные природные архивы: концентрация космогенных используются (^{10}Be) льлах изотопов в полярных И кольцах деревьев $(^{14}C).$

дендрохронологические данные и пр. Наиболее надежным палеоиндикатором CA является космогенный изотоп ¹⁰Be [1]. Благодаря большому времени жизни ¹⁰Be (период полураспада τ =1.5 млн. лет) появляется уникальная возможность по изменению содержания данного изотопа в земных архивах изучать вариации CA на временных масштабах в десятки тысяч лет [2]. Частицы (в основном протоны) галактических космических лучей (ГКЛ) и солнечных космических лучей (СКЛ) при вторжении в атмосферу, помимо ионизации, в результате ядерных реакций вызывают каскад вторичных частиц (нуклоны, пионы и пр.), которые, в свою очередь, взаимодействуя с ядрами атомов азота и кислорода в стратосфере и тропосфере, приводят к образованию ¹⁰Be [2]:

$$^{14}N + n,(p) \rightarrow {}^{10}Be + 3p,(4p) + 2n,(1n)$$

 $^{16}O + n,(p) \rightarrow {}^{10}Be + 4p,(5p) + 3n,(2n)$

Для образования бериллия наиболее эффективны частицы ГКЛ с энергиями 0.8 – 5 ГэВ [2]. После образования ¹⁰Ве быстро окисляется и присоединяется к аэрозолям, затем в результате осаждения накапливается в полярных льдах и донных отложениях морей и океанов. Время жизни ¹⁰Ве в стратосфере составляет в среднем два года, в тропосфере – порядка месяца [4]. Прежде чем достичь Земли, ГКЛ должны пересечь гелиосферу, где их потоки подвергаются эффектам модуляции активностью Солнца. Распространение ГКЛ через гелиосферу описывается уравнением переноса космических лучей, сформулированным Паркером [5]. Солнечная модуляция затрагивает в основном протоны ГКЛ с энергиями ниже 1000 МэВ. Эта величина совпадает с наиболее эффективным диапазоном энергии, необходимой для производства космогенного бериллия в атмосфере Земли [2], что позволяет использовать записи содержания ¹⁰Ве в полярных льдах для изучения вариаций параметров ГКЛ и СА в прошлом. Скорость производства космогенных радионуклидов ¹⁰Ве также зависит от экранирующего эффекта геомагнитного поля Земли, который максимально проявляется в низких широтах [1]. Время жизни в стратосфере ¹⁰Ве (порядка 1-2 лет), в свою очередь, определяется изменениями глобального и регионального климата, а скорость накопления изотопа в полярных льдах сильно зависит также от локальных климатических условий (атмосферного перемешивания и переноса, скорости выпадения осадков и проч.), [1, 4]. Для исключения "климатического шума", который может полностью или частично замаскировать проявления СА, помимо различных способов фильтрации и калибровки используют комбинированные записи, основанные на объединении палеоастрофизических данных о космогенных изотопах из различных областей Гренландии и Антарктиды, а также инструментальных данных нейтронных мониторов [4].

В настоящей работе исследовано проявление основных циклов СА (11- и 22-летнего) в вариациях ГКЛ по данным о содержании ¹⁰Ве в арктических льдах южной Гренландии и высокоширотных нейтронных мониторов (Апатиты и Баренцбург), чисел Вольфа, а также в полярных палеоклиматических записях по данным древесно-кольцевых хронологий Кольского п-ова.

Материалы и методы

В работе использованы записи вариаций космогенного изотопа ¹⁰Ве в ледовых кернах со станции Dye3 в южной части Гренландии (65.2 N; 43.8 W) [6], данные нейтронных мониторов обсерваторий Апатиты (67.6 N; 33.4 E) и Баренцбург (78.1 N; 14.2 E), чисел Вольфа R, а также древесно-кольцевая хронология, полученная по образцам сосны *Pinus sylvestris* в районе обс. Лопарская (66.6° N, 33.3° E).

Для построения данной хронологии образцы подвергались первичной обработке при помощи программного обеспечения TREMET [7], затем применялись современные методики, соответствующие мировым стандартам, используемым в дендрохронологии (перекрестное датирование, стандартизация) с применением программ COFECHA и ARSTAN [8, 9].

К исследуемым временным рядам был применен вейвлет-анализ [10]. Для выявления наличия или отсутствия существенных частотных составляющих в исследуемых рядах и оценки тесноты связи между этими рядами вычислялась вейвлет-когерентность и многоуровневые вейвлет-декомпозиции [10, 11]. Вейвлет-когерентность интерпретируется как квадрат коэффициента корреляции со значениями, изменяющимися в интервале от 0 до 1. Использование данной методики вейвлет-анализа позволяет также более точно определять изменение характера фазовой зависимости между параметрами на протяжении всего временного интервала. Если вариации параметров находятся в фазе, то стрелки повернуты вправо, в антифазе – влево; вертикальное положение стрелок означает, что два параметра находятся в нелинейной зависимости [10].

При декомпозиции исходный сигнал на каждом этапе представляется в виде сумм аппроксимирующих (A) и детализирующих (циклических) (D) составляющих. В результате повторения этого процесса получаем разбиение спектра на определенное количество уровней. В нашем случае, используя в качестве базиса ортогональные вейвлеты Мейера, мы провели разложение до 4-го уровня, что позволило исследовать вариабельность в следующих частотных интервалах: D_3 (8-16 лет, n=3) и D_4 (16-32 года, n=4).

Для улучшения сравнимости была проведена предварительная фильтрация и стандартизация временных рядов.

Результаты и обсуждение

Как уже отмечалось выше, при прохождении через солнечную систему ГКЛ испытывают модуляцию солнечным ветром и вмороженным в него межпланетным (или гелиосферным) магнитным полем (ММП). Наиболее известным и заметным циклом СА является периодичность с длительностью около 11-лет (цикл Швабе), который определяется количеством солнечных пятен R (числа Вольфа) [12]:

R = k(f + 10g),

где k – нормировочный коэффициент, f – количество наблюдаемых пятен, g – количество наблюдаемых групп пятен. Другой, не менее известный 22-летний цикл СА (цикл Хэйла), связан с переполюсовкой магнитного поля Солнца, меняющим свой знак на противоположный каждые 11 лет, и соответствующим изменением направления дрейфа частиц ГКЛ в гелиосфере

[2]. Кроме того, существуют вековые циклы СА длительностью 80-100 лет (циклы Глесберга) и более долговременные циклы [12].

Ниже приведены ежемесячные данные измерений нейтронных мониторов обсерваторий Апатиты (рис. 1, a) и Баренцбург (рис. 1, e) и чисел Вольфа (рис. 1, a, и 1, e). Из рис. 1 отчетливо видно, что по данным двух нейтронных мониторов наиболее ярко эффекты модуляции проявляются в 11-летних вариациях ГКЛ, которые находятся в противофазе с колебаниями СА. Относительно слабый 22-летний эффект наблюдается как чередование резких и плоских максимумов потоков ГКЛ по данным нейтронного монитора обс. Апатиты (рис. 1, a).



Рис. 1. Вариации галактических космических лучей (жирная линия) и солнечной активности (тонкая линия): среднемесячные данные нейтронного монитора обсерваторий Апатиты (67.6 N; 33.4 E) (*a*), Баренцбург (78.1 N; 14.2 E) (*b*) и чисел Вольфа (*a*, *b*); их декомпозиция по уровню *D*₃ (8-16 лет) (*б*, *c*)

Fig. 1. Variations of galactic cosmic rays (bold line) and solar activity (thin line): monthly average of neutron monitor data for Apatity (67.6 N; 33.4 E) (*a*), Barentsburg (78.1 N; 14.2 E) (*c*) and Wolf's number (*a*, *c*); their decomposition according to the level D_3 (8-16 years) (*b*, *d*)

Из рис. 1, *а*, следует, что в последние десятилетия наблюдается явный спад СА и, соответственно, увеличение потоков ГКЛ. Эта тенденция подтверждается независимыми палеоастрофизическими и палеоклиматическими данными [13, 14] и может свидетельствовать о приближении нового глобального минимума СА с последующим похолоданием, аналогичным Малому ледниковому периоду [13, 15, 16].

Для изучения вариаций СА и ГКЛ на временных масштабах в сотни и тысячи лет используют данные о содержании космогенных изотопов в природных архивах: ¹⁰Ве (полярные льды, донные отложения) и ¹⁴С (кольца деревьев). Например, записи космогенного изотопа Ве¹⁰ свидетельствует о том, что основные циклы солнечной активности (11- и 22-летний) сохраняются в вариациях ГКЛ даже во время глобальных минимумов СА, включая Маундеровский (1645-1715), когда было зафиксировано практически полное отсутствие пятен на солнечном диске [17, 18].

Для анализа 11-летней циклической активности на различных частотных и временных интервалах и тесноты связи между вариациями ГКЛ и СА вычислялась вейвлет-когеретность для временных рядов ¹⁰Ве и R (рис. 2). Как видно из рис. 2, в 11-летнем цикле колебания ГКЛ и СА не всегда находились в противофазе в течение последних 300 лет: нарушения фазовой зависимости наблюдается во временных интервалах 1700-1730, 1780-1820, 1910-1940 гг. Во временном интервале 1730-1780 гг. связь практически отсутствовала (рис. 2). Стоит отметить, что три приведенных выше временных интервала с изменением фазовой зависимости между ¹⁰Ве и *R* так или иначе совпадают с периодами глобальных минимумов СА (Маундера (1645-1715), Дальтона (1790-1830) и Глейсберга (1890-1910)). Аналогичные нарушения 11-летнего цикла в данных по космогенному бериллию были отмечены в работах [17-19]. В работах [17, 18] по данным о содержании изтопа во льдах Гренландии было показано, что 11-летние вариации концентрации ¹⁰Ве продолжались во время Маундеровского минимума СА в фазе с соответствующим солнечным циклом. В работе [19] фазовые нарушения между вариациями ГКЛ и *R* в 11-летнем солнечном цикле в 1900-1910 и 1940-1950 гг. объясняют привнесением изотопа в природные архивы Земли крупными космическими телами (кометы, метеориты). В качестве возможной причины таких нарушений нельзя исключить и вулканическую активность, учитывая способность мощных вулканических извержений увеличивать содержание аэрозолей в стратосфере и свойство космогенного 10 Be присоединяться к аэрозольным частицам [4].



Рис. 2. Вейвлет-когерентность чисел Вольфа *R* и Ве¹⁰ (1700-1983). Жирными линиями обозначен уровень значимости 0.05, рассчитанный по методу Монте-Карло относительно красного шума. Стрелки обозначают характер фазовой зависимости между параметрами. Тонкой линией обозначен конус потерь

Fig. 2. Wavelet coherence of Wolf's number R and ¹⁰Be (1700-1983). The 5% significance level calculated using the Monte Carlo method against red noise is shown as a black contour. The arrows indicate the character of the phase dependence between the parameters. The cone of influence is shown by a thin line

Ранее отмечалось, что эффект 22-летней модуляции, связанный с переполюсовкой магнитного поля Солнца, наблюдается как чередование резких и плоских максимумов потоков ГКЛ по данным нейтронного монитора и выражен гораздо слабее по сравнению с 11-летним циклом (рис. 1, *a*). При этом известно, что 22-летняя периодичность обнаружена в вариациях различных климатических параметров во многих регионах земного шара (практически повсеместно), причем часто с амплитудой, превышающей амплитуду 11-летнего цикла [20-29]. В настоящее время основными гелиогеофизическими факторами, влияющими на климат и состояние атмосферы, являются солнечная радиация (включая ультрафиолетовую (УФ) компоненту) [30, 31] и ГКЛ, изменяющие величину облачного покрова, и, как следствие, радиационный баланс [32-35]. Изменения потока солнечного УФ излучения, воздействуя на стратосферную химию, озоновый слой и термическую структуру атмосферы, могут привести к изменениям в атмосферной циркуляции [31]. При этом разогрев атмосферы счет интегральных потоков радиации представляется напрямую за маловероятным, так как по данным ИСЗ величина солнечной радиации («солнечной постоянной») за пределами атмосферы изменяется на 0.1-0.15% от максимума к минимуму 11-летнего солнечного цикла [36]. Поэтому в современных моделях глобальной атмосферы в качестве положительной обратной связи, усиливающей прямое действие, в радиационном блоке учитывают изменения в озоновом слое, связанные с УФ излучением, что позволяет увеличить адекватность модели [37].

Известно, что циклы Швабе присутствуют как в вариациях солнечной радиации (причем амплитуда изменений в УФ части спектра увеличивается на порядки) [30], так и потоков ГКЛ [32, 38]. Что касается 22-летнего цикла, связанного со сменой полярности общего магнитного поля Солнца, то он хотя и присутствует в вариациях потоков ГКЛ (рис. 1, *a*), но практически не заметен в вариациях числа солнечных пятен и солнечной радиации [30, 39]. По данным [39] амплитуда 22-летней цикличности не превышает 10% от амплитуды 11-летнего цикла СА. Модуляция потоков ГКЛ в данном частотном диапазоне также не является значительной [40] (рис. 1, а). Существуют и другие возможные объяснения 22-летней периодичности в климатических вариациях. Одно из них связано с предположением о том, что этот цикл может быть обусловлен откликом климатической системы, которая в данном случае рассматривается как нелинейная динамическая система, на солнечный сигнал (например, удвоение 11летнего солнечного цикла) [23, 24]. Но в рамках этих механизмов не всегда можно объяснить практически повсеместное присутствие 22-летнего цикла в климатических вариациях. В работах [28, 29] было высказано предположение, что 22-летняя периодичность, наблюдаемая в вариациях различных климатических параметров, связана с увеличением количества космической пыли внутри солнечной системы вследствие ослабления величины магнитного поля Солнца при смене знака во время солнечных максимумов. Но для обеспечения достаточного притока космического вещества на Землю, вероятно, должен существовать мощный усилительный механизм, который пока еще не разработан. Поэтому представляет интерес изучить поведение 22-летнего цикла в вариациях гелиогеофизических параметров, а также их связь с изменениями климата на длительных временных шкалах.

Ниже представлены результаты вейвлет-разложения на уровне D_4 и вейвлеткогерентности между древесно-кольцевой хронологией и ¹⁰Be (рис. 3, *a*, и рис. 3, *б*), между хронологией и числами Вольфа *R* (рис. 3, *e*, и рис. 3, *г*), между ¹⁰Be и *R* (рис. 3, *d*, и рис. 3, *e*). Видно, что в диапазоне частот, близком к 22-летнему циклу зависимость между древесным приростом и Be¹⁰ статистически значима (>95%) в интервалах времени 1780-1840 и с 1940 г. до нашего времени (рис. 3, *б*). Когерентность между древесным приростом и числами Вольфа *R* ведет себя подобным образом (рис. 3, *г*). При этом, как и в случае с циклом Швабе, когерентная связь между вариациями ширины годичных колец деревьев и параметрами CA (¹⁰Be и *R*) для 22-летнего цикла проявляется во время, или вблизи глобальных солнечных минимумов, за исключением минимума Глейсберга (рис. 3, *б*, и 3, *г*). Из рис. 3, б, и 3, *г*, следует, что ГКЛ и числа вольфа изменяются в противофазе с приростом годичных колец на временном интервале 1770-1830 гг. На первый взгляд такое поведение может показаться необычным, так как вариации ¹⁰Be и *R* должны быть антикоррелирующими по своей природе (рис. 1, *a*).

Для анализа причин нарушений в 22-летнем цикле СА фазовой зависимости между ГКЛ и СА на рис. 3, e, приведен спектр когерентности между ¹⁰Ве и R. Отчетливо видно, что на значительном временном интервале связь между этими параметрами в 22-летнем цикле СА практически отсутствовала, или была нелинейной, о чем свидетельствует нестационарное фазовое поведение во временном интервале 1870-1900 гг., в то же время вблизи Дальтоновского минимума СА наблюдались почти синфазные вариации ¹⁰Ве и R (рис. 3, e). Такой же фазовый сдвиг в 22-летней вариации (от противофазной к синфазной) был обнаружен в данных по ¹⁰Ве во время минимума Маундера [18]. Такие нарушения в 11- и 22- вариациях ГКЛ во время глобальных минимумов СА, вероятно, вызваны модуляционными эффектами СА, связанными с изменениями угла наклона гелиосферного токового слоя [41].

Кроме того, отчетливо видно, что зависимость вариаций древесного прироста от ¹⁰Ве значительно слабее, по сравнению с зависимостью от R (рис. 3, δ , z). При этом, как уже отмечалось выше, 22-летний цикл CA, связанный с переполюсовкой магнитного поля Солнца, в вариациях чисел Вольфа R и солнечной радиации практически не заметен [30, 39]. Числа Вольфа R традиционно используют для реконструкции интегрального потока солнечной радиации, включая УФ компоненту [30]. В таком случае, практически полное исчезновение пятен на солнечном диске во время глобальных минимумов CA должно свидетельствовать об уменьшении интегрального потока и УФ излучения, но это совсем не означает снижения потоков радиации во всем спектральном диапазоне, например, в инфракрасной и видимой части спектра. Как известно, излучение Солнца в видимом и инфракрасном диапазоне является фотосинтетически активным [42], и наличие значимой когерентности между древесным приростом и числами Вольфа во время глобальных минимумов CA, возможно, свидетельствует о существовании значительных потоков солнечной радиации именно в этой части спектра.

Косвенным подтверждением данного предположения могут являться результаты недавних измерений потоков солнечной радиации на ИСЗ SORCE (Solar Radiation and Climate Experiment), которые показали, что наблюдалось увеличение потока в инфракрасном и видимом диапазоне при снижении общего уровня солнечной радиации во время затяжного минимума СА с 2004 г. по 2007 г. [43]. Наличие сильной когерентной связи древесного прироста с параметрами СА во временном интервале с 1940 г. по настоящее время может

свидетельствовать о приближении очередного глобального минимума активности Солнца с последующим похолоданием, аналогичным Малому ледниковому периоду [44]. Полученные результаты указывают на ГКЛ и солнечное излучение в инфракрасной и видимой частях спектра как на основные факторы СА, определяющие годичный прирост деревьев за полярным кругом.





Fig. 3. Decomposition according to the D_4 level (16-32 years) (*a*) and wavelet coherence (*b*) of the tree-ring chronology of the Kola Peninsula (solid line) and ¹⁰Be (dashed line); the same for tree-ring chronology (solid line) and Wolf's number *R* (dashed line) (*c*, *d*); the same for ¹⁰Be (solid line) and *R* (dashed line). The 5% significance level calculated using the Monte Carlo method against red noise is shown as a black contour. The arrows indicate the character of the phase dependence between the parameters

Выводы

Применение современных методов вейвлет-анализа (вейвлетдекомпозиция, вейвлет-когерентность) позволило выделить фазовые нарушения
тесноты связи между вариациями годичного прироста и основными космофизическими агентами (солнечной радиацией и ГКЛ) в 11- и 22- летнем циклах солнечной активности.

Выявлена достоверная связь между вариациями гелиогеофизических параметров и годичным приростом деревьев в частотном диапазоне, близком к 22-летнему циклу активности Солнца, что подтверждает его солнечую обусловленность.

Наиболее значимыми факторами CA, определяющими годичный прирост деревьев за полярным кругом, являются потоки ГКЛ и солнечной радиации в видимой и инфракрасной частях спектра.

Благодарности. Авторы благодарят сотрудников Сектора космических лучей Полярного геофизического института Балабина Ю.В. и Гвоздевского Б.Б. за возможность свободного использования данных нейтронных мониторов.

Литература

- 1. Beer J., Vonmoos M., Muscheler R. Solar variability over the past several millennia // Space Sci. Rev. 2006. 125. P. 67-79.
- 2. Beer J., McCracken K., von Steiger R. Cosmogenic radionuclides: Theory and applications in the terrestrial and space environments. Heidelberg: Springer, 2012.
- High-resolution records of 10Be in endogenic travertine from Baishuitai, China: A new proxy record of annual solar activity? / H. Xu et al. // Quatern. Sci. 2019. 216. P. 34-46.
- McCracken K. G., Beer J. The annual cosmic-radiation intensities 1391-2014; the annual heliospheric magnetic field strengths 1391-1983, and identification of solar cosmic-ray events in the cosmogenic record 1800-1983 // Solar Phys. 2015. 290. P. 3051-3069.
- 5. Паркер Е. Н. Космические магнитные поля: их образование и проявления. М.: Мир, 1982.
- 6. Use of Be-10 in polar ice to trace the 11-year cycle of solar activity / J. Beer et al. // Nature. 1990. 347. P. 164-166.
- 7. Канатьев А. Г., Шумилов О. И., Касаткина Е. А. Программное обеспечение для дендрохронологических измерений // Приборы и техника эксперимента. 2014. №2. С. 127-130.
- 8. Cook E. R., Kairiukstis L. Methods of Dendrochronology. Dordrecht: Kluwer Academic Publishing, 1990.
- 9. Holmes R. L. Computer-assisted quality control in tree-ring dating and measurement // Tree-Ring Bull. 1983. 44. P. 69-75.
- 10. Torrence C., Compo G. P. A practical guide to wavelet analysis // Bull. American Met. Soc. 1998. 79. P. 61-78.
- 11. Farge M. Wavelet transforms and their applications to turbulence // Annu. Rev. Fluid Mech. 1992. 24. P. 395-457.
- 12. Витинский Ю. И., Копецкий М., Куклин Г. В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986.
- 13. The persistence of solar activity indicators and the descent of the Sun into Maunder Minimum conditions / M. Lockwood et al. // Geophys. Res. Lett. 2011. 38. L22105.

- Lockwood M., Frohlich C. Recent oppositely directed trends in solar climate forcings and the global mean surface air temperature // Proc. R. Soc. 2007. A. 463. P. 2447-2460.
- 15. Abdussamatov H. I. Grand Minimum of the total solar irradiance leads to the Little Ice Age // J. Geol. Geosci. 2011. 2. P. 113.
- 16. Morner N.-A. The approaching new Grand Solar Minimum and Little Ice Age climate conditions // Natural Sci. 2015. 7. P. 510-518.
- 17. Beer J., Tobias S., Weiss N. An active Sun throughout the Maunder minimum // Sol. Phys. 1998. 181. P. 237-249.
- Usoskin I. G., Mursula K., Kovaltsov G. A. Heliospheric modulation of cosmic rays and solar activity during the Maunder minimum // J. Geophys. Res. 2001. 106. P. 16039-16046.
- Временные вариации содержания 10Ве во льдах и солнечная активность / А. В. Блинов и др. // Солнечные данные. 1984. № 8. С. 90-94.
- Пудовкин М. И., Любчич А. А. Проявление циклов солнечной и магнитной активности в вариациях температуры воздуха в Ленинграде // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. 29. С. 359-363.
- Пудовкин М. И., Морозова А. Л. Проявление 22-летнего цикла солнечной активности в вариациях индексов температуры и увлажненности в Швейцарии с 1700 по 1989 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 1999. 39. С. 34-39.
- 22. Башкирцев В. С., Машнич Г. П. Ожидает ли нас глобальное потепление в ближайшие годы? // Геомагнетизм и аэрономия. 2003. 43. С. 132-134.
- Касаткина Е. А., Шумилов О. И., Канатьев А. Г. Проявление циклов солнечной активности в атмосфере Северной Атлантики и Европы // Метеорология и гидрология. 2006. №1. С. 55-59.
- 24. Гусев А.А. Собственные климатические осцилляции, управляемые солнечной активностью // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. 51. С. 133-140.
- 25. Time scales and trends in the Central England temperature data (1659-1990): A wavelet analysis / S. Baliunas et al. // Geophys. Res. Lett. 1997. 24. P. 1351-1354.
- Cook E. R., Meko D. M., Stockton C. W. A new assessment of possible solar and lunar forcing of the bidecadal drought rhythm in the Western United States // J. Climate. 1997. 10. P. 1343-1356.
- 27. Velasco V. M., Mendoza B. Assessing the relationship between solar activity and some large scale climatic phenomena // Adv. Space Res. 2008. 42, 866-878.
- 28. Kasatkina E. A., Shumilov O. I., Lukina N. V., Krapiec M., Jacoby G. Stardust component in tree rings // Dendrochronologia. 2007 . 24. P. 131-135.
- 29. Kasatkina E. A., Shumilov O. I., Krapiec M. On periodicities in long term climatic variations near 68 N, 30 E // Adv. Geosci. 2007. 13. P. 25-29.
- 30. Lean J. R., Beer J., Bradley R. Reconstruction of solar irradiance since 1610, Implications for climate change // Geophys. Res. Lett. 1995. 22. P. 3195-3198.
- Haigh J. D. The impact of solar variability on climate // Science. 1996. 272. P. 981-984.

- Svensmark H., Friis-Christensen E. Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage – a missing link in Solar-climate relationships // J. Atmos. Terr. Phys. 1997. 59. P. 1225-1232.
- Arnold F. Atmospheric aerosol and cloud condensation nuclei formation: A possible influence of cosmic rays? // Space Sci. Rev. 2006. 125. P. 169-186.
- Kasatkina E. A., Shumilov O. I. Cosmic ray-induced stratospheric aerosols: A possible connection to polar ozone depletions // Ann. Geophys. 2005. 23 (3). P. 675-679.
- 35. Effects of image charges on the scavenging of aerosol particles by cloud droplets, and on droplet charging and possible ice nucleation processes / B. A. Tinsley et al. // J. Atmos. Sci. 2000. 57. P. 2118-2134.
- 36. Frohlich C., Lean J. The Sun's total irradiance: cycles, trends and related climate change uncertainties since 1776 // Geophys. Res. Lett. 1998. 25. P. 4377-4380.
- 37. Amplifying the Pacific climate system response to a small 11-year solar cycle forcing / G. A. Meehl et al. // Science. 2009. 325. P. 1114-1118.
- 38. Tinsley B. A., Brown G. W. Solar activity, the QBO, and tropospheric responses // Handb. for MAP. 1989. 29, P. 53-61.
- Mursula K., Usoskin I. G., Kovaltsov G. A. Persistent 22-year cycle in sunspot activity: Evidence for a relic solar magnetic field // Solar Phys. 2001. 198. P. 51-56.
- Webber W. R., Lockwood J. A. Characteristics of the 22-year modulation of cosmic rays as seen by neutron monitors // J. Geophys. Res. 1988. 93, P. 8735-8740.
- 41. Owens M. J., Usoskin I., Lockwood M. Heliospheric modulation of galactic cosmic rays during grand solar minima: Past and future variations // Geophys. Res. Lett. 2012. 39. L19102.
- 42. Fitter A. H., Hay R. K. M. Environmental physiology of plants, 3rd edition. London: Academic Press, 2002.
- 43. Trends in solar spectral irradiance variability in the visible and infrared / J. W. Harder et al. // Geophys. Res. Lett. 2009. 36. L07801
- 44. Шумилов О. И., Касаткина Е. А. Вековые минимумы солнечной активности в древесно-кольцевых хронологиях Кольского полуострова: что нас ожидает? // Труды Кольского научного центра РАН. Гелиогеофизика. 2019.

Сведения об авторах

Касаткина Елена Алексеевна

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

Шумилов Олег Иванович

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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.111-124 УДК 616-00+57.045

Н.К. Белишева, Р.В. Москвин

МОДУЛЯЦИЯ ГЕОКОСМИЧЕСКИМИ АГЕНТАМИ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЗАБОЛЕВАНИЙ ДЕТСКОГО НАСЕЛЕНИЯ В МУРМАНСКОЙ ОБЛАСТИ

Аннотация

Выявлены кластеры территорий (муниципальных образований) на Кольском Севере с диаметрально противоположной модуляцией геокосмическими агентами уровня распространенности заболеваний детского населения (0-14 лет) социально-значимыми болезнями. Показано, что распространенность заболеваниями крови, кроветворных органов и отдельными нарушениями, вовлекающие иммунный механизм, а также анемиями практически на всех территориях Кольского Севера возрастает при снижении геомагнитной активности и возрастании интенсивности нейтронов у поверхности Земли.

Ключевые слова:

распространенность заболеваний, детское население, геокосмические агенты

N.K. Belisheva, R.V. Moskvin

MODULATION BY GEOCOSMIC AGENTS OF THE PREVALENCE OF DISEASES OF THE CHILDREN'S POPULATION IN THE MURMANSK REGION

Abstract

Clusters of territories (municipalities) in the Kola North with diametrically opposite modulation by geocosmic agents of the level of prevalence of diseases of the child population (0-14 years) with socially significant diseases have been identified. It has been shown that the prevalence of blood diseases, blood-forming organs and certain disorders involving the immune mechanism, as well as anemia, in almost all territories of the Kola North increases with a decrease in geomagnetic activity and with an increase in the intensity of neutrons at the Earth's surface..

Keywords:

prevalence of diseases, children, geospace agents

Введение

Мурманская область находится в Арктической зоне РФ, где высокоширотный вклад в заболеваемость населения обусловлен, прежде всего, высокой степенью изменчивости физической среды, связанной со строением магнитосферы Земли в области овала полярных сияний. При взаимодействии магнитосферы Земли с потоком заряженных частиц, испускаемых Солнцем, именно в высоких широтах колебания переменного геомагнитного поля (ГМП) и интенсивности космических лучей (КЛ) у поверхности Земли проявляются в экстремальной форме. Эти колебания отражаются в динамике функционального состояния организма человека [1-7], что предопределяет более высокую чувствительность жителей высоких широт к воздействию сопутствующих агентов токсической природы, содержащихся в окружающей среде [8]. Кооперативное воздействие природных факторов среды, включающих высокоширотные вариации ГМП и интенсивности КЛ, природные источники ионизирующего излучения (ИИИ), обусловленные элементным составом земной коры, особенности геохимических провинций в сочетании с разнообразными токсическими агентами, загрязняющими арктические территории, отражается в структуре заболеваемости населения, проживающего на территориях с различными вкладами приоритетных загрязнителей [9]. Выяснение причинноследственных связей между интегративным воздействием среды обитания на организм человека и структурой заболеваемости населения на определенной территории представляет собой чрезвычайно важную, но исключительно трудную фундаментальную и прикладную задачу [10].

Сложность проблемы усугубляется высоким уровнем контаминации арктической среды разнородными по своей химический и физической природе агентами, которые в сочетании с природными вкладами в состояние организма могут приводить к разнообразным эффектам совместного воздействия: к аддитивным эффектам, к синергизму положительному или отрицательному, к антагонизму, к коалитивному эффекту, в результате которого может возникнуть качественно новый эффект, не возникающий при раздельном воздействии [10].

Особенность территориального размещения отраслей промышленности Кольского Севера заключается в повышенной плотности предприятий и городов в центральной части Кольского полуострова в направлении юг – север с ответвлениями к западу в районе г. Кандалакша, к востоку в районе г. Оленегорска (Ловозерский промышленный узел) и к северо-западу в районе г. Мурманска (Печенгский промышленный узел). В этих районах расположены все крупные предприятия градообразующего типа, являющиеся основными источниками техногенного загрязнения среды [9, 11]. Структура территориальной распространенности заболеваний в Мурманской области, в значительной мере, отражает степень и характер загрязнения среды токсическими соединениями [9, 11, 12, 13].

Вместе с тем, показано, что динамика ежегодной распространенности таких заболеваний, как болезни костно-мышечной системы и соединительной ткани (КМССТ), мочекаменной болезни (МКБ) сопряжена с вариациями геофизических агентов, несмотря на различные локальные территориальные вклады техногенной компоненты в здоровье населения [13, 14]. Это означает, что вариации геокосмических агентов, как физических факторов среды, могут влиять на физико-химические процессы в организме [15-19], модулируя функциональное состояние организма, независимо от территории проживания и вносить определенный вклад в распространенность заболеваний. В настоящее время показано, что электромагнитные поля (ЭМП) в сочетании с токсическими агентами и промоторами канцерогенеза, могут приводить к синергизму воздействий, способствуя развитию паталогических процессов [10, 19-23].

Цель данного исследования состояла в оценке вклада геокосмических агентов в модуляцию распространенности заболеваний детского населения в Мурманской области, поскольку по сумме болезней отдельным классам заболеваний и нозологическим формам, регистрируемым в рамках Федерального информационного фонда в 2012 – 2014 гг., заболеваемость детского населения на Кольском Севере превышала среднероссийские уровни в среднем на 30–40 % на протяжении многих лет [9]. Знание о степени зависимости детского организма от

варьирующих факторов окружающей среды будет способствовать прогнозам заболеваемости и разработке профилактических мероприятий, ведущих к повышению резервных возможностей организма.

Материал и методы

В работе использовали данные статистического сборника «Заболеваемость населения Мурманской области 2006-2010» [12], а также данные Мурманского областного медицинского информационно-аналитического центра за 2011-2016 гг. Из статистических источников заболеваемости населения Мурманской области были отобраны территориальные ежегодные показатели распространенности заболеваний детей 0-14 лет, нормированные на 1000 человек соответствующего населения за период с 2006 по 2016 гг. Геофизические данные включали показатели солнечной активности (СА), ассоциированной с вариациями геофизических агентов у поверхности Земли (индексы геомагнитной активности (ГМА)), (ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft data); показатели скорости счета наземного нейтронного монитора, отражающего вариации потока космических лучей (КЛ) у поверхности Земли и в околоземном пространстве на широте проведения исследований (станция нейтронного монитора Полярного геофизического института РАН, г. Апатиты). Данные статистически обрабатывались с применением пакета программ STATISTICA 10, построение графиков осуществлялось с применением графического редактора ORIGIN.

Результаты и обсуждение

Для оценки вклада геокосмических агентов в модуляцию распространенности заболеваний детского населения 0-14 лет были привлечены данные по общей территориальной заболеваемости детей социально-значимыми болезнями: новообразованиями, болезнями эндокринной системы, включая сахарный диабет, болезнями нервной системы и органов чувств (эпилепсия, эпилептический статус), болезнями крови, кроветворных органов и отдельными нарушениями, вовлекающие иммунный механизм (анемии).

В Таблицах 1, 2, 3, 4, 5, 6 геофизические агенты, для которых установлены значимые (p<0.05) корреляции с показателями заболеваемости, имеют следующие обозначения: NM – скорость счета наземного нейтронного монитора, (counts/s); IMF - средние значения напряженности межпланетного магнитного поля (ММП), нТл; Вх, GSE – значение вектора Вх, ММП в геоцентрической солнечно-эклиптической системе координат (GSE), нТл; sigma-Bx - стандартное отклонение в GSE среднего значения Х-компоненты ММП, нТл; sigma-Bz стандартное отклонение в (GSE) среднего значения Z-компоненты ММП, нТл; Bulk speed – скорость солнечного ветра (CB), км/с; Flow Pressure – давление потока солнечного ветра (CB), Р (nPa); sigma-n – стандартное отклонение среднего значения плотности потока частиц в солнечном ветре (СВ), N/cm⁻³; sigma-phi-V, sigma-theta-V – стандартные отклонения угловых характеристик солнечного ветра (CB), градусы; Alfven mach number альфвеновское число Маха (Ма=(V·Np^{0.5})/20·В) – характеристика плазмы CB; R – характеристика солнечной активности (СА) по числу пятен; АЕ – индекс геомагнитной активности в области полярного овала, нТ; F10.7 – характеристика потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 СМ (f= 2800 МГц, солнечные единицы потока (с.е.п.), 1 с.е.п.=10⁻²² Вт); Makh – магнитозвуковое число, характеризующее свойства плазмы CB.

В Таблице 1 показаны коэффициенты корреляции между территориальной общей заболеваемостью новообразованиями у детей 0-14 лет и геокосмическими агентами, ассоциированными с солнечной активностью (СА).

Можно видеть, что распространенность заболеваний новообразованиями у детей в г. Мурманске, в г. Апатитах, в г. Кандалакше, в Ковдорском, Кольском, Ловозерском районах, в г. Полярные Зори, в Снежногорске значимо (p<0.05) коррелирует с геофизическими индексами, характеризующими СА (напряженность межпланетного магнитного поля (IMF), числа Вольфа (R), потоки солнечного радиоизлучения (F10.7), высокоширотный индекс геомагнитной активности AE). Знаки корреляции с индексами, характеризующими геокосмические агенты, показывают, что в годы высокой СА и высокой ГМА на выше приведенных территориях число зарегистрированных случаев новообразований у детей возрастает.

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между ежегодными значениями территориальной общей заболеваемостью новообразованиями у детей 0-14 лет в Мурманской области и среднегодовыми значениями параметров геокосмических агентов за период с 2006 по 2016 гг. Маркированные серым цветом ячейки с коэффициентами, выделенными жирным курсивом, соответствуют уровню значимости (*p*<0.05)

Table 1. Correlation coefficients between the annual values of the territorial total incidence of neoplasms in children 0-14 years old in the Murmansk region and the average annual values of the parameters of geocosmic agents for the period from 2006 to 2016 years. Cells marked in gray with coefficients in bold italics correspond to

	NM	IMF	sigma -phi-V	sigma- theta- V	Alfve n mach numb er	R	AE	F10.7
г. Мурманск	-0,64	0,78	0,50	0,60	-0,65	0,51	0.66	0,58
г. Апатиты	-0,39	0,20	0,71	0,63	-0,57	0,69	0,06	0,63
г. Кандалакша	-0,63	0,45	0,37	0,67	-0,58	0,76	0,16	0,80
Ковдорский р-н	-0,30	0,61	0,10	0,21	-0,29	0,11	0,66	0,16
Кольский р-н	-0,73	0,80	0,84	0,78	-0,84	0,66	0,81	0,66
Ловозерский р-н	-0,46	0,75	0,62	0,52	-0,61	0,32	0,69	0,36
г. Полярные Зори	-0,68	0,51	0,55	0,64	-0,67	0,65	0,53	0,63
Снежногорск	-0,51	0,37	0,66	0,69	-0,68	0,69	0,22	0,68
п. Видяево	-0,70	0,49	0,59	0,58	-0,55	0,57	0,46	0,60
В целом	-0,73	0,84	0,68	0,75	-0,79	0,66	0,70	0,71

significance level (p < 0.05)

В Таблице 2 представлены альтернативные связи между общей заболеваемостью новообразованиями у детей и геокосмическими агентами. В г. Мончегорске, в г. Североморске, в Печенгском районе распространенность заболеваний новообразованиями у детей возрастает при снижении СА и возрастании потоков космических лучей (КЛ), регистрируемых у поверхности Земли по скорости счета наземным нейтронным монитором.

Альтернативный характер связи между распространенностью заболеваний новообразованиями у детей на разных территориях свидетельствует о роли локальных вкладов токсических агентов, преобладающих на данной территории, в состояние организма детей и реакцию отклика не внешние воздействия. Можно допустить, что геокосмические агенты являются кофакторами заболеваемости, модулируя напрямую или опосредовано эффекты воздействия канцерогенных и/или генотоксических веществ, содержащихся в окружающей среде. Можно также предположить, что СА ассоциирована с климатическими вариациями и количеством выпадающих осадков. В этом случае причиной распространенности новообразований у детей могли бы быть осадки, содержащие аэрозоли с канцерогенными агентами, которые и могли бы стать основным фактором, или кофактором в промоции заболеваемости детей новообразованиями. Для выяснения причины таких различий в ассоциации распространенности заболеваний новообразованиями у детей на разных территориях с геокосмическими агентами требуются дополнительные исследования.

Таблица 2. Коэффициенты корреляции между ежегодными значениями территориальной общей заболеваемостью новообразованиями у детей 0-14 лет в Мурманской области и среднегодовыми значениями параметров геокосмических агентов за период с 2006 по 2016 гг. Маркированные серым цветом ячейки с коэффициентами, выделенными жирным курсивом, соответствуют уровню значимости (*p*<0.05)

Table 2. Correlation coefficients between the annual values of the territorial total incidence of neoplasms in children 0-14 years old in the Murmansk region and the average annual values of the parameters of geocosmic agents for the period from 2006 to 2016 years. Cells marked in gray with coefficients in bold italics correspond to

significance level (p <0.05)									
Территории	NM	IMF	sigma- Bz	Bulk speed	R	AE- index	f10.7	Makh	
г,Мончегорск	0,68	-0,71	-0,71	-0,16	-0,49	-0,72	-0,53	0,47	
г,Североморск	0,47	-0,31	-0,47	0,66	-0,61	-0,01	-0,68	0,80	
Печенгский р- н	0,74	-0,81	-0,84	-0,01	-0,65	-0,67	-0,65	0,69	

significance level (p < 0.05)

В Таблице 3 можно видеть корреляцию между общей заболеваемостью детей эндокринными расстройствами и геокосмическими агентами. Как и в случае с распространенностью новообразованиями среди детей, территориальная распространенность эндокринными расстройствами также распределяется по двум группам территорий: с положительной связью заболеваемости эндокринной системы CA И с отрицательной. Причем с возрастанием С СА общая заболеваемость эндокринными расстройствами значимо (р<0.05) возрастает в г. Кандалакше, в Кольском районе. В г. Мончегорске, в Ловозерском районе, в п. Виляево коэффициенты корреляции с СА (R индекс) составляют r=0.51, r=0.60 и r=0.55, соответственно, (p > 0.05). С ГМА общая заболеваемость эндокринными расстройствами возрастает в Североморске, в Ловозерском (p<0.05). В г. Кировске, в Ковдорском и в Печенгском районе,

районах, в г. Полярные Зори общая заболеваемость эндокринными расстройствами (p < 0.05) возрастает при возрастании интенсивности нейтронов у поверхности Земли и при снижении СА и ГМА. В эту же группу территорий можно включить г. Мурманск, г. Апатиты, хотя значимость коэффициентов корреляции между общей заболеваемостью эндокринными расстройствами и индексами СА, ГМА на этих территориях не достигает уровня p < 0.05.

Таблица 3. Коэффициенты корреляции между ежегодными значениями общей заболеваемости детей 0-14 лет болезнями эндокринной системы и в Мурманской области и среднегодовыми значениями параметров геокосмических агентов за период с 2006 по 2016 гг. Маркированные серым цветом ячейки с коэффициентами, выделенными жирным курсивом, соответствуют уровню значимости (*p*<0.05)

Table 3. Correlation coefficients between the annual values of the overall morbidity of children 0-14 years old with diseases of the endocrine system in the Murmansk region and the average annual values of the parameters of geocosmic agents for the period from 2006 to 2016. Cells marked in gray with coefficients in bold italics correspond to significance level (n < 0.05)

Территории	NM	IMF	Bx,GS E	sigma- Bx	sigma- n	Alfven mach numbe r	R	AE
г. Мурманск	0,42	-0,39	0,34	-0,36	0,02	0,25	-0,30	-0,43
г. Апатиты	0,23	-0,58	0,66	-0,68	-0,45	0,23	0,00	-0,67
г. Кандалакша	-0,58	0,60	0,50	0,40	0,07	-0,81	0,68	0,44
г. Кировск	0,78	-0,86	-0,22	-0,70	-0,34	0,95	-0,80	-0,67
г. Мончегорск	-0,22	0,06	0,71	-0,21	-0,41	-0,41	0,51	-0,22
г. Оленегорск	0,04	0,04	0,74	-0,08	-0,10	-0,27	0,06	-0,20
г. Североморск	-0,29	0,62	-0,41	0,73	0,64	-0,37	0,09	0,69
Ковдорский р- н	0,82	-0,80	0,42	-0,71	-0,40	0,74	-0,73	-0,65
Кольский р-н	-0,80	0,79	0,03	0,63	0,33	-0,88	0,81	0,56
Ловозерский р-н	-0,64	0,63	-0,40	0,56	0,39	-0,61	0,60	0,66
Печенгский р- н	0,79	-0,73	0,40	-0,73	-0,65	0,67	-0,60	-0,64
Терский район	0,14	-0,08	0,52	-0,23	-0,41	-0,07	-0,13	-0,29
г.Полярные Зори	0,77	-0,81	0,43	-0,85	-0,66	0,67	-0,66	-0,83
г. Снежногорск*	0,32	-0,31	0,27	-0,47	-0,75	0,21	-0,30	-0,21
п.Видяево	-0,27	0,09	0,63	-0,11	-0,17	-0,42	0,55	-0,21
В целом	0,50	-0,49	0,60	-0,52	-0,24	0,89	-0,33	-0,56

Однако в отличие от общей заболеваемости эндокринными расстройствами, общая заболеваемость детей одной из форм эндокринных расстройств – сахарным диабетом, преимущественным образом сопряжена с возрастанием СА и ГМА. (Таблица 4), за исключением Ковдорского района. Вероятно, локальные особенности контаминации территории Ковдорского района таковы, что характер связи с геокосмическими агентами изменился на

противоположный по сравнению со всеми другими территориями Мурманской области.

Таблица 4. Коэффициенты корреляции между ежегодными значениями общей заболеваемости детей 0-14 лет болезнями эндокринной системы (сахарный диабет) и среднегодовыми значениями геокосмических агентов за период с 2006 по 2016 г.г.: Маркированные серым цветом ячейки с коэффициентами, выделенными жирным курсивом, соответствуют уровню значимости (*p*<0.05)

Table 4. Correlation coefficients between the annual values of the general incidence of diseases of the endocrine system (diabetes mellitus) of children 0-14 years old and the average annual values of geocosmic agents for the period from 2006 to 2016: Gray-marked cells with coefficients in bold italics correspond to the

Территории	NM	IMF	Bulk speed	AE	f10.7	Makh
г.Мурманск	-0,78	0,85	0,06	0,74	0,72	-0,66
г.Апатиты	-0,73	0,83	-0,01	0,76	0,64	-0,65
г. Кандалакша	-0,17	0,11	-0,15	-0,13	0,45	-0,34
г.Кировск	-0,61	0,65	0,06	0,64	0,53	-0,48
г.Мончегорск	-0,47	0,71	0,13	0,67	0,43	-0,46
г.Оленегорск	-0,81	0,86	0,18	0,79	0,78	-0,68
г.Североморск	-0,48	0,68	0,32	0,75	0,27	-0,23
Ковдорский р-н	0,46	-0,19	0,61	-0,03	-0,61	0,74
Кольский р-н	-0,63	0,75	-0,17	0,57	0,58	-0,73
Печенгский р-н	-0,83	0,84	0,01	0,68	0,78	-0,69
Терский р-н	-0,44	0,18	-0,35	0,07	0,52	-0,63
г.Полярные Зори	-0,67	0,71	-0,01	0,59	0,61	-0,65
г.Снежногорск*	-0,49	0,62	-0,20	0,50	0,40	-0,60
п.Видяево	-0,51	0,72	0,17	0,58	0,56	-0,46
В целом	-0,70	0,82	0,09	0,76	0,64	-0,63

significance level (p < 0.05)

Альтернативный характер связи между территориальной заболеваемостью и вариациями геокосмических агентов выявлен также для общей заболеваемости детей 0-14 лет болезнями нервной системы и органов чувств (эпилепсия, эпилептический статус), Таблица 5.

В Таблице 5 показано распределение территориальной заболеваемости болезнями нервной системы и органов чувств (эпилепсия, эпилептический статус), у детей 0-14 лет, по знаку связи с геокосмическими агентами: заболеваемость эпилепсией, эпилептическим статусом возрастает в г. Мурманске, в г. Апатитах, в г. Мончегорске, Печенгском районе, в п. Видяево при возрастании интенсивности КЛ и снижении ГМА. На территориях г. Кандалакши, г. Кировска, г. Североморска, Кольского и Терского районов, г. Полярные Зори, напротив, заболеваемость возрастает при снижении интенсивности КЛ и возрастании СА и ГМА. Таблица 5. Коэффициенты корреляции между ежегодными значениями общей заболеваемости детей 0-14 лет болезнями нервной системы и органов чувств (эпилепсия, эпилептический статус) и среднегодовыми значениями геокосмических агентов за период с 2006 по 2016 г.г Маркированные серым цветом ячейки с коэффициентами, выделенными жирным курсивом, соответствуют уровню значимости (*p*<0.05)

Table 5. Correlation coefficients between the annual values of the general incidence of diseases of the nervous system and sensory organs (epilepsy, status epilepticus) of children 0-14 years old and the average annual values of geocosmic agents for the period from 2006 to 2016. Gray-marked cells with coefficients in bold italics correspond to significance level (p < 0.05)

Территории	NM	IMF	sigma- Bz	Bulk speed	R	AE	f10.7
г. Мурманск	0,35	-0,24	-0,37	0,67	-0,44	0,02	-0,42
г. Апатиты	0,64	-0,63	-0,68	0,24	-0,66	-0,45	-0,62
г. Мончегорск	0,79	-0,90	-0,83	-0,28	-0,66	-0,87	-0,67
Печенгский р-н	0,90	-0,80	-0,84	0,15	-0,78	-0,62	-0,77
п. Видяево	0,48	-0,64	-0,51	-0,35	-0,31	-0,65	-0,37
В целом	0,09	0,05	-0,10	0,83	-0,12	0,29	-0,11
г. Кандалакша	-0,54	0,53	0,53	0,09	0,71	0,42	0,67
г. Кировск	-0,63	0,82	0,76	0,11	0,53	0,71	0,57
Г. Североморск	-0,52	0,73	0,65	0,09	0,47	0,59	0,50
Кольский р-н	-0,75	0,57	0,72	-0,42	0,83	0,33	0,81
Терский р-н	-0,88	0,75	0,85	-0,22	0,75	0,63	0,76
Полярные Зори	-0,66	0,65	0,65	0,05	0,70	0,51	0,68

Альтернативный характер связи между заболеваемостью на отдельных территориях Мурманской области новообразованиями, болезнями эндокринной системы, болезнями нервной системы и органов чувств (эпилепсия эпилептический статус) и вариациями геокосмических наглядно представлен на Рис. 1.

Контрастный характер связи между территориальной заболеваемостью детей сходными нозологическими формами и геокосмическими агентами дает основание для исследований причинно-следственных связей между особенностями загрязнения территории проживания, физическими свойствами воздействующих геокосмических агентов и структурой заболеваемости детского населения на территориях сравнения.

Анализ связи между общей заболеваемостью детей 0-14 лет болезнями крови, кроветворных органов и отдельными нарушениями, вовлекающие иммунный механизм, в том числе анемиями и геокосмическими агентами выявил прямую, однозначную корреляцию практически на всех территориях с плотностью потоков космических лучей, сопряженную с интенсивностью нейтронов у поверхности Земли. В качестве примера, в Таблице 6 показаны коэффициенты корреляции между общей заболеваемостью детей 0-14 лет болезнями крови, кроветворных органов и отдельными нарушениями, вовлекающие иммунный механизм (анемиями) и среднегодовыми значениями геокосмических агентов за период с 2006 по 2016 г.г.



Рис. 1. Динамика ежегодной общей заболеваемости детей 0-14 лет на ведомственных территориях Мурманской области и вариации геофизических агентов. Новообразования: А - Мончегорск (2), Североморск (3), Печенгский р-н (4); А1- Мурманск (2), Ковдорский р-н (3), 4- Кольский р-н (4), Ловозерский р-н (5). Эндокринные заболевания: Б – Кировск (1), Ковдорский р-н (2), Печенгский р-н (3), Полярные Зори (4); Б1- Североморск (2), Кольский р-н (3), Ловозерский р-н (4). Эпилепсия: В- Апатиты (2), Мончегорск (3), Печенгский р-н (4), Видяево (5); В1-Кандалакша (2), Кировск (3), Североморск (4), Кольский р-н (5), Терский р-н (6), Полярные Зори (7), sigma-theta-V (1). A(1), Б(5), B(1) - скорость счета нейтронного монитора; A1(1), Б1(1) - АЕ –индекс. По оси абсцисс – годы (2006-2016); по оси ординат нормированные значения ежегодной территориальной заболеваемости и значений индексов геокосмических агентов

В Таблице 6 можно видеть, что общая заболеваемость детей анемиями на преобладающем числе территорий сопряжена с возрастанием интенсивности нейтронов у поверхности Земли, и при возрастании СА и ГМА распространенность анемий снижается. Исключение представляют Терский и Ловозерский районы, на территории которых отсутствует значимая связь между общей заболеваемостью анемиями и вариациями интенсивности нейтронов. Однако и в Ловозерском районе заболеваемость анемиями снижается при возрастании геоэффективного показателя «Flow Pressure» (Таблица 6), ассоциированного с возрастанием ГМА (коэффициент корреляции между показателем «Flow Pressure» и AE-индесом r=0.88, p < 0.05). И только на территории Терского района, распространенность заболеваний анемиями имеет положительную корреляцию с «Flow Pressure» и с ГМА (АЕ-индекс, Таблица 6). Связь между заболеваемостью крови у детей и интенсивностью нейтронов у поверхности Земли подтверждает ранее полученные данные не только о биоэффективности нейтронной компоненты вторичных КЛ [3, 7, 24], но также о высокой чувствительности системы крови к вариациям интенсивности нейтронной компоненты на поверхности Земли [24] и к геокосмическим агентам [25] и возможности модуляции тепловыми и медленными нейтронами (естественного происхождения) функциональных показателей крови, лежащих в основе неспецифической иммунорезистентности [24].

Таблица 6. Коэффициенты корреляции между общей заболеваемостью детей 0-14 лет болезнями крови, кроветворных органов и отдельными нарушениями, вовлекающие иммунный механизм (анемии) и среднегодовыми значениями геокосмических агентов за период с 2006 по 2016 г.г. Маркированные серым цветом ячейки с коэффициентами, выделенными жирным курсивом, соответствуют уровню значимости (*p*<0.05)

Table 6. Correlation coefficients between the overall incidence of children 0-14 years old with diseases of the blood, blood-forming organs and certain disorders involving the immune mechanism (anemia) and the average annual values of geocosmic agents for the period from 2006 to 2016. Cells marked in gray with coefficients in bold italics correspond to significance level (n < 0.05)

Территории	NM	IMF	sigma -Bz	Flow Pressure	R	AE-	f10.7
г. Мурманск	0,65	-0,57	-0,62	-0,45	-0,48	-0,73	-0,44
г. Апатиты	0,78	-0,79	-0,84	-0,36	-0,79	-0,64	-0,78
г. Кандалакша	0,81	-0,77	-0,80	-0,56	-0,77	-0,77	-0,76
г. Кировск	0,64	-0,66	-0,67	-0,27	-0,62	-0,45	-0,64
г. Мончегорск	0,87	-0,69	-0,81	-0,28	-0,78	-0,56	-0,74
г. Североморск	0,70	-0,73	-0,74	-0,41	-0,68	-0,62	-0,70
Ковдорский р-н	0,82	-0,76	-0,83	-0,34	-0,84	-0,65	-0,81
Кольский р-н	0,83	-0,95	-0,93	-0,72	-0,69	-0,80	-0,74
Ловозерский р-н	0,00	-0,30	-0,06	-0,64	0,23	-0,40	0,18
Печенгский р-н	0,63	-0,52	-0,64	0,00	-0,69	-0,31	-0,67
Терский р-н	-0,17	0,50	0,33	0,71	-0,03	0,63	-0,06
Полярные Зори	0,47	-0,61	-0,64	-0,63	-0,29	-0,64	-0,34
п. Видяево	0,52	-0,59	-0,55	-0,67	-0,32	-0,54	-0,40
В целом	0,91	-0,87	-0,93	-0,46	-0,88	-0,75	-0,86

В данном сообщении мы не будем обсуждать возможные причины альтернативной связи между распространенностью определенных заболеваний на ведомственных территориях Мурманской области и геокосмическими агентами. Эта тема требует отдельного рассмотрения, выходящего за рамки регламентируемого объема публикации. Тем не менее, следует подчеркнуть, что независимо от характера локального загрязнения территории проживания, распространенность заболеваний среди детей 0-14 лет в Мурманской области модулируется геокосмическими агентами посредством двухфакторного механизма с альтернативным действием: вариациями геоэффективных агентов в СВ, ассоциированных с возрастанием ГМА у поверхности Земли, и интенсивностью нейтронов у поверхности Земли, ассоциированной с плотностью потоков КЛ в околоземном пространстве. Вариации ГМП и интенсивности нейтронов (нуклонов) у поверхности Земли и составляют единый двухфакторный механизм, который модулирует функциональное состояние биосистем посредством «дозового» соотношения воздействий. Локальная территориальная контаминация генотоксическими, токсическими и канцерогенными агентами оказывает влияние на конечный результат такой модуляции, предопределяя более высокую чувствительность организма к вариациям ГМА или к вариациям интенсивности нуклонов у поверхности Земли. Хочется надеяться, что в будущем представится возможность проверить эту гипотезу.

Таким образом, выявлены кластеры территорий (муниципальных образований) на Кольском Севере с диаметрально противоположной модуляцией геокосмическими агентами уровня заболеваемости детского населения (0-14 лет) социально-значимыми болезнями.

Обнаружено, что заболеваемость на территории Мурманской области модулируется двухфакторным механизмом глобального происхождения с альтернативной направленностью – потоками космических лучей и солнечным ветром. На отдельных территориях выявлено преобладающее воздействие одного из двух факторов такого механизма. Исключение составляют заболевания крови, кроветворных органов и отдельные нарушения, вовлекающие иммунный механизм, включая анемии, которые практически однонаправленно возрастают при возрастании потоков КЛ.

Заключение

Выявлены кластеры территорий (муниципальных образований) на Кольском Севере с диаметрально противоположной молуляцией геокосмическими агентами уровня заболеваемости детского населения (0-14 лет) социально-значимыми болезнями (новообразования, заболевания эндокринной системы, заболевания нервной системы, включая эпилепсию). Показано, что распространенность болезней крови, кроветворных органов и отдельных нарушений, вовлекающих иммунный механизм, включая анемии, практически на всех территориях Кольского Севера возрастают при снижении ГМА и возрастании интенсивности нейтронов у поверхности Земли. В дальнейших исследованиях предполагается выявление причиннопоказателей следственных связей между критическими значениями заболеваемости детского населения и состоянием среды проживания.

Работа выполнена по теме 0226-2016-0007 «Изучение интегративных эффектов и механизмов раздельного и комбинированного воздействия природных факторов арктической среды и сопутствующих агентов на организм коренного и пришлого населения, проживающего в Арктическом регионе. Разработка новых «здоровье сберегающих технологий», ориентированных на особенности проживания в экстремальных условиях Арктики», № гос. Регистрации АААА-А17-117020110070-6.

Литература

- 1. Белишева Н.К. и др. Качественная и количественная оценка воздействия вариаций геомагнитного поля на функциональное состояние мозга человека // Биофизика. 1995. вып.5, с.1005-1012.
- 2. Белишева Н.К. Вклад высокоширотных гелиогеофизических агентов в заболеваемость населения Евро-Арктического региона //Вестник Уральской медицинской академической науки, №2(48), Екатеринбург, 2014. С. 5-11.
- 3. Variations in the Neutron Intensity near the Earth's Surface Modulate the Functional State of the Blood /Belisheva et al// Doklady Biochemistry and Biophysics. 2006. Vol. 407. pp. 83–87.
- 4. Психофизиологические эффекты гелиогеомагнитных и метеотропных явлений у лиц, проживающих в высоких широтах/Рожков В.П. и др.// Физиология человека. 2014. том 40. № 4. с. 51–64.
- 5. Оценка влияния геомагнитной и солнечной активности на биоэлектрические процессы мозга человека с помощью структурной функции/Рожков и др.// Российский физиологический журнал им. И.М. Сеченова. 2016. Т.102, № 12. С.1479-1494.
- 6. Сороко С.И. и др. Амплитудно-частотные и пространственно-временные перестройки биоэлектрической активности мозга человека при сильных возмущениях геомагнитного поля // Вестник СВНЦ ДВО РАН. №4. 2013. С.111-122.
- 7. The effects of cosmic rays on biological systems an investigation during GLE events/ Belisheva N. et al. // Astrophys. Space Sci. Trans., 8, 7–17, 2012.
- 8. Белишева Н.К. Интегральные эффекты воздействия высокоширотных геофизических агентов и локальной контаминации среды на организм человека в условиях Арктики // ACTA NATURAE. Спец. выпуск, том 1 2019. С.144-145.
- Доклад о состоянии и об охране окружающей среды Мурманской области в 2016 году. Мурманск. 2017. 180 с. «Состояние здоровья населения в Мурманской области по данным Министерства природных ресурсов и экологии Мурманской области».
- Manti L., D'Arco A. Cooperative biological effects between ionizing radiation and other physical and chemical agents // Mutation Research 704 (2010) 115– 122.
- 11. Belisheva N.K.Comparative Analysis of Morbidity and Elemental Composition of Hair Among Children Living on Different Territories of the Kola North. O.V. Frank-Kamenetskaya et al (eds.), Processes and Phenomena on the Boundary Between Biogenic and Abiogenic Nature. Springer Nature. 2019. PP.803-827.

- 12. Заболеваемость населения Мурманской области 2006-2010 годы. Статистический сборник.// Комитет по здравоохранению Мурманской области. Мурманский областной медицинский информационноаналитический центр. Мурманск, 2011. 216 с.
- 13. Белишева Н.К., Мегорский В.В. Заболеваемость населения в Заполярье, обусловленная особенностями минерального обмена при высокой неоднородности природной и техногенной среды // Вестник Кольского научного центра РАН. 2017. №4. С. 5-20.
- 14. Завадская Т.С. и др. Анализ вкладов геофизических агентов и эндогенной микрофлоры в заболеваемость мужчин болезнями мочеполовой системы на Кольском Севере // Вестник уральской медицинской академической науки, 2018. Том 15. № 2. С. 162-175.
- 15. Tekutskaya E. E., Barishev M. G., Ilchenko G. P. Generation of oxygen active forms under the action of SHF Radiation and their genotoxic effect. Aviakosmicheskaya i Ekologicheskaya Meditsina. 2018. 52 (1). 56-61 (In Russ.).
- 16. Карнаухов А.В., Новиков В.В. Теоретический подход к анализу кооперативных эффектов движения ионов в растворе при действии слабых магнитных полей // Биофизика. 1996. Т. 41. В. 4. С. 916-918.
- 17. Новиков В.В., Фесенко Е.Е. Гидролиз ряда пептидов и белков в слабых комбинированных постоянном и низкочастотном переменном магнитных полях // Биофизика. 2001. Т. 46. В. 2. С. 235-241.
- 18. Опалинская А.М., Агулова Л.П. Влияние естественных и искусственных ЭМП на физико-химические и элементарные биологические системы. Томск: Изд-во Томского университета. 1984. 192 с.
- Павлова Р.Н., Музалевская Н.И., Соколовский В.В. Некоторые биохимические аспекты действия слабых низкочастотных магнитных полей. // Реакция биологических систем на магнитные поля. М.: Наука, 1978. С. 49-58.
- 20. A Prospective Study of In-utero Exposure to Magnetic Fields and the Risk of Childhood Obesity/Li De-Kun et al.//Scientific reports | 2 : 540.
- 21. Григорьев Ю.Г. Роль модуляции в биологическом действии электромагнитного излучения. // Радиационная биология. Радиоэкология. 1996. Т. 36, № 5. С. 659-670.
- Adey W.R. Joint actions of environmental nonionizing electromagnetic fields and chemical pollution in cancer promotion. // Environ. Health Perspect. 1990. V. 86. P. 297-305.
- 23. Wertheimer N., Leeper E. Electrical wiring configurations and childhood cancer //Am. J. Epidemiol.109:273-284 (1979).
- 24. Correlation between the Fusion Dynamics of Cells Growing in vitro and Variations of Neutron Intensity near the Earth's Surface /Belisheva et al// Doklady Biochemistry and Biophysics. 2005. V. 402. P. 254–257.
- 25. Связь параметров межпланетного магнитного поля и солнечного ветра в области полярного каспа с психофизиологическим состоянием жителей арх. Шпицберген /Белишева и др. // Вестник Кольского научного центра РАН. 2018. №4. С. 5-24.

Сведения об авторах

Белишева Наталья Константиновна

гл. н. с., д.б.н., Научно-исследовательский центр медико-биологических проблем адаптации человека в Арктике Кольского научного центра РАН (НИЦ МБП КНЦ РАН), Апатиты E-mail: natalybelisheva@mail.ru

Москвин Роман Васильевич

главный врач, Государственное областное автономное учреждение здравоохранения "Мурманский областной центр лечебной физкультуры и спортивной медицины" (ГОАУЗ "ЦСМ"), Мурманск E-mail: cvm51@mail.ru

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.125-137 УДК 57.013+57.045

Н.Л. Соловьевская, Е.Е. Яновская, Р.Р. Юсубов, Н.К. Белишева

ОЦЕНКА ПСИХОФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГЕОКОСМИЧЕСКИХ АГЕНТОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ (ГРВ)

Аннотация

Приводится краткая информация о методе газоразрядной визуализации (ГРВ) и его возможностях. Представлены результаты исследований, проведенных в п. Баренцбург в 2017 и в 2018 г.г. по выявлению возможностей метода ГРВ для оценки психофизиологических эффектов, возникающих в результате воздействия геокосмических агентов на организм человека. Показано, что метод ГРВ обладает рядом преимуществ по сравнению с другими физиологическими методами и в зависимости от режима регистрации показателей ГРВ позволяет выявлять влияние геокосмических агентов на состояние автономной нервной системы.

Ключевые слова:

газоразрядная визуализация (ГРВ), психофизиологическое состояние, геокосмические агенты

N.L. Solovievskaya, E.E. Yanovskaya, R.R. Yusubov, N.K. Belisheva

EVALUATION OF PSYCHOPHYSIOLOGICAL EFFECTS OF EXPOSURE TO GEOSCOSMIC AGENTS USING THE METHOD OF GAS DISCHARGE VISUALIZATION (GDV)

Abstract

Brief information on the method of gas discharge visualization (GDV) and its capabilities is provided. The results of studies conducted in the Barentsburg in 2017 and in 2018 are presented. The possibilities of the GDV method for assessing the psychophysiological effects arising from the action of geocosmic agents on the human body have been estimated. It has been shown that the GDV method has several advantages compared with other physiological methods and depending on the registration mode of GDV indicators allows to reveal the influence of geocosmic agents on the state of the autonomic nervous system.

Keywords:

gas discharge visualization (GDV), psychophysiological state, geocosmic agents

Введение

Эффект свечения различных объектов в электромагнитных полях (ЭП) высокой напряженности известен уже более двух столетий [1, 2, 3]. В 1777 г. немецкий физик и философ, профессор Георгий Лихтенберг (Georg Christoph Lichtenberg), изучая электрические разряды на покрытой порошком поверхности изолятора, наблюдал характерное веерообразное свечение. Спустя почти столетие, такое свечение было зафиксировано на фотопластинке и получило название «фигур Лихтенберга» [цит. по 1]. В России учёный-

естествоиспытатель, врач, изобретатель электрографии и беспроволочной передачи электрических сигналов Яков Оттонович Наркевич-Иодко, экспериментируя с различными электрическими генераторами, обнаружил свечение рук человека в поле высоковольтного генератора и изобрел простое электрическое устройство, позволившее запечатлеть это свечение на фотопластинке, которое назвал «электрографией». В 1880 г. Николай Тесла продемонстрировал, что при помещении человека в высокочастотное ЭП вокруг тела возникает яркое свечение. Демонстрационные опыты Н. Тесла в 1891-1900 гг. показали возможность газоразрядной визуализации (TPB) живых организмов. Исследования Н. Тесла были продолжены М. Погорельским в России и Б. Навратилом в Чехии [1, 2]. Некоторые авторы считают, что впервые термин «электрография» был введен именно Б. Навратилом [3]. В Бразилии в 1904 г. католическим священником отцом Ланделем де Моруа была создана электроразрядная камера и получено множество снимков. В 1930 г. Прат и Шлеммер в Праге изучали контактные отпечатки различных объектов при электрическом разряде [цит. по 1]. Новое развитие «электрография» получило благодаря супругам Семену Давидовичу и Валентине Хрисанфовне Кирлиан, обнаружившим независимо от других это явление в 1930-40 гг., в силу чего этот метод получил широкую известность как «эффект Кирлиан» [1, 2].

В настоящее время под термином «эффект Кирлиан» понимается визуальное наблюдение или регистрация на фотоматериале свечения газового разряда, возникающего вблизи поверхности исследуемого объекта при помещении последнего в ЭП высокой напряженности [2]. Первая диссертация в России по методике Кирлиан была защищена в 1975 г. В.Г. Адаменко [3]. Последователь супругов Кирлиан и их ученик (С.Ф. Романий) разработал и внедрил в практику целый спектр устройств на основе эффекта Кирлиан для неразрушающего контроля материалов и конструкций, неподдающихся контролю традиционными методами [5]. Также им был создан аппарат для газоразрядной визуализации (ГРВ), который позволял получать информацию о жизнедеятельности организма и определять эффективность проводимой терапии. Аппарат прошел успешные клинические испытания в ряде медицинских 1990 г. учреждений Украины, России, Латвии. В Министерством Здравоохранения СССР были даны заключение и рекомендация для широкого внедрения разработки в медицинских учреждениях страны.

В 1995 г. был использован новый подход для дальнейшего развития «электрографии», основанный на цифровой видеотехнике, современной электронике и количественной компьютерной обработке данных: метод ГРВ [6, 7, 8]. В середине 1996 г. группой ученых под руководством К.Г. Короткова был разработан первый образец аппарата ГРВ - «Корона-ТВ». Основным источником формирования изображения явился газовый разряд вблизи поверхности исследуемого объекта, поэтому К.Г. Коротковым было введено новое название метода – метод газоразрядной визуализации (ГРВ) [6].

Основным источником формирования изображения является газовый разряд вблизи поверхности исследуемого объекта [9, 10, 11]. В большинстве случаев в процессе ГРВ развиваются две формы газового разряда: лавинный разряд в узком зазоре, ограниченном диэлектрическими поверхностями объекта исследования и носителем изображения, а также скользящий по поверхности диэлектрика разряд [2, 6, 11]. Для количественной оценки изображения была

использована компьютерная обработка изображений с применением разработанной авторами программы "Kirlian Image Processor" (KIP), которая позволяет все преобразования выполнять автоматически. Для изображения вычисляется ряд параметров: площадь бинаризированной фигуры, коэффициент фрактальности, коэффициент формы. В настоящее время создана серия программных продуктов, предназначенных для различных целей [7, 8].

Основная информация извлекается из характеристик излучения, которое представляет собой пространственно-распределенную группу участков Заключение дается основании различной яркости. на конформных преобразований и математической оценки многопараметрических образов, параметры которых зависят от психофизиологического состояния организма [2, 6].

При съемке ГРВ-грамм используются следующие режимы комбинированной информации: «без фильтра» и с «с фильтром» [12]. Принцип разделения основан на использовании пленочных фильтров при съемке ГРВграмм. Эксперименты показали, что пленочные фильтры вызывают изменение условий распространения электронных потоков по поверхности. Они выполняют функцию «ловушки» лавины электронов, удерживая их вблизи пальца [12]. Таким образом, происходит усиление электронных потоков, при этом квазислучайные вариации скрадываются, а устойчивые особенности и неоднородности свечения усиливаются [2].

В настоящее время показана реальная возможность применения метода ГРВ для контроля за эмоциональным и психическим состоянием людей, оценки их работоспособности, уровня психоэмоционального настроя, психофизиологического состояния. Выявлена четкая взаимосвязь изменений психоэмоционального состояния человека и специфических изменений характера кирлиановских изображений [13, 14, 15, 16]. Особый интерес представляют перспективы применения метода ГРВ в практической психологии [17, 18, 19]. В наших исследованиях показано, что метод ГРВ объективно отражает изменения в психоэмоциональном состоянии в результате применения БОС терапии для снижения уровня тревожности у студентов [20, 21]. В работе [22] выявлено влияние факторов окружающей среды на психофизиологическое состояние.

Определенные успехи применения метода ГРВ достигнуты в авиационной и космической медицине. В частности, проводилась оценка функциональногосостояния и устойчивости летчика к пилотажным перегрузкам с помощью комплекса методов, включающим также и метод ГРВ [23, 24].

Анализ литературы показывает принципиальные возможности использования метода ГРВ в диагностике внутренних болезней и объективизации особенностей динамики течения различных заболеваний в процессе лечения больных. Полученные данные открывают перспективы использования метода в диагностике онкологических заболеваний, психофизиологического статуса, а также функционального состояния человека [1]. Большинство авторов отмечают не инвазивный характер метода, простоту и быстроту получения информации, что позволяет отнести ГРВ-графию к разряду экспресс-методов. Цель данного исследования состоит в том, чтобы показать возможности метода ГРВ для оценки психофизиологических эффектов, возникающих в результате воздействия геокосмических агентов. Сопряженное изменение показателей ГРВ с вариациями геофизических агентов будет означать выявление эффектов воздействия геофизических агентов на психофизиологическое состояние организма человека.

Материал и методы

Исследование было выполнено в п. Баренцбург на архипелаге Шпицберген с 23 июля по 14 августа 2017 (363 измерения) и с 30 июля по 18 августа 2018 г. (162) с привлечением добровольцев. Все испытуемые были ознакомлены с целью и условиями эксперимента и дали свое согласие на участие в исследованиях. ГРВрегистрацию осуществляли ежесуточно с применением импульсного анализатора «ГРВ-компакт» ЕЮУИ 941 0204 00 00ТУ, серийный выпуск, ООО «Биотехпрогресс», сертификат соответствия NPOOC RU.MH05.H00725, N 0490215. При использовании метода ГРВ основой анализа является «снимок» свечения, возникающего вблизи поверхности пальцев рук, так называемая ГРВ-грамма. Полученные ГРВ-граммы обрабатывались с применением программы **«GDV** Energy Field» (http://www.ktispb.ru/en/gdvsoft.htm), которая преобразует ГРВ-граммы в такие показатели свечения, как значения площади (S), коэффициента формы (Kf), энтропии (E) и симметрии (Sim). Съемка ГРВ осуществлялась в режимах регистрации ГРВграмм пальцев рук «без фильтра» и «с фильтром», с оценкой полученного изображения в трех проекциях: r – правой, f – фронтальной и l –левой [26]. В данном исследовании три проекции каждого показателя были усреднены, и при оценке связи ГРВ показателей с геокосмическими агентами применялись усредненные показатели площади свечения S, коэффициента энтропии E, коэффициента формы K, коэффициента симметрии Sim в режиме регистрации «без фильтра» (S1; E1; K1; Sim1) и «с фильтром» (S2; E2; K2; Sim 2). Регистрация в режиме «без фильтра» отражается интегральная характеристика состояния организма, определяемая вкладом в нее центральной и автономной нервной системами. Применение фильтра позволяет отсекать вклад автономной нервной системы в характеристику показателей ГРВграмм, регистрируя базисные характеристики функционального состояния организма [12].

Геокосмические наборе показателей. агенты отражались в характеризующих ежесуточные значения солнечной активности (СА), состояния межпланетного магнитного поля (ММП), скорости и вариабельности солнечного ветра (СВ), наземные индексы геомагнитной активности (ГМА) и др. (https://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/). Данные по вариациям интенсивности космических лучей (КЛ) у поверхности, полученные на основании регистрации скорости счета наземного нейтронного монитора на ст. Баренцбург, и расчетные плотности потоков КЛ в околоземном пространстве были получены в лаборатории космических лучей в Полярном геофизическом институте РАН (г. Апатиты, Мурманской области). Корреляционный анализ проводили с использованием пакета программ «STATISTICA 10.0» Коэффициенты корреляции считали значимыми при *p* <0.05.

Результаты и обсуждение

Оценка возможностей метода газоразрядной визуализации (ГРВ) для детекции воздействия геокосмических агентов на организм человека показала, что такие характеристики свечения, как проекция площади (Sr; Sf; Sl), а также коэффициент формы (Kr; Kf; Kl) наиболее чувствительны к вариациям космофизических агентов [25, 26].

В Таблице 1 приведены коэффициенты корреляции между ежесуточными значениями усредненных показателей ГРВ грамм и среднесуточными значениями геокосмических агентов.

В Таблице 1 введены следующие обозначения. По горизонтали: IMF vector, ||, HT_{Λ} — среднесуточное значения модуля вектора ММП. Bulk speed — скорость солнечного ветра (CB), км/с. sigma-n, см⁻³ – вариабельность плотности частиц в CB. Plasma beta — отношение кинетического давления плазмы к магнитному давлению (Beta = $[(T \cdot 4.16/10^5) + 5.34] \cdot Np/B^2)$. Dst index индекс интенсивности геомагнитной бури, с ростом интенсивности бури индекс Dst уменьшается. PR>10 MeV, PR >60MeV — плотности потока протонов с энергиями >10 Mev, >60 Mev. F10.7 index, (10⁻²²) – потоки радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см (*f*= 2800 МГц, солнечные единицы потока (с.е.п.), 1 с.е.п. = 10⁻²² Вт). NCR — скорость счета наземного нейтронного монитора в Баренцбурге (counts/s). По вертикали: показатели ГРВ грамм. 1) В режиме регистрации без фильтра: S1 – коэффициент площади свечения, E1 – коэффициент энтропии, Кf 1 – коэффициент формы, Sim 1 – коэффициент симметрии; 2) в режиме регистрации с фильтром: S 2 – коэффициент площади свечения, Е 2 -коэффициент энтропии, Кf 2 - коэффициент формы, Sim 2 коэффициент симметрии.

В Таблице 1 можно видеть, что показатели S1, E1 и Kf 1, характеризующие значения ГРВ-грамм в режиме регистрации без фильтра, имеют значимые (p < 0.05) корреляции с геокосмическими агентами. В частности, S1 имеет обратный знак связи со среднесуточными значениями модуля вектора межпланетного магнитного поля (ММП) – (ММГ vector, ||) и с такой характеристикой солнечного ветра, как плазма бета (Plasma beta, где Beta = $[(T \cdot 4.16/10^5) + 5.34] \cdot Np / B^2$).

Отрицательная связь показателя площади свечения с «IMFvector, |< B>|» в режиме регистрации без фильтра (S1) означает, что снижению площади свечения при возрастании напряженности ММП соответствует ухудшение психоэмоционального состояния. И, напротив, при возрастании такого показателя как плазма бета психоэмоциональное состояние должно улучшаться. Это же подтверждает и обратная связь коэффициента формы (Kf 1) с показателем плазма бета, отражающая снижение значений коэффициента формы при возрастании показателя плазма бета.

Следует отметить, что характер связи показателей ГРВ грамм в режиме регистрации с фильтром подтверждает возможные психофизиологические эффекты, обусловленные вариациями геокосмических агентов. Показатели площади свечения, детектируемые в режиме регистрации с фильтром (S2), также имеют значимые обратные связи со среднесуточными значениями модуля вектора межпланетного магнитного поля ММП, а также положительную корреляцию со скоростью солнечного ветра, отрицательные корреляции с Dst индексом и с плотностью потоков протонов с энергиями >10 и >60 Мэв (PR >10, MeV, PR >60 MeV). Кроме того, коэффициент площади S2 имеет значимую и положительную связь со скоростью счета наземного нейтронного монитора (NCR).

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между ежесуточными значениями показателей ГРВ грамм и среднесуточными значениями геокосмических агентов. Маркированные серым цветом ячейки с коэффициентами, выделенными жирным курсивом, соответствуют уровню значимости (*p*<0.05)

Table 1. Correlation coefficients between the daily values of the GDV gram indicators and the average daily values of geocosmic agents. Cells marked in gray with coefficients in bold italics correspond to significance level (p < 0.05)

	IMF vector, 	Bulk speed	sigma- n	Plasma beta	DST Index	PR >10 MeV	PR >60 MeV	F10.7 index	NCR
S 1	-0,46	-0,03	0,04	0,56	0,22	-0,27	-0,02	0,36	0,27
E 1	-0,19	0,47	-0,64	0,00	-0,63	-0,25	-0,39	-0,36	0,53
Kf 1	0,09	0,29	-0,31	-0,45	-0,52	0,09	-0,30	-0,60	0,20
S 2	-0,56	0,47	-0,21	0,19	-0,49	-0,56	-0,52	-0,36	0,73
E 2	-0,21	0,17	-0,51	0,33	-0,45	0,03	0,11	0,05	0,16
Kf 2	0,40	-0,15	-0,07	-0,19	-0,09	0,55	0,14	-0,20	-0,27
Sim 1	-0,10	-0,06	0,17	0,33	0,20	-0,14	0,41	0,45	0,04
Sim 2	-0,26	0,25	0,11	-0,04	-0,09	-0,30	-0,59	-0,29	0,49

Следует обратить также внимание и на то, что коэффициент симметрии в режиме регистрации с фильтром (Sim 2), также как и коэффициент площади S2, имеет значимые (p < 0.05) корреляции со скоростью счета нейтронного монитора (NCR). В целом можно заключить, что при снижении напряженности ММП и возрастании скорости счета нейтронного монитора, психофизиологическое состояние организма должно улучшаться, но именно при данных значениях геокосмических агентов. Это связано с тем, что периоды проведения экспериментов совпали с исключительно низкой солнечной активностью [26], ассоциированной с низкой геомагнитной активностью (ГМА). А для нормального состояния организма необходим некий оптимум раздражителей, в число которых входит и ГМА [27]. Поэтому в условиях Шпицбергена, в период низкой СА и ГМА, вариации интенсивности нейтронов у поверхности Земли, регистрируемые наземным нейтронным монитором, вероятно, являются определенным физиологическим раздражителем, поддерживающим состояние организма в определенном тонусе.

Таким образом, показателем эффективности воздействия геокосмических агентов на организм человека является характер связи с показателями ГРВ, знак которой отражает определенное психофизиологическое состояние. To есть возрастание площади свечения при возрастании интенсивности нейтронов у поверхности Земли в период проведения

экспериментов (низкой СА и ГМА), отражает позитивные тенденции в психофизиологическом состоянии и свидетельствует о модуляции геофизическими агентами функционального состояния организма.

Степень сопряженности между динамикой показателей ГРВ и вариациями геокосмических агентов можно видеть на Рис. 1 (A, A1, Б, Б1). На Рис. 1А, Б показана связь ежесуточных значений коэффициента площади свечения (без фильтра), полученных на основе оценки ГРВ-грамм в группе испытуемых, со среднесуточными значениями потока протонов с энергиями >10 МэВ в 2017 г. (А) и в 2018 г. (Б). Устойчивый характер связи между показателем площади свечения и вариациями плотности потока протонов с энергиями >10 Мэв, проявляющийся в течение двух периодов наблюдения в 2017 г. и в 2018 г, свидетельствует о том, что потоки протонов в условиях полярного каспа на архипелаге Шпицберген, порождают наземные физические процессы, влияющие на состояние организма. Это влияние проявляется, в том числе, в физико-химических свойствах поверхности кожи, регистрируемых с применением метода ГРВ.

На рис. 1, А1 показана сопряженность между динамикой ежесуточных среднестатистических значений коэффициента энтропии в выборке испытуемых в 2017 году. Можно видеть, что возрастание скорости нейтронного счета сопровождается возрастанием энтропии. Физиологическая интерпретация этого коэффициента предполагает, что возрастание энтропии сопровождается повышением неравновесности процессов в организме и снижением его устойчивости. Однако физиологических коррелятов с показателем энтропии еще недостаточно, чтобы однозначно интерпретировать физиологический смысл вариаций значений показателя энтропии.

Более однозначная интерпретация может быть дана для коэффициента формы, который почти всегда имеет обратный знак корреляции с площадью свечения. Поэтому возрастание значения коэффициента формы при снижении показателя площади свечения может быть интерпретировано, как ухудшение психофизиологического состояния.

На рис. 1, Б1 можно видеть достаточно синхронный ход двух кривых: динамики ежесуточных значений коэффициента активации и среднесуточных значений скорости счета нейтронного монитора в исследованиях 2018 года. Синхронный характер динамики двух показателей подтверждает позитивную роль вариаций интенсивности нейтронной компоненты у поверхности Земли в условиях Баренцбурга в период проведения исследования, характеризующийся низкой СА и ГМА. Возрастание интенсивности нейтронной компоненты у поверхности Земли приводит к активации психофизиологического состояния организма.

Полученные результаты показывают, что плотность потока протонов и интенсивность нейтронной компоненты вторичных космических лучей у поверхности Земли играют существенную роль в модуляции психофизиологического состояния организма.



Рис. 1. Сопряженность вариаций среднесуточных значений геокосмических агентов и динамики ежесуточных характеристик ГРВ-грамм, полученных в режиме регистрации без фильтра. A(1), Б(1) –значения коэффициентов площади свечения (1), в 2017 г.(А) и в 2018 г. (Б); A(2), Б(2) плотность потока протонов с энергиями >10 МэВ (2), в 2017 (А), в 2018 г. (Б); A1 - значения коэффициента энтропии (1); Б1 - динамика значений коэффициента активации (1); A1(2), Б1(2) - скорость счета наземного нейтронного монитора (2), в 2017 г. (А1), в 2018 г.(Б1). По оси абсцисс – дни года, по оси ординат: А- слева –значения коэффициентов площади свечения, усл.ед., справа –плотность потока протонов (number/cm² sec sr); A1- слева – значения коэффициента энтропии, усл. ед., скорость счета нейтронного монитора, усл.ед.; Б - справа – значения коэффициентов площади свечения, усл.ед., слева – плотность потока протонов; Б1- слева – значения коэффициента активации, усл. ед., справа – скорость счета нейтронного монитора, (counts/s)

Fig. 1. The correlation of daily average variations of geocosmic agents and dynamics of the daily characteristics of GDV-gramms obtained in the registration mode without a filter. A(1), B(1) - values of the glow area coefficient (1), in 2017(A), in 2018 (B);
A(2), B(2) - proton flux density with energies > 10 MeV(2) in 2017 (A); in 2018 (B); A1 - the values of the entropy coefficient (1); B1 - the values of the activation coefficient (1); A1(2), B1(2) - neutron count rate (2), in 2017 (A1), in 2018 (B1). X axis: Days of the year; Y axis: A_- on the left - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - proton flux density (number /cm² sec sr); A1 - on the left - the values of the entropy coefficient, neutron count rate, conventional units; B - on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units; On the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the right - the values of the glow area coefficients, conventional units, on the left - proton flux density; B1 - on the left - the values of the activation coefficient, conventional units, on the right: neutron count rate (counts/s)

Наши исследования, проведенные в п. Баренцбург в 2017 и 2018 гг. показали, что коэффициент площади свечения имеет значимые позитивные корреляции с насыщением крови кислородом, с активностью, с настроением и обратные корреляции с систолическим давлением [25, 26]. Хорошее соответствие найдено между показателями ГРВ грамм, кожно-гальванической реакцией (КГР), длительностью индивидуальной минуты (ДИМ) и вариациями индексов СА и СВ.

В частности, были выявлены значимые корреляции (*p*<0.05) между КГР и показателями ГРВ грамм, отражающими значения коэффициента площади свечения в режимах регистрации с фильтром и без фильтра, коэффициента формы в режиме регистрации без фильтра [26].

Выявленные корреляции между КГР и показателями ГРВ вносят определенный вклад в понимание механизмов, связывающих между собой психофизиологическое состояние организма и особенности ГРВ грамм. В частности, КГР, или электрическая активность кожи (ЭАК), является биоэлектрической реакцией, регистрируемой с поверхности кожи, как и ГРВ. Причем, как и ГРВ, КГР отражает состояние вегетативной нервной системы, но, в отличие от ГРВ, метод КГР широко применяется в психофизиологии [26], хотя, как показывают последние исследования [24], метод ГРВ более информативен.

В феномен свечения пальцев рук, также как и в электрическую активность кожи (ЭАК), значительный вклад вносят биологические молекулы, экскреция которых кожей контролируется вегетативной (автономной) нервной системой. Если обратиться к строению кожи и ее функциям [28,29], то можно видеть, что кожа является источником эмиссий самых разнообразных молекул и соединений, спектр которых отражает состояние организма. Через кожные покровы удаляются различные продукты азотистого, углеводного обмена, в том числе и те, которые вредны для организма: углекислый газ, аммиак, мочевина, вода, минеральные соли и другие. Однако было установлено, что, кроме указанных конечных продуктов метаболизма, через кожные покровы экскретируются и необходимые для организма вещества [28]. Интенсивность экскреции таких молекул зависит от общего уровня активности и баланса между звеньями автономной нервной системы: парасимпатическим и симпатическим звеньями регуляции сердечного ритма, определяющими адаптационные ресурсы организма

Можно предположить, что геокосмические агенты, как физические факторы среды, могут влиять на протекание физико-химических процессов в организме, определяющих, в свою очередь, процессы эмиссии кожей биологически активных молекул. Предполагается [1], что в процессе ГРВ формируется некоторая последовательность информационных преобразований: состояние биологического объекта (БО) характеризуется физиологическими и медико-биологическими показателями, процессами среди которых определяющую роль, с точки зрения процесса ГРВ, играют физико-химические и эмиссионные процессы, а также процессы газовыделения, которые зависят от изменений полного импеданса БО, импеданса участков его поверхности, структурных и эмиссионных свойств БО. Неоднородность поверхности и объема, процессы эмиссии заряженных частиц или выделения газов оказывают влияние на параметры электромагнитного поля, за счет чего изменяются параметры газового разряда. Характеристики газового разряда критически зависят от наличия примесей в газе [30], поэтому этот фактор также вносит существенный вклад в параметры свечения [2].

Метод ГРВ, вероятно, регистрирует качественные и количественные вариации в представленности биологических молекул на поверхности кожи, отражающих, в свою очередь, модуляцию геокосмическими агентами физикохимических процессов в организме, ассоциированных с психофизиологическим состоянием человека.

Полученные свидетельствуют результаты 0 высокой степени сопряженности психоэмоционального состояния организма человека на арх. Шпицберген с вариациями параметров межпланетной среды и ассоциированными с ними наземными геофизическими агентами. Обнаружено, что при изменении энергетических спектров потоков частиц в солнечном ветре может возрастать ситуативная тревожность, как показатель возможных нежелательных психоэмоциональных состояний, ведущих к неадекватным действиям, в частности, при решении ответственных задач. Однако, этот вопрос требует дальнейших исследований.

Полученные результаты по выявлению возможностей метода ГРВ для оценки психофизиологических эффектов, возникающих в результате воздействия геокосмических агентов, показали, что данный метод может свидетельствовать о «психотропной» биоэффективности геокосмических агентов, ассоциированных с СА в области полярного каспа.

Заключение

Проведенные исследования по выявлению возможности метода ГРВ для оценки психофизиологических эффектов, возникающих в результате воздействия геокосмических агентов на организм человека, показали, что метод ГРВ обладает рядом преимуществ для этой цели по сравнению с другими физиологическими методами. Этот метод неинвазивен, высоко информативен, позволяет в зависимости от режима регистрации показателей ГРВ с фильтром или без него выявлять влияние геокосмических агентов на состояние симпатической и парасимпатической нервной системы. Сопряженное изменение показателей ГРВ с вариациями геофизических агентов будет означать выявление эффектов воздействия геофизических агентов на психофизиологическое состояние организма человека, что дает основу для прогнозирования возможных неблагоприятных эффектов такого воздействия.

Работа выполнена по теме 0226-2016-0007 «Изучение интегративных эффектов и механизмов раздельного и комбинированного воздействия природных факторов арктической среды и сопутствующих агентов на организм коренного и пришлого населения, проживающего в Арктическом регионе. Разработка новых «здоровье сберегающих технологий», ориентированных на особенности проживания в экстремальных условиях Арктики», № гос. Регистрации АААА-А17-117020110070-6, а также в рамках Межведомственной программы научных исследований и наблюдений на архипелаге Шпицберген в 2017-2018 г.г.: Мероприятия Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра «Кольский научный центр РАН (ФИЦ КНЦ РАН). Мероприятие 17. «Изучение медикобиологических эффектов высокоширотного экстремального воздействия геокосмических агентов на организм человека в условиях архипелага Шпицберген».

Литература

- Струков Е.Ю. Возможности метода газоразрядной визуализации в оценке функционального состояния организма в периоперационном периоде. Диссертация на соискание ученой степени кандидата медицинских наук.14.00.37 - анестезиология и реаниматология. Военно-Медицинская Академия имени С.М. Кирова. Санкт-Петербург. 2003.
- 2. Коротков К.Г. Основы ГРВ биоэлектрографии. СПб.: СПбГИТМО (ТУ), 2001. 360 с.
- 3. Bischoff M.A. shot history of the field of Bio-Electrography // http://www.psy.aau.dk/bioelec/index. htm#history/., 1998.
- 4. Адаменко В.Г. Исследование механизма формирования изображений, получаемых с помощью высокочастотного электрического разряда: Автореф. дис. канд. ф.-м.н. Минск, 1975. 14.
- 5. Романий С.Ф., Черный З.Д. Неразрушающий контроль материалов по методу Кирлиан: Днепропетровск, 1991. 144 с.
- 6. Коротков К.Г. Разработка научных основ и практическая реализация биотехнических измерительно-вычислительных систем анализа газоразрядного свечения, индуцированного объектами биологической природы: Автореф. дис. д-ра тех. наук. СПб., 1999, 32 с.
- 7. Коротков К.Г. Принципы анализа ГРВ биоэлектрографии. СПб.: «Реноме», 2007. 286с.
- 8. Методы регистрации, обработки и анализа изображений/ Крылов Б.А. и др.// Учебно-методическое пособие. СПб: СПб ГУ ИТМО. 2010. 60с.
- 9. Kobayashi, M. and Inaba H., Photon statistics and correlation analysis of ultraweak light originating from living organisms for extraction of biological information. 2000. Vol. 39. P. 183 192.
- Kobayashi M. Modern Technology on Physical Analysis of Biophoton Emission and its Potential Extracting the Physiological Information//Energy and Information Transfer in Biological Systems. 2003. P. 157-187.
- Баньковский Н.Г., Коротков К.Г., Петров Н.Н. Физические процессы формирования изображений при газоразрядной визуализации (эффект Кирлиан) // Радиотехника и электроника. 1986. Т. XXXI. Вып.4. С.625–643.
- 12. Шадури М., Чичинадзе Г. БЭО-Томография новый подход к диагностике структурных и функциональных нарушений в организме // Мат. науч.-практич. конф. «Системный подход к вопросам анализа и управления биологическими системами». М., 2000. С. 7-8.
- 13. Ащеулов А. Ю. Диагностическое и прогностическое значение метода газоразрядной визуализации (эффекта Кирлиан) для клинической практики: Автореф. дис. канд. мед. наук. Воронеж, 2000. 22 с.
- Перспективы применения метода газоразрядной визуализации в оценке состояния организма человека при критических состояниях /Полушин Ю.С. и др. //Мат. VIII межд. конгресса «Наука. Информация. Сознание», СПб. 2004. С.103–107.

- 15. Lowen A. The Spirituality of the Body, Bioenergetics for Grace and Harmony. NY: Macmilan Publishing Co., 1990. P. 20.
- 16. Astin J.A. Stress reduction through mindfulness meditation // J Psychother Psychosom. 1997. № 66. P. 97-106.
- Оценка адаптационного ресурса в ГРВ-модели у студентов с проявлениями социальной дезадаптации /Каменская, В.Г. и др., //Психологическое здоровье и социальная адаптация. Научно-практический семинар 26-27 октября 2009 г. Сборник материалов семинара/под ред. Каменской В.Г.-СПб, 2009. С. 6–15.
- 18. Biometric Evaluation of Anxiety in Learning English as a Second Language/ Kostyuk N. et al. //International Journal of Computer Science and Network Security. 2010. Vol. 10. № 1. P. 220–229.
- 19. Stress Reduction with Osteopathy Assessed with GDV Electrophotonic Imaging: Effects of Osteopathy Treatment /Korotkov K et al. // The journal of alternative and complementary medicine. 2012. Vol. 18. №3. P. 251–257.
- 20. Соловьевская Н.Л., Белишева Н.К. Коррекция уровня тревожности у студентов, проживающих в Евро-Арктическом регионе на основе метода биологической обратной связи // Евразийский союз ученых (ЕСУ), Ежемесячный научный журнал, 2016, № 5 (26), Часть 3. Психологические науки. С.130-134.
- 21. Оценка эффективности оздоровительной методики биологической обратной связи на основе биоэлектрографии для жителей Евро-Арктического региона /Соловьевская Н.Л.,и др. // The Scientific Heritage» Budapest, Web: www.tsh-journal.com. Vol 1, No 3 (3) (2016) # MEDICAL SCIENCES #P. 46-51.
- 22. Беляева В.А., Ботоева Н.К. Секторный анализ зависимости параметров ГРВбиоэлектрограмм здоровых лиц от гелиогеомагнитных факторов // Владикавказский медико-биологический вестник. Раздел 2. Исследования и разработка новых медицинских технологий. 2013. Т. 18. № 24-25. С. 35-43.
- 23. ГРВ-графия комплементарный диагностический метод оценки функционального состояния летчиков высокоманевренных самолетов /Ушаков И.Б.и др.// Мат. н.п.к. «Системный подход к вопросам анализа и управления биологическими объектами», М, СПб., 2000. С. 10–11.
- 24. Разинкин С.М., Дворников М.В. Физиология и гигиена летчика в экстремальных условиях. Москва. Изд-во: "Научная книга". 2019 г. 558 с.
- 25. Арх. Шпицберген полигон для аналоговых исследований воздействия космофизических агентов на организм человека / Белишева Н.К. и др. // Вестник Кольского научного центра РАН. 2017. №4. С. 21-28
- 26. Связь параметров межпланетного магнитного поля и солнечного ветра в области полярного каспа с психофизиологическим состоянием жителей арх. Шпицберген /Белишева Н. К и др. // Вестник Кольского научного центра РАН. 2018. №4. С. 5-24; DOI: 10.25702/KSC.2307-5228.2018.10.4.5-24 (РИНЦ)
- 27. Качественная и количественная оценка воздействия вариаций геомагнитного поля на функциональное состояние мозга человека /Белишева Н.К., и др. // Биофизика. 1995, вып.5, с.1005-1012.
- 28. Электрические свойства кожного покрова человека /Гусев В.Ги др. // Вестник УГАТУ Уфа: 2008. Т. 10. №1 (26). С. 180–190.

- 29. Древин, В.Е. Кожная экскреция азотистых веществ: монография / В. Е. Древин, Е. Г. Савина, Е. Ю. Надежкина, Г. А. Савин. Волгоград: ФГБОУ ВПО Волгоградский ГАУ, 2014. 108 с.
- 30. Boyers D.G., Tiller W.A. Corona Discharge Photography // J. Applied Physics. 1973, Vol. 44. P. 3102-3112.

Сведения об авторах

Соловьевская Наталья Леонидовна,

м. н. с., Научно-исследовательский центр медико-биологических проблем адаптации человека в Арктике Кольского научного центра РАН (НИЦ МБП КНЦ РАН), Апатиты E-mail: silva189@mail.ru

Яновская Елена Евгеньевна,

Исполнительный директор ООО Биотехпрогресс, Санкт-Петербург E-mail: yanovskaya@ktispb.ru

Юсубов Роман Рагимович,

Генеральный директор ООО Биотехпрогресс, Санкт-Петербург E-mail: yusubov@ktispb.ru

Белишева Наталья Константиновна

гл. н. с., д.б.н., Научно-исследовательский центр медико-биологических проблем адаптации человека в Арктике Кольского научного центра РАН (НИЦ МБП КНЦ РАН), Апатиты E-mail: natalybelisheva@mail.ru

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.138-146 УДК 551.510.535

О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко, А.С. Никитенко

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕ И ТМ ПЛОСКИХ ВОЛН МАГНИТОСФЕРНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ-ИОНОСФЕРА С ПОЛУПРОВОДЯЩЕЙ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕЙ

Аннотация

Одной из величин, оказывающих сильное влияние на электромагнитное поле ОНЧ волн магнитосферного происхождения в волноводе Земля-ионосфера, является проводимость земной коры. В данной работе с помощью full-wave метода оценены компоненты электромагнитного поля плоской ОНЧ волны магнитосферного происхождения на земной поверхности. Приведены результаты расчета квадратов амплитуд ТЕ, ТМ волн и горизонтального магнитного поля в условиях ночной и дневной ионосферы и для проводимостей земной поверхности, соответствующих морской воде (5 См/м) и литосфере Фенноскандии и Кольского п-ва (10⁻⁵ См/м). Выявлено, что волноводные моды лучше возбуждаются в условиях ночной и ионосферы. Расчеты показали, что конечная проводимость земной поверхности оказывает наиболее существенное влияние на поле ТМ волн и горизонтальное магнитное поле по сравнению с полем, рассчитанным для высокой проводимости земной поверхности или над поверхностью моря. Влияние конечной проводимости на поле TE волн гораздо слабее.

Ключевые слова:

волновод Земля-ионосфера, ОНЧ волна, коэффициент отражения

O.M. Lebed, Yu.V. Fedorenko, A.S. Nikitenko

TE AND TM PLANE WAVES OF THE MAGNETOSPHERIC ORIGIN IN THE EARTH-IONOSPHERE WAVEGUIDE WITH SEMI-CONDUCTIVE LOWER BOUNDARY

Abstract

The VLF electromagnetic field of magnetospheric origin in the Earth-ionosphere waveguide strongly affected by the lithosphere conductivity profile. In this work the components of the electromagnetic field on the ground of a plane whistler wave of magnetospheric origin are estimated using a full-wave model. Results of calculating the squared amplitudes of the TE, TM waves, and horizontal magnetic field for the daytime and nighttime ionosphere and ground conductivities of 5 S/m corresponding to the seawater and of 10⁻⁵ S/m typical for the lithosphere of the Fennoscandia and the Kola Peninsula are presented. It has been shown that the waveguide modes are excited better under the conditions of the night ionosphere. The calculations showed that the actual ground conductivity significantly affected the electromagnetic field of TM waves and the horizontal magnetic field. The effect of ground conductivity on the field of TE waves is much weaker.

Keywords:

Earth-ionosphere waveguide, VLF wave, reflection coefficient

Введение

С помощью высокоширотных наземных измерений на очень низких (ОНЧ, 3-30 кГц) частотах регистрируется большое количество естественных радио эмиссий магнитосферного происхождения. Среди них можно выделить хоры, авроральные хиссы, дискреты, квазипериодические (QP) эмиссии, свисты и другие [1]. Такие волны существуют только в замагниченной плазме [2] и имеют круговую поляризацию. В магнитосфере ОНЧ эмиссии могут иметь широкий диапазон волновых нормалей, однако в волновод Земля-ионосфера могут проникать только те волны, у которых волновая нормаль лежит внутри конуса выхода θ <90°, где θ – угол между волновым вектором и вертикалью к земной поверхности.

На электромагнитное поле ОНЧ волн магнитосферного происхождения в волноводе Земля-ионосфера оказывают сильное влияние профиль электронной концентрации нижней ионосферы и профиль проводимости земной коры. В то время как влияние ионосферного профиля на распространение ОНЧ волн, регистрируемых наземными приемниками, всесторонне изучено, влияние нижней границы волновода до сих пор не рассматривалось. Во многих работах проводимость земной поверхности считается бесконечной, что хорошо выполняется для морской воды и высокопроводящей породы. Однако фактическая проводимость литосферы может варьироваться от $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м [4]. Далее будет показано, что проводимость земной поверхности существенно влияет на поле ОНЧ волн в областях, где $\sigma_g < 10^{-4}$ См/м, таких как Кольский п-ов и Фенноскандия.

Поскольку электромагнитной поле любой волны может быть представлено как сумма плоских волн, в данной работе мы рассчитали компоненты поля одиночных плоских волн с волновыми нормалями, ограниченными конусом выхода. Рассматриваемые ОНЧ волны распространяются в волноводе Земля-ионосфера и многократно отражаются от его верхней и нижней стенок с учетом проводимости земной коры. Вследствие того, что большинство наземных измерений ОНЧ включают горизонтальные магнитные компоненты, мы представили результаты моделирования в квадратах амплитуд горизонтального магнитного поля в часто используемом диапазоне частот 1-12 кГц. Расчет проводился от высоты 140 км, где отражениями волн от верхних ионосферных слоев в диапазоне 1-12 кГц можно пренебречь.

Отражение плоских волн от полупроводящей земной поверхности

Поле плоской волны при отражении от полупроводящей земной поверхности зависит от ее поляризации. В зависимости от типа поляризации различают TM (transverse magnetic) и TE (transverse electric) волны. В TE волне магнитное поле лежит в плоскости падения, а в TM волне оно ей перпендикулярно. Далее мы будем использовать систему координат, в которой ось X направлена на север, ось Y – на восток, а ось Z – вниз.

Пусть сумма ТЕ и ТМ монохроматических плоских волн с временной зависимостью вида $e^{i\omega t}$ падает из вакуума на полупроводящую поверхность под углом $\theta < 90^{\circ}$ к оси Z и под углом φ к оси X. Амплитуды напряженности электрического поля обозначим как E_{TE} и E_{TM} , а сдвиг фаз ТЕ волны

относительно TM как *α*. Тогда компоненты электромагнитного поля **E** и **H** в непосредственной близости от земной поверхности будут вычисляться как:

$$E_{x} = -E_{TM} (1 + R_{TM}) \cos\phi \cos\theta - E_{TE} (1 + R_{TE}) e^{i\alpha} \sin\phi$$

$$E_{y} = -E_{TM} (1 + R_{TM}) \sin\phi \cos\theta + E_{TE} (1 + R_{TE}) e^{i\alpha} \cos\phi$$

$$E_{z} = E_{TM} (1 - R_{TM}) \sin\theta$$

$$H_{x} = E_{TM} (1 - R_{TM}) \sin\phi - E_{TE} (1 - R_{TE}) e^{i\alpha} \cos\phi \cos\theta$$

$$H_{y} = -E_{TM} (1 - R_{TM}) \cos\phi - E_{TE} (1 - R_{TE}) e^{i\alpha} \sin\phi \cos\theta$$

$$H_{z} = E_{TE} (1 + R_{TE}) e^{i\alpha} \sin\theta$$
(1)

Здесь $H=Z_0H_{\rm SI}$ в соответствии с работой Баддена [5], $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ импеданс свободного пространства, ε_0 - диэлектрическая проницаемость свободного пространства, R_{TM} и R_{TE} - коэффициенты отражения ТМ и ТЕ волн, соответственно. В численных задачах существуют сложности при операциях с тригонометрическими функциями. Чтобы их избежать, мы переписали уравнения (1) через компоненты вектора показателя преломления $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k_0, k_0 = \omega/c, c$ - скорость света в вакууме. Поскольку вблизи земной поверхности среда является вакуумом ($n = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} = 1$), мы заменили $\sin\theta$ на $n_{\perp} = \sqrt{n_x^2 + n_y^2}$, а $\cos\theta$ на $\sqrt{1 - n_{\perp}^2}$, предполагая, что $n_{\perp} > 0$:

$$E_{x} = -E_{TM} (1 + R_{TM}) \sqrt{1 - n_{\perp}^{2}} \cos \phi) - E_{TE} (1 + R_{TE}) e^{i\alpha} \sin \phi$$

$$E_{y} = -E_{TM} (1 + R_{TM}) \sqrt{1 - n_{\perp}^{2}} \sin \phi + E_{TE} (1 + R_{TE}) e^{i\alpha} \cos \phi$$

$$E_{z} = E_{TM} (1 - R_{TM}) n_{\perp}$$

$$H_{x} = E_{TM} (1 - R_{TM}) \sin \phi - E_{TE} (1 - R_{TE}) e^{i\alpha} \sqrt{1 - n_{\perp}^{2}} \cos \phi$$

$$H_{y} = -E_{TM} (1 - R_{TM}) \cos \phi - E_{TE} (1 - R_{TE}) e^{i\alpha} \sqrt{1 - n_{\perp}^{2}} \sin \phi$$

$$H_{z} = E_{TE} (1 + R_{TE}) e^{i\alpha} n_{\perp}$$
(2)

Задавая угловую частоту волны ω , мы получаем коэффициенты отражения R_{TM} и R_{TE} , выраженные через поперечную компоненту вектора показателя преломления n_{\perp} , проводимость земной поверхности σ_g и относительную диэлектрическую проницаемость земли ε_g :

$$R_{TE} = \frac{\sqrt{1 - n_{\perp}^{2}} - \sqrt{\varepsilon - n_{\perp}^{2}}}{\sqrt{1 - n_{\perp}^{2}} + \sqrt{\varepsilon - n_{\perp}^{2}}}$$

$$R_{TM} = \frac{\sqrt{\varepsilon - n_{\perp}^{2}} - \varepsilon \sqrt{1 - n_{\perp}^{2}}}{\sqrt{\varepsilon - n_{\perp}^{2}} + \varepsilon \sqrt{1 - n_{\perp}^{2}}}$$
(3)

Здесь $\varepsilon = \varepsilon_g - i\sigma_g / \varepsilon_0 \omega$, $i = \sqrt{-1}$, $\omega = 2\pi f$.

Далее мы рассмотрим, как ведут себя коэффициенты отражения от земной поверхности для двух проводимостей, одна из которых $\sigma_{sw}=5$ См/м соответствует морской воде, в другая $\sigma_s=10^{-5}$ См/м - Фенноскандии и Кольскому п-ву. Зависимости коэффициентов отражения R_{TM} и R_{TE} от n_{\perp} для различных частот f показаны на рис. 1. Т.к. $n_{\perp} = \sin \theta$, $n_{\perp} = 0$ означает вертикальное

падение плоской волны на земную поверхность с $\theta=0$, а $n_{\perp}=1$ соответствует скользящему падению с $\theta=\pi/2$.



Рис. 1. Реальная (слева) и мнимая (справа) части коэффициентов отражения ТЕ и ТМ волн для проводимостей морской воды и земной поверхности на частотах 2500, 6000 и 12000 Гц



Как следует из рисунка, при вертикальном падении для проводимости, равной $\sigma_s=10^{-5}$ См/м, коэффициенты отражения отрицательны, равны друг другу $R_{TE}=R_{TM}$ и зависят от частоты следующим образом: чем выше f, тем меньше значения $|R_{TE}|$ и $|R_{TM}|$. При стремлении n_{\perp} к единице коэффициенты отражения ТЕ и ТМ волн начинают вести себя по-разному, $|R_{TE}|$ стремится к -1, а $|R_{TM}|$ - к 1. Полное пропускание ТМ волны из воздуха в литосферу происходит при $n_{\perp,B}$, который пропорционален частоте и близок к единицу, $\arcsin(n_{\perp,B})$ называют углом Брюстера. Из правой панели рис. 1 видно, что мнимые части коэффициентов отражения являются ненулевыми для проводимости σ_s . Это говорит о наличии фазового сдвига между падающей и отраженной волнами.

Если поверхность земни не является бесконечно проводящей, электромагнитное поле плоской волны с компонентами (2) имеет существенные горизонтальные электрические E_x , E_y и вертикальную магнитную H_z составляющие. В случае, когда проводимость земной поверхности принимает большие значения, чем те, что типичны для Фенноскандии и Кольского п-ва (10⁻⁵ - 10⁻⁴ См/м), перечисленные компоненты поля невелики и, в большинстве случаев, не имеют практического применения. Поэтому для оценки влияния проводимости земной поверхности на электромагнитное поле плоской ОНЧ волны магнитосферного происхождения мы выразили $|E_{TE}|^2$ и $|E_{TM}|^2$ через компоненты H_x , H_y и E_z , измеряемые в большинстве наземных обсерваторий:

$$\begin{aligned} \left| E_{TE} \right|^{2} &= \left(1 - n_{\perp}^{2} \right) \frac{\left(\left| H_{x} \right|^{2} + \left| H_{y} \right|^{2} \right) n_{\perp}^{2} - \left| E_{z}^{2} \right|}{\left| R_{TE} - 1 \right|^{2} \left(1 - n_{\perp}^{2} \right) n_{\perp}^{2}} \\ \left| E_{TM} \right|^{2} &= \frac{\left| E_{z}^{2} \right|}{\left| R_{TM} - 1 \right|^{2} n_{\perp}^{2}} \end{aligned} \tag{4}$$

В уравнениях (4) есть две особые точки - при $n_{\perp} \equiv 0$ и $n_{\perp} \equiv 1$, появившиеся из-за пренебрежения компонентами E_x , E_y и H_z . Поведение $|E_{TE}|^2$ и $|E_{TM}|^2$ в окрестности этих точек является предметом дальнейших исследований. Однако следует отметить, что величину $|E_{TE}|^2$ нельзя оценить вблизи $n_{\perp} = 1$, поскольку, как следует из уравнения (4), при данных углах величина $1 - n_{\perp}^2$ близка к нулю и мода E_{TE} не дает вклада в компоненты H_x и H_y .

Коэффициенты отражения для морской воды с σ_{sw} =5 См/м ТЕ и ТМ мод близки к -1 во всем диапазоне $0 < n_{\perp} < 1$, за исключением области в окрестности $n_{\perp} = 1$. Это факт указывает на то, что отражение от морской воды всегда можно считать идеальным.

Модель

Моделирование распространения ОНЧ волны магнитосферного происхождения в волноводе Земля-ионосфера представляет собой сложную вычислительную задачу, поскольку не существует аналитического решения для таких волн, распространяющихся в сильно неоднородной нижней ионосфере и отражающихся от проводящих слоев земной поверхности. В такой ситуации хорошим приближением можно считать случай, когда нижняя ионосфера и верхняя часть литосферы изменяются только в вертикальном направлении. Мы использовали конечно-разностный подход, так называемый «full-wave» метод [3], для расчета электромагнитных полей в волноводе Земля-ионосфера с горизонтально-стратифицированными ионосферой и литосферой. Метод реализован с помощью языка программирования Octave. Для ускорения вычислений, основные матричные операции выполняются с помощью прикладного программного интерфейса (API) C++ Остаve и распараллелены с помощью Open Multi-Processing (OpenMP) API.

В нашей модели ОНЧ волна с вектором показателя преломления **n**=k/ k_0 , лежащим внутки конуса выхода $n_{\perp} < 1$, с частотой $1 \le f \le 12$ кГц падает на слоистую ионосферу с профилем электронной концентрации $N_e(z)$ и частотой столкновений электронов с нейтралами v(z). В каждом слое ионосфера считается однородной. Частота столкновений v(z) рассчитывалась в соответствии с [7] как $v(z) = 5 \cdot 10^6 \exp(-0.15(z-70))$. На частотах выше 1 кГц влияние ионов на распространение ОНЧ волн мало, поэтому в данной работе мы им пренебрегли. В связи с тем, что естественные ОНЧ эмиссии в основном наблюдаются в высоких широтах, где наклон линий магнитного поля вблизи земной поверхности не превышает 15°, в нашей модели магнитного поля вкаждом слое задается моделью Н.А. Цыганенко [8]. Поскольку на распространение ОНЧ волн оказывает сильное влияние профиль электронной концентрации нижней ионосферы $N_e(z)$, для

моделирования мы взяли два наиболее характерных профиля из модели IRI-2016 [6], описывающих состояние ночной и дневной ионосферы (см. рис. 2).

Моделирование производилось в системе координат, где ось Z была направлена вверх перпендикулярно слоям, а оси X и Y располагались в горизонтальной плоскости. На верхнем слое, где z=140 км, граничные условия реализуются путем приравнивания коэффициента отражения идущей вверх ОНЧ волны к нулю (условие ухода) и величины вектора Пойнтинга идущей вниз волны на единицу. Принимая во внимание, что глубина скин-слоя земной коры с проводимостью более 10^{-5} См/м на частотах f>1 кГц составляет менее нескольких десятков метров, мы не рассматривали земную поверхность как слоистую, а для расчета коэффициентов отражения идущих вниз ТЕ и ТМ волн в нижнем слое z=0использовали формулы Френеля (3).



Рис. 2. Профили электронной концентрации нижней ионосферы для 15 октября 2018 г. по модели IRI-2016. Сплошная линия - ночной профиль (03:00 UT), штриховая - дневной (10:00 UT)

Fig. 2. Electron density profiles for 15 October 2018. Solid line - nighttime profile (03:00 UT), dashed line - daytime profile (10:00 UT)

Мы рассчитали компоненты поля ОНЧ волны H_x , H_y и E_z на земле, используя full-wave метод. Расчет производился для двух проводимостей земной поверхности σ_{sw} =5 См/м и σ_s =10⁻⁵ См/м и в частотном диапазоне 1-12 кГц, в котором обычно ведется наземная регистрация ОНЧ эмиссий. Для исследования влияния проводимости литосферы на поле ОНЧ волны, мы, используя уравнения (4), оценили квадраты амплитуд ТЕ и ТМ волн, $|E_{TE}|^2$ и $|E_{TM}|^2$. Поскольку большинство наземных ОНЧ станций измеряют горизонтальное магнитное поле, мы дополнили моделирование расчетом величины $|H_{tan}|^2 = |H_x|^2 + |H_y|^2$ - квадрата амплитуды горизонтального магнитного поля.

Результаты моделирования

На рис. З показаны квадраты амплитуд ТЕ и ТМ плоских волн на частотах 3000, 4800 и 12000 Гц, $|E_{TE}(f,n_{\perp})|^2$ и $|E_{TM}(f,n_{\perp})|^2$, соответственно. Здесь хорошо видны моды волновода Земля-ионосфера, причем чем выше частота, тем больше мод наблюдается. Величина максимума - это амплитуда моды, а его ширина
показывает добротность волновода для данной моды. Из рис. За видно, что ТЕ моды наиболее выражены ночью. Их амплитуда, как и добротность, в условиях ночной ионосферы значительно выше, чем в условиях дневной ионосферы. Учет фактической проводимости земной поверхности $\sigma_s=10^{-5}$ См/м привел к уменьшению $|E_{TE}|^2$ на 2.5 дБ днем и 5 дБ ночью по сравнению с его значениями для проводимости морской воды $\sigma_{sw}=5$ См/м. Кроме того, для σ_s при ночной ионосфере наблюдается сдвиг максимумов $|E_{TE}|^2$ в сторону больших n_{\perp} .



Рис. 3. Зависимость квадрата амплитуды TE (*a*) и TM (δ) плоских волн от n_{\perp} в условиях дневной и ночной ионосферы на частотах 3000, 4800 и 12000 Гц для проводимостей земной поверхности σ_{sw} (сплошная линия) и σ_s (пунктирная линия)

Fig. 3. The squared amplitude of the TE and TM plane waves for daytime and nighttime ionospheres at frequencies 3000, 4800, and 12000 Hz for σ_{sw} (solid line) and σ_s (dotted line)

Поведение $|E_{TM}|^2$, показанное на рис. 36, аналогично поведению квадрата амплитуды ТЕ моды. Видно, что моды ТМ волн хорошо возбуждаются в условиях ночной ионосферы, особенно при n_{\perp} , близких к единице. По-видимому, это связано с тем, что коэффициент отражения R_{TM} с увеличением n_{\perp} движется в положительном направлении и переходит через ноль, в то время как R_{TE} остается все время отрицательным. В то же время, при проводимости σ_s моды ТМ волн практически не возбуждаются. На высоких частотах $|E_{TM}|^2$ при σ_s , соответствующей проводимостям Фенноскандии и Кольского п-ва, в среднем на 10-15 дБ меньше, чем при идеальной проводимости земной поверхности σ_{sw} . При больших n_{\perp} эта разница может достигать 25 дБ. Для ночной ионосферы мы также наблюдаем смещение максимумов ТМ мод с частотой, которое наблюдалось и для ТЕ мод (рис. 3а).

Наземные измерения компонент электромагнитного поля не позволяют регистрировать ТЕ и ТМ волны по-отдельности. В этом случае измеряемой

величиной является квадрат амплитуды горизонтального магнитного поля $|H_{tan}|^2$. Результаты моделирования $|H_{tan}|^2$ показаны на рис. 4. Здесь мы видим проявления волноводных ТЕ и ТМ мод. Величина $|H_{tan}|^2$ выше ночью, чем днем. Добротность мод, наблюдаемых в условиях ночной ионосферы также выше, чем для дневной. Однако при учете актуальной проводимости земной поверхности σ_s видно, особенно на высоких частотах, что волноводные моды практически не видны, даже в ночных условиях.



Рис. 4. Зависимость квадрата амплитуды горизонтального магнитного поля $|H_{tan}|^2$ от n_{\perp} в условиях дневной (слева) и ночной (справа) ионосферы на частотах 3000, 4800 и 12000 Гц для проводимостей земной поверхности σ_{sw} (сплошная линия) и σ_s (пунктирная линия)

Fig. 4. The squared amplitude of the horizontal magnetic field for daytime and nighttime ionospheres at frequencies 3000, 4800, and 12000 Hz for σ_{sw} (solid line) and σ_s (dotted line)

Полученные результаты показывают, что учет реальной проводимости земной поверхности оказывает существенное влияние на поле плоской ОНЧ волны магнитосферного происхождения, распространяющейся в волноводе Земля-ионосфера. Основываясь на результатах, полученных в данной работе, в дальнейшем мы планируем изучить распространение пространственно ограниченных пучков свистовых волн, состоящих из набора плоских волн, что позволит лучше описывать реальную ситуацию.

Заключение

В данной работе с помощью full-wave метода оценены компоненты электромагнитного поля плоской ОНЧ волны магнитосферного происхождения на земной поверхности. Приведены результаты расчета квадратов амплитуд ТЕ, ТМ волн и горизонтального магнитного поля в условиях ночной и дневной ионосферы и для проводимостей земной поверхности, соответствующих морской воде и литосфере Фенноскандии и Кольского п-ва. Выявлено, что волноводные моды

лучше возбуждаются в условиях ночной ионосферы. Расчеты показали, что конечная проводимость земной поверхности оказывает наиболее существенное влияние на поле TM волн и горизонтальное магнитное поле по сравнению с полем, рассчитанным для высокой проводимости земной поверхности или над поверхностью моря. Влияние конечной проводимости на поле TE волн гораздо слабее. Обнаружено, что для ночной ионосферы учет реальной проводимости литосферы приводит к значимому смещению максимумов мод в сторону больших n_{\perp} .

Благодарности. Авторы благодарят за поддержку Программу фундаментальных исследований Президиума РАН.

Литература

- 1. Sazhin, S.S., Natural radio emissions in the Earth' s magnetosphere, Nauka, Moscow, 1982, (in Russian).
- 2. Helliwell, R. A., Whistlers and Related IonosphericPhenomena, Stanford Univ. Press, 1965.
- Lehtinen, N.G. and Inan, U.S. Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // Journal of Geophysical Research, V. 113, A06301, 2008.
- Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A. et al. Crustal conductivity in Fennoscandia a compilation of a database on crustal conductance in the Fennoscandian Shield// Earth, Planets and Space. V. 54, No 5. pp. 535-558. 2002.
- 5. Budden, K.G., The propagation of radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U.K., 1985.
- Bilitza, D., Altadill, D., Zhang, Y., Mertens, C., Truhlik, V., Richards, P., McKinnell, L.-A., and Reinisch, B. The International Reference Ionosphere 2012 - a model of international collaboration // J. Space Weather Space Clim., 4, A07, 1-12, doi:10.1051/swsc/2014004, 2014.
- Banks, P. Collision frequencies and energy transfer electrons // Planet. Space Sci., 1966, vol. 14, no. 11, pp. 1085–1103.
- 8. Tsyganenko, N.A., Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause // J. Geophys. Res., 1995, vol. 100, pp. 5599–5612.

Сведения об авторах

Лебедь Ольга Михайловна

к.ф.-м.н., н.с., Полярный геофизический институт, г. Апатиты E-mail: olga.m.lebed@gmail.com

Федоренко Юрий Валентинович

к.ф.-м.н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, г. Апатиты E-mail: yury.fedorenko@gmail.com

Никитенко Александр Сергеевич

м.н.с., Полярный геофизический институт, г. Апатиты E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.147-152 УДК 550.388.8

А.С. Никитенко, О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко, Ю. Маннинен, Н.Г. Клейменова, Л.И. Громова

НАЗЕМНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ХИССА В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ К ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Аннотация

Авроральный хисс – один из типов естественных ОНЧ излучений, генерируемых в магнитосфере. Генерация происходит в результате развития черенковской неустойчивости высыпающихся электронов с энергиями ниже 10 кэВ. В данной работе представлены результаты наземных наблюдений аврорального хисса в двух точках на близких геомагнитных широтах (~64° MLAT) и разнесенных по долготе на ~400 км: Каннуслехто (Финляндия) и обсерватория Ловозеро (Россия). Предложен и применен новый подход для анализа азимутальных углов прихода волн в точку наблюдений. Показано, что область выхода аврорального хисса из ионосферы находится южнее сопровождающих его возникновение полярных сияний. Для объяснения полученных результатов проведено моделирование распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности. Результаты моделирования согласуются с результатами наблюдений.

Ключевые слова:

авроральный хисс, область выхода волн, полярные сияния

A.S. Nikitenko, O.M. Lebed, Yu.V. Fedorenko, J. Manninen, N.G. Kleimenova, L.I. Gromova

GROUND-BASED OBSERVATIONS OF THE AURORAL HISS AT HIGH LATITUDES AND MODELING ITS PROPAGATION TO THE GROUND

Abstract

The auroral hiss emission is generated at altitudes of about 10000 - 25000 km as a result of the Cherenkov radiation of precipitating electrons with energies below 10 keV. Ground-based observations of the auroral hiss are typically accompanied by a visible aurora. Simultaneous observations of the auroral hiss at auroral latitudes (~64° MLAT) are carried out at two points located at close geomagnetic latitudes and spaced in longitude by ~400 km: the Finnish Kannuslehto station and the Russian Lovozero observatory. We proposed and used a new approach to estimate the arrival angles of the auroral hiss is located southward of the visible aurora. To explain the experimental results, we applied a model of the auroral hiss propagation from the generation region through the ionosphere to the ground. The results of modeling are consistent with the observations.

Keywords:

auroral hiss, wave exit point, aurora

Введение

Авроральный хисс – один из типов естественных ОНЧ излучений, генерируемых в магнитосфере. Генерация излучений происходит в результате развития черенковской неустойчивости высыпающихся электронов с энергиями от

нескольких эВ до 10 кэВ. Электромагнитная волна распространяется от области генерации до земной поверхности на частоте выше нижнегибридной частоты и ниже гирочастоты электронов [1, 2]. Наземные наблюдения аврорального хисса, как правило, сопровождаются возникновением дуги полярных сияний. При исследовании таких излучений особый интерес представляет информация о положении области выхода ОНЧ волн из ионосферы и связь между динамикой области выхода и динамикой полярных сияний.

Авроральный хисс является одним из примеров шумовых излучений, генерируемых в магнитосфере. Параметры поля таких излучений изменяются во времени случайным образом. Для интерпретации данных наземных наблюдений шумовых излучений необходимы методы, учитывающие случайную природу генерации этих излучений. В противном случае значительная часть информации может остаться скрытой от наблюдателя. Особую важность учет статистических особенностей имеет при сопоставлении наземных и спутниковых данных.

Целью данной работы является изучение связи между взаимным положением в нижней ионосфере области выхода аврорального хисса и авроральной дуги, сопровождающей его возникновение.



Рис. 1. Карта расположения станций. КАN – Каннуслехто, Финляндия и LOZ – обс. Ловозеро, Россия

Fig. 1 . The map of the observation sites. Kannuslehto, Finland (KAN) and Lovozero, Russia (LOZ) $% \left(LOZ\right) =0.012$

Эксперимент

В данной работе представлены результаты наземных наблюдений аврорального хисса в двух точках, разнесенных по долготе на 400 км и расположенных на близких геомагнитных широтах, - Каннуслехто (КАЛ, Финляндия) и Ловозеро (LOZ, Россия). На рис. 1 представлена карта расположения точек регистрации. Обе точки оснащены идентичными СНЧ/ОНЧ приемниками. Они предназначены для регистрации горизонтальных компонент напряженности магнитного поля H_x , H_y и вертикальной компоненты напряженности электрического Е₇. В работе используется система координат, в которой ось Х направлена на север, У — на восток, Z — вниз. Для регистрации компонент H_x, H_y используются рамочные антенны. Регистрация компоненты E_z ведется с использованием дипольной антенны. Ввиду большой проводимости почвы пренебрегаем компонентами поля волны E_x , E_y и H_z . Регистрация компонент H_x , H_y и E_z позволяет оценивать углы прихода волн φ_S в точку наблюдений, исключая 180 В неопределенность градусов. данной работе будем ассоциировать этот угол с углом, который составляет вектор, обратный вектору Пойнтинга, с осью X выбранной системы координат.

Оценка положения области выхода

Наземные наблюдения аврорального хисса показывают, что значения угла φ_S изменяются во времени случайным образом. Для интерпретации наземных данных азимутальные углы прихода должны быть представлены в виде их плотностей распределения, а не в виде усредненных значений. В противном случае значительная часть информации может остаться скрытой от наблюдателя. В данной работе мы будем оценивать положение области выхода аврорального хисса, используя распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода φ_S .

Запишем выражение для вектора Пойнтинга у земной поверхности, представленной в виде бесконечно проводящей плоскости:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\vec{E} \times \vec{H} \right) = \frac{1}{2} \left(- \operatorname{Re} \left(\dot{E}_z \dot{H}_y \right) \hat{e}_x + \operatorname{Re} \left(\dot{E}_z \dot{H}_x \right) \hat{e}_y \right)$$

Здесь точкой обозначены величины, полученные после применения преобразования Гильберта, звездочкой обозначено комплексное сопряжение, символ **Re** означает реальную часть комплексной величины.

Чтобы получить распределение плотности потока энергии по азимутальным углам прихода φ_S , исходные записи компонент поля были разбиты на перекрывающиеся сегменты. Для каждого отсчета данных из сегмента рассчитывались компоненты вектора Пойнтинга и сглаживались низкочастотным фильтром. Диапазон возможных углов прихода [0°, 360°) разбивался на равные сектора, после чего рассчитывалось среднее значение модуля вектора \vec{S} в каждом секторе. Более подробно метод расчета таких распределений описан в работе [3]. Рассчитанные распределения транспонировались в столбцы и располагались друг за другом, чтобы получить профили изменения во времени распределения плотности потока энергии по углам прихода. На рис. 3 представлены примеры таких профилей. По горизонтальной оси отложено время, по вертикальной - диапазон возможных углов прихода, цветом обозначена плотность потока энергии.



2018 года в КАМ и LOZ между 18:00 и 20:00 UT

Fig. 2 . Spectrograms of the auroral hiss registered in KAN and LOZ between 18:00 and 21:00 UT on 2 Feb 2019

Результаты наблюдений аврорального хисса

Исследован аврорального хисс, зарегистрированный в KAN и LOZ 2 февраля 2019 года 18:00 — 21:00 UT. Для проведения анализа из записей компонент поля были удалены импульсные сигналы атмосфериков. На рис. 2 представлены спектрограммы исследуемых излучений после удаления атмосфериков. Для построения распределений плотности потока энергии по углам прихода исходные записи компонент поля были профильтрованы полосовым фильтром с центральной частотой 8500 Гц и шириной полосы 1000 Гц. Отфильтрованные записи разделены на сегменты длиной 8 секунд с перекрытием 50 процентов. На рис. 3 представлены огибающая горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля временной И профиль распределения плотности потока энергии по углам прихода. Из рисунков видно, что положение области выхода меняется со временем. В течение всего времени наблюдений максимумы распределений в обеих точках указывают на то, что положение области выхода почти не менялось, и она находилась к юго-западу от станций (азимутальный угол – -135 градусов). Согласно данным наблюдений allsky камеры, расположенной в обсерватории Ловозеро, регистрируемые излучения сопровождаются появлением на севере полярных сияний (данные не приведены).



Рис. 3. Огибающая горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля и временные профили распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода аврорального хисса, зарегистрированного 2 февраля 2019 года в КАN и LOZ между 18:00 и 21:00 UT

Fig. 3 . The envelope of the magnetic horizontal components and the time profiles of the Poynting vector distributions 2 Feb 2019 in the time interval 18:00 - 21:00 UT

Модель генерации и распространения аврорального хисса

Чтобы объяснить полученный результат, проведено моделирование распространения аврорального хисса от области генерации в плоско-слоистой ионосфере до земной поверхности. Расчеты проведены с использованием модели, описанной в работе [3]. Схема моделирования представлена на рис. 4.



Рис. 4. Модель распространения аврорального хисса от области генерации то земной поверхности

Fig. 4 . Auroral hiss generation and propagation model

Авроральный хисс генерируется на высоте 10000 — 20000 км в результате развития черенковской неустойчивости. Волновой вектор генерируемых волн имеет большую горизонтальную компоненту $k/k_0>>1$, где k – модуль волнового вектора $k_0 = \omega / c$, ω циклическая частота, c – скорость света в вакууме. Эти волны распространяются на электростатической моде до высот 3000 — 5000 км, где рассеиваются на мелкомасштабных неоднородностях (порядка нескольких метров) в конус прохождения $-1 < k / k_0 < 1$. Лишь небольшая часть рассеянных волн достигает земной поверхности.

Авроральные электроны высыпаются вдоль линий геомагнитного поля. Результаты моделирования показывают, что авроральный хисс должен наблюдаться на земной поверхности южнее области высыпаний. Рассеяние в конус прохождения происходит значительно выше области высыпаний. После рассеяния электромагнитные волны распространяются к земной поверхности практически вертикально.

Обсуждение результатов и выводы

Анализ случая 2 февраля 2019 года показал, что всплески аврорального хисса в течение 3-х часов наблюдений приходили в KAN и LOZ с юго-запада. В эти интервалы времени сияния наблюдались далеко на севере. Соответственно и область высыпаний электронов, ответственных за генерацию аврорального хисса, располагалась значительно севернее точек наблюдений. Наблюдаемые

результаты согласуются с результатами моделирования распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности.

В данной работе предложен метод оценки положения области выхода аврорального хисса, регистрируемого у земной поверхности. Метод применен для исследования этих излучений, зарегистрированных в КАN и LOZ. Проведено моделирование распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности. Результаты моделирования показали, что область выхода регистрируемого аврорального хисса располагается южнее области высыпаний авроральных электронов, ответственных за генерацию аврорального хисса. Результаты моделирования согласуются с результатами наблюдений.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-52-50025 ЯФ а (Никитенко А.С.).

Литература

- 1. Sazhin, S. S., Bullough, K., Hayakawa, M. (1993) Auroral hiss: a review // Planet. Space Sci. 41. 153–166. doi:10.1016/0032-0633(93)90045-4
- LaBelle, J., Treumann, R. (2002) Auroral Radio Emissions, 1. Hisses, Roars, and Bursts // Space Science Reviews. 101(3). 295–440.
- Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Маннинен Ю., Клейменова Н.Г., Никитенко А.С. Моделирование прохождения аврорального хисса от области генерации к земной поверхности // Геомагнетизм и Аэрономия. 2019. V. 59. No.5. P.618-627, doi:10.1134/S0016794019050079

Сведения об авторах

Никитенко Александр Сергеевич

м.н.с., Полярный геофизический институт, г. Апатиты E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Лебедь Ольга Михайловна,

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

Федоренко Юрий Валентинович,

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

Маннинен Юрки,

PhD, Геофизическая обсерватория Соданкюля, Соданкюля, Финляндия

Клейменова Наталья Георгиевна,

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

Громова Людмила Ивановна,

к.ф.-м.н., ИЗМИРАН, г. Москва

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.153-160 УДК 537.877+519.6

О. И. Ахметов, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев, Б. В. Белаховский, 3. В. Суворова.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕСУЩЕЙ РАДИОСИГНАЛЛОВ СИСТЕМЫ ТОЧНОГО ВРЕМЕНИ СДВ ДИАПАЗОНА В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОЙ СУББУРИ 11.12.2015 Г. В ОБЛАСТИ ПОЛЯРНЫХ ШИРОТ

Аннотация

В работе представлены результаты моделирования распространения электромагнитной волны с частотой, соответствующей несущей в сети передатчиков системы точного времени «Бета», действующей на территории СНГ в диапазоне сверхдлинных волн. Численный эксперимент проводился при ионосферных параметрах, соответствующих магнитной суббуре 11.12.2015 г., полученных на основе данных радара некогерентного рассевания EISCAT на архипелаге Шпицберген и двухпараметрической экспоненциальной модели Уайта (Wait) для D-области ионосферы.

Ключевые слова:

распространение СДВ волн, математическое моделирование

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

MODELING OF THE CARRIER RADIO SIGNAL PROPAGATION OF THE VLF EXACT TIME SYSTEM IN THE CONDITIONS OF A MAGNETIC SUBSTORM ON 11.12.2015 IN THE POLAR REGION

Abstract

The modeling results of the electromagnetic wave propagation with a frequency corresponding to the carrier in the transmitter network of the Beta exact time system operating in the range of extra-long operating in countries CIS waves is presented. A numerical experiment was carried out with ionospheric parameters corresponding to a magnetic substorm on December 11, 2015 obtained on the basis of the EISCAT incoherent scattering radar data on Svalbard and the two-parameter exponential Wait model for the D-region of the ionosphere.

Keywords:

VLF wave propagation, mathematical modeling

Введение

К сверхдлинным волнам относят электромагнитные волны очень низкой частоты (ОНЧ) с частотами 3-30 кГц. Данный диапазон в основном используется для передачи сигналов единого времени и радионавигации, реже для сигналов радиосвязи. Сигналы ОНЧ передатчиков распространяются в сферическом волноводе Земля-ионосфера. Определяющие влияние на распространение радиоволн ОНЧ диапазона оказывают вариации электронной концентрации и высота отражающего слоя [1]. Наличие реакции на изменения электронной концентрации в D-слое ионосферы и регулярно действующие источники радиосигнала дают возможность проведения геофизических исследований ионосферы методом измерения характеристик принимаемых радиосигналов. Метод численного эксперимента позволяет получить эталонные характеристики радиосигналов в различных полностью контролируемых геофизических условиях, что имеет большое значение для дальнейшей интерпретации данных. В более высокочастотных диапазонах регулярно действующих источников значительно больше, постепенное включение их в анализ прохождения радиоволн в волноводе Земля-ионосфера в дальнейшем позволит сделать исследование комплексным и повысит релевантность полученных результатов. С точки зрения данного исследования диапазон ОНЧ удобен тем, что он значительно менее требователен к вычислительным ресурсам при численном моделировании в сравнении с более высокочастотным диапазоном при одинаковом объеме модельной области. Моделирование возможно провести на одном высокопроизводительном настольном компьютере, оборудованном одним видео ускорителем Nvidia GTX TITAN, за разумное время (50-60 часов), чем и обусловлен выбор авторов сети передатчиков сигнала точного времени «Бета» с несущей частотой радиоволны 25 кГц.

Данная работа представляет собой первый опыт моделирования распространения электромагнитных сигналов в диапазоне ОНЧ на модели разработанной авторами [2]. В статье показана возможность получения наборов характеристик волн ОНЧ диапазона для разных геофизических условий.

Сеть передатчиков сигнала точного времени «Бета»

Эталонные сигналы частоты и времени (ЭСЧВ) являются средством передачи размеров единиц и шкал времени и представляют собой несущие колебания, модулированные по амплитуде, фазе или частоте сигналами, содержащими временные метки, а также информацию о текущих значениях времени, дате и другой дополнительной информации. Для передачи эталонных сигналов Государственная служба времени, частоты и определения параметров вращения Земли использует разветвленную сеть средств передачи, работающих в различных частотных диапазонах. Одной из таких сетей передачи ЭСЧВ в диапазоне сверх длинных волн (СДВ) является сеть «Бета» [3].

Радиостанции сети для передачи размеров единиц времени и частоты используют сигналы типа DXXXW.

Сигналы DXXXW представляют собой несущие колебания синусоидальной формы с частотой $f_{\rm H}$, прерываемые в течение каждых 100 мс на время 5 мс; через 10 мс после прерывания несущие колебания в течение 80 мс подвергаются узкополосной фазовой модуляции синусоидальными сигналами с поднесущими частотами 100 или 312,5 Гц и индексом модуляции 0,698. Секундные метки идентифицируются маркированием предшествующих им 0,1 с интервалов сигналами 312,5 Гц двух 0,1 с интервалов, предшествующих секундному маркеру [3].

Сеть передатчиков состоит из следующих радиостанций: RJH69 («Антей»), Вилейка (Белоруссия) (54°27'37" с.ш. 26°46'45" в.д.) RJH77 («Геркулес»), Архангельск (64°21'36" с.ш. 41°33'55" в.д.) RJH63 («Океан»), Краснодар (44°46'25" с.ш. 39°32'51" в.д.) RJH90 («Голиаф»), Нижний Новгород (56°10'10" с.ш. 43°55'52" в.д.) RJH86 («Прометей»), Бишкек (Киргизия) (43°02'22" с.ш. 73°36'45" в.д.) RAB99 («Титан»), Хабаровск (48°29'08" с.ш. 134°49'24" в.д.) Таким образом, сеть радиостанций создает значительную область в волноводе Земля-ионосфера заполненную периодическими сигналами постоянной амплитуды и изменяющейся частоты с несущей частотой 25 кГц.

Событие 11 декабря 2015 года

Исследованы особенности распространение ОНЧ радиоволн в высокоширотной ионосфере при высыпании заряженных частиц в атмосферу во время суббури. Детально рассмотрена полярная суббуря 11 декабря 2015 года (рис. 1) в интервале 15.30-17.00 UT, что соответствует вечернему сектору MLT (MLT=UT+3). Суббуря происходила без геомагнитной бури, амплитуда суббури достигала 1000 нТл на станции НОR сети IMAGE. Суббуря привела к резкому увеличению концентрации ионосферной плазмы (более, чем на порядок) на высотах 100-200 км по данным радар EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген.



Рис. 1. Вариации концентрации Ne ионосферной плазмы с высотой по данным радара EISCAT 42m на Шпицбергене, вариации Ne на высоте 110 км; вариации X-компоненты геомагнитного поля на станциях LYR, HOR, HOP, BJN, после кода станций указана геомагнитная широта

Fig. 1. The variations of the ionosphere plasma density with the height according EISCAT 42m radar data on Svalbard, variations of the density at 110 km height; variations of the X-component of the geomagnetic field at LYR, HOR, HOP, BJN stations, after the station code the latitude of the station is shown

Среда распространения, модель, источник

В качестве среды распространения для численного эксперимента авторы использовали однородный по горизонту участок волновода Земля-ионосфера. Горизонтальный размер участка составлял 550х300 км. По высоте в атмосфере и ионосфере – 250 км, в глубину в литосфере – 100 км. Шаг сетки над поверхностью Земли – 250 м, по вертикали в литосфере 125 м. Центр источника сигнала располагался на расстоянии 150 км от трех боковых граней полученного параллелепипеда. Для всех внешних граней кроме нижней использовалось условие свободного ухода волны совместно с адаптированными поглощающими слоями и профилем потерь, как в работе [4].



Рис. 2. Вертикальный профиль концентрации электронов по данным радара EISCAT 11.12.2015 г. в 16:00 UT, дополненный двух экспоненциальным профилем Уайта

Fig. 2. The vertical profile of electron concentration according to the EISCAT radar data on 12/11/2015 at 16:00 UT, supplemented by two exponential profiles of White

Вертикальный профиль концентрации электронов рис. 2 получен сращиванием данных радара некогерентного рассеивания EISCAT (Тромсе, Норвегия) и двух экспоненциального профиля Уайта [5] путем подбора параметров:

$$N_{1}(h) = 1.43 \times 10^{7} \cdot e^{(-0.15 \cdot h')} \cdot e^{[(\beta - 0.15) \cdot (h - h')]}$$
(1)

где h' и β – два параметра в км и км⁻¹ обозначающих высоту D слоя и резкость ионосферного перехода соответственно.

Частота столкновений с нейтралами рассчитывалась на основе данных EISCAT и данных модели NRLMSISE2000.

Профиль проводимости литосферы был аппроксимирован на основе результатов исследований проводимости на Кольском полуострове, Щпицбрегене нескольких научных групп, опубликованных в работе [6].

156

Для проведения численного эксперимента использовалась разработанная авторами численная модель распространения электромагнитных сигналов в различных средах, таких как воздух, почва, вода, замагниченная холодная плазма [2].

В качестве источника сигнала используется плоский массив электрических диполей высотой 50 км и шириной 200 км. Такой источник сигнала позволяет задать не только амплитуду сигнала во времени, но и её распределение в пространстве; задержками можно сформировать фронт волны необходимой формы подобно тому, как это делается в плоской эквидистантной фазированной антенной решетке [7]. В обсуждаемом численном эксперименте моделировалась плоская волна частотой 25000 Гц, излучаемая в область под прямым углом к плоскости источника.

Результаты и обсуждение

На рис. 3 в панелях, а) и б) показаны изменения максимальной амплитуды компонент напряженности электрического и магнитного полей с расстоянием. Видно, что с расстоянием амплитуды компонент электромагнитного сигнала экспоненциально затухают, на расстоянии ~ 250 км наблюдается изменение скорости затухания. Это связано с наложением волн, однократно отразившихся от ионосферы под углом менее 45⁰. Более ярко данный эффект можно наблюдать на рис. 4. где изображены в панелях, а) и б) фазы компонент напряженности электрического и магнитного полей соответственно.



Рис. 3. Максимальные амплитуды компонент напряженности электрического а) и магнитного б) полей в зависимости от расстояния до источника

Fig. 3. The maximum amplitudes of the components of the electric field intensity in to panel a) and magnetic field intensity in to panel b) depending on the distance to the source

На рис. 5 показано волновое сопротивление среды, рассчитываемое как отношение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей. Его значение хорошо согласуется с известным из литературы [8], это свидетельствует о правильном выборе шагов по времени и пространству при проведении численного эксперимента.



Рис. 4. Фазы компонент напряженности электрического a) и магнитного б) полей в зависимости от расстояния до источника

Fig. 4. Phases of the components of the electric field intensity in to panel a) and magnetic field intensity in to panel b) depending on the distance to the source



Рис. 5. Волновое сопротивление среды в зависимости от расстояния до источника

Fig. 5. The wave resistance of the medium depending on the distance to the source

Очевидно, что задачи радиофизики по созданию сети радиостанций ЭСЧВ и задачи геофизики по мониторингу ионосферы прямо противоположны. Вследствие этого сигналы ЭСЧВ или навигационных маяков располагаются в частях радиодиапазона, менее всего подверженных влиянию таких геофизических явлений как магнитные бури, вспышки на солнце, высыпания заряженных частиц в ионосфере полярных широт и т.д. Для выявления влияния различных геофизических факторов на характеристики электромагнитных сигналов потребуется значительное число численных экспериментов, принципиальную возможность проведения которых авторы продемонстрировали в данной работе.

Заключение

В работе представлены результаты моделирования распространения электромагнитной волны с частотой, соответствующей несущей в сети передатчиков системы точного времени «Бета», действующей на территории СНГ в диапазоне сверхдлинных волн.

Показана принципиальная возможность использования методов численного эксперимента для создания системы мониторинга ионосферы на основе сетей радиопередатчиков ЭСЧВ или навигационных радиомаяков.

Благодарность. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-77-10018).

Литература

- 1. Макаров Г.И., Новиков В.В., Орлов А.Б. Современное состояние исследований распространения СДВ в волноводном канале Земля-ионосфера // Радиофизика. 1970. Т. 13. № 3. С. 321.
- 2. Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла // Математическое моделирование. 2018. Т. 30. № 12. С. 17-38.
- 3. Эталонные сигналы частоты и времени (Бюллетень В15/2015), ФГУП «ВНИИФТРИ»
- Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Суворова З.В., Белаховский В.Б., Черняков С.М. Определение характеристик ИНЧ-волн, наиболее сильно реагирующих на незначительные изменения электронной плотности ионосферы в области высоких широт // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5, No 4. C. 99–109.
- 5. Wait, J. R., and K. P. Spies. Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves. Technical Note 300, National Bureau of Standards, Boulder, Colorado. 1964. 96 p.
- Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A.A., etc. Crustal conductivity in Fennoscandia—a compilation of a database on crustal conductance in the fennoscandian shield // Earth Planets Space. 2002. V. 54. N 5. P.535–558.
- 7. Воскресенский Д.И., Степаненко В.И., Филиппов В.С. и др. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток. Изд.4, перераб. и доп. М.: Радиотехника, 2012. 744с.
- 8. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1972. 564 с.

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. сектором, Полярный геофизический институт, г. Апатиты e-mail: mingalev_o@pgia.ru.

Белаховский Владимир Борисович

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

Суворова Зоя Викторовна

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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.161-166 УДК 550.385.4

В. Б. Белаховский, Я. Джин, В. Милош

СРАВНЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СУББУРЕВЫХ ВЫСЫПАНИЙ И ПАТЧЕЙ ПОЛЯРНОЙ ШАПКИ НА СИГНАЛЫ GPS СПУТНИКОВ В ПОЛЯРНЫХ ШИРОТАХ

Аннотация

В работе произведено сравнение воздействия суббуревых высыпаний заряженных частиц и «патчей» полярной шапки, характеризующихся резким увеличением концентрации в F-области ионосферы, на сцинтилляции GPSсигналов. Использован сцинтилляционный GPS-приемник на станции NYA. Наличие высыпаний заряженных частиц и «патчей» полярной шапки определялось по данным радара EISCAT на Шпицбергене, данным оптических наблюдений полярных сияний. Суббуревые высыпания приводят к более заметному росту фазового индекса сцинтилляций (до ~ 2 радиан). «Патчи» полярной шапки приводят к вполне сопоставимым значениям ROT (rate of TEC), как и суббури. Суббуревые высыпания и патчи полярной шапки приводят к развитию ионосферных неоднородностей различных масштабов. Амплитудный индекс сцинтилляций изменялся очень слабо во время данных ионосферных возмущений.

Ключевые слова:

ионосфера, GPS-приемники, полярные сияния, авроральный овал, радар некогерентного рассеяния

V. B. Belakhovsky, Y. Jin, W. Miloch

THE COMPARISION OF THE INFLUENCE OF SUBSTORM PRECIPITATIONS AND POLAR CAP PATCHES ON GPS SATELLITES SIGNALS AT POLAR LATITUDES

Abstract

In this work it is conducted the comparison of the influence of substorm charge particles precipitation and polar cap patches characterized by the abrupt increase of the density in F region of the ionosphere on scintillations of GPS signals. The scintillation GPS receiver at NYA station was used. The presence of the charge particle precipitation and polar cap patches was determined by the EISCAT radar (Svalbard) data, optical observations of the aurora. All of the considered types of the ionosphere disturbances lead to the growth of the phase scintillation index σ_{Φ} . But the precipitation during the substorm leads to the greatest growth of the phase scintillation index (up to the 2 radian). The substorm precipitations lead to the strongest growth of the phase scintillation index (up to 3 radians). Polar cap patches lead to the quite comparable values of the ROT (rate of TEC) as substorms. So substorm precipitations and polar cap patches lead to development of the ionosphere irregularities with different spatial scale. Amplitude scintillation index practically have no substantial changes during these ionosphere disturbances.

Keywords:

ionosphere, GPS receiver, aurora, auroral oval, incoherent scatter radar

Введение

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) играют все большую роль для современной цивилизации. Однако ионосфера как среда для распространения радиоволн способна оказывать негативное влияние на качество принимаемого сигнала. Неоднородности в распределении ионосферной плазмы могут приводить к быстрым флуктуациям амплитуды и фазы сигнала, которые ионосферными сцинтилляциями (или принято называть мерцаниями мерцаниями) [1]. Сильные сцинтилляции могут приводить к ухудшению качества сигнала и даже к его потере. Поэтому исследование ионосферных сцинтилляций является важным аспектом космической погоды. Ионосферные сцинтилляции наиболее сильны в высоких и экваториальных широтах. Уровень сцинтилляций характеризуется фазовым σ_Φ и амплитудным (S4) индексами сцинтилляций [2]. Амплитудные сцинтилляции вызваны неоднородностями размером от десятков до сотен метров. Фазовые же сцинтилляции вызваны неоднородностями размером от сотен метров до нескольких километров. Для высокоширотных областей ионосферы больше характерны фазовые сцинтилляции.

В полярной ионосфере наиболее мощными возмущениями являются высыпания заряженных частиц и «патчи» полярной шапки (polar cap patch — PCP). PCP представляют собой локальное возрастание ионосферной концентрации выше 200 км. Размер данных образований в поперечном направлении составляет примерно от 100 до 1000 км. Известно, что появление PCP связано с увеличением интенсивности полярных сияний в эмиссии 630.0 нм [3]. Происхождение «патчей» полярной шапки связано с пересоединением силовых линий на дневной стороне магнитосферы и проникновение плазмы через область открытых силовых линий в полярную ионосферу [4]. В работе [5] было показано, что помимо высыпаний «патчи» полярной шапки также способны приводить к заметному росту сцинтиляций.

Целью данной работы является сравнение степени воздействия суббуревых высыпаний заряженных частиц и «патчей» полярной шапки на уровень сцинтилляций GPS-сигналов.

Данные

В работе были использованы данные сцинтилляционного GPS-приемника на станции NYA (арх. Шпицберген). Из данных GPS-приемника вычислялся амплитудный и фазовый индекс сцинтилляций σ_{Φ} , полное электронное содержание ионосферы. Из данных по полному электронному содержанию (ПЭС, ТЕС) ионосферы вычислялась производная (rate of TEC). Типы ионосферных возмущений определялись из вариаций концентрации по данным радара некогерентного рассеяния EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген. Луч радара направлен вдоль геомагнитного поля. Использованы данные камеры всего неба на станции NYA для регистрации интенсивности полярных сияний. Для вариаций геомагнитного характеристики поля использованы ланные магнитометров IMAGE. Для наблюдения за параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) использованы данные базы ОМNI.

Результаты наблюдений

Было проанализировано порядка 50 случаев за 2010-2017 гг., когда имелись синхронные наблюдения на радаре EISCAT 42m и на GPS-приемнике (NYA). В данной работе приведен только ряд типичных примеров. Наличие высыпаний заряженных частиц определялось по данным радара EISCAT как увеличение концентрации в диапазоне высот 100–200 км. «Патчи» полярной шапки идентифицировались как резкое увеличение концентрации выше 200 км.



Рис. 1. Концентрация ионосферной плазмы по данным радара EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген; фазовый индекс и амплитудный индекс сцинтилляций, ПЭС ионосферы, производная ПЭС по данным GPS приемника на станции NYA; Х-компонента геомагнитного поля по данным станции NYA

Fig. 1. The ionosphere plasma density according to the EISCAT 42m radar data on Svalbard; the phase and amplitude scintillation index, TEC of the ionosphere, rate of TEC according to the GPS receiver on NYA station; X-component of the geomagnetic field on NYA station

Анализ данных показал, что амплитудный индекс сцинтилляций (S4) практически не изменялся во время рассматриваемых возмущений. Поэтому

основное внимание было уделено фазовому индексу сцинтилляций σ_{Φ_i} а также ROT.

На рис. 1 показаны суббуревые возмущения 11 декабря 2015 года. Это была полярная суббуря без магнитной бури. Величина суббури достигала более 1000 нТл на станции HOR. Суббуря привела к высыпанию заряженных частиц в ионосферу и резкому увеличению концентрации ионосферной плазмы (более, чем на порядок) в интервале высот 100-250 км по данным радара EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген в 16 UT и в 20 UT.



Рис. 2. Концентрация ионосферной плазмы по данным радара EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген; фазовый индекс сцинтилляций, ПЭС ионосферы, производная ПЭС по данным GPS приемника на станции NYA; Х-компонента геомагнитного поля по данным станции NYA 4 декабря 2013 в интервале 18-22 UT

Fig. 2. The ionosphere plasma density according to the EISCAT 42m radar data on Svalbard; the phase scintillation index, TEC of the ionosphere, rate of TEC according to the GPS receiver on NYA station; X-component of the geomagnetic field on NYA station on 4 December 2013 at 18-22 UT

На второй панели рис. 1 разными цветами показан фазовый индекс сцинтилляций, вычисленный для различных GPS спутников, пролетающих в различные моменты времени вблизи приемника на станции NYA. Во время высыпаний заряженных частиц, связанных с суббурей, фазовый индекс

сцинтилляций достигает значений около 1.5 рад в 16 UT. Для суббури в 20 UT σ_{Φ} достигал значений около 0.7 рад. Видимо, это связано с тем, что вторая суббуря привела к менее резкому увеличению концентрации ионосферной плазмы. Интересно, что в момент суббури в 16 UT наблюдается пробел в данных по ПЭС ионосферы. Видимо, ионосферное возмущение было настолько мощное, что привело к пробелу в данных GPS спутников в момент суббури. Для суббури в 20 UT значения ROT достигали 5 TECU/ мин.

На рис. 2 показан случай с «патчами» полярной шапки. Они идентифицируются как резкое увеличение концентрации выше 200 км в интервалах времени 20–22 UT по данным радара EISCAT. Фазовый индекс около 09 UT достигает значения около 0,8 рад. Во время появления PCP происходит увеличение TEC примерно с 10 до 25 TECU. При этом ROT во время PCP также достигает высоких значений (около 5 TECU/мин), как и для суббури. По данным базы OMNI, Вz-компонента межпланетного магнитного поля в течение нескольких часов имела отрицательные значения, что свидетельствует о проникновении плазмы солнечного ветра через область открытых силовых линий в ионосферу. О проникновении плазмы через область полярной шапки свидетельствует распространение пятен полярных сияний в эмиссии 630.0 нм с высоких широт к более низким, как видно из кеограммы на рис. 3 примерно с 19 до 24 UT.



Рис. 3. Кеограмма полярных сияний в эмиссии 630.0 нм по данным камеры всего неба на станции NYA для 4 декабря 2013 года

Fig. 3. Keogramm of the aurora in 630.0 nm emission lines according to the all-sky camera on NYA station for the 4 December 2013

Анализ всех событий показал, что в целом наибольших значений фазовый индекс сцинтилляций σ_{Φ} достигает во время высыпаний заряженных частиц, связанных с суббурями (1.5-2 рад). Во время «патчей» полярной шапки σ_{Φ} также возрастает, но достигает меньших значений (0.7-0.8 рад). При этом как

суббуревые высыпания, так и «патчи» полярной шапки приводят к вполне сопоставимому росту ROT (около 5 TECU/мин). Амплитудный индекс сцинтилляций слабо изменялся во время данных ионосферных возмущений.

Заключение

Таким образом, показано, что как суббуревые высыпания заряженных частиц, так и «патчи» полярной шапки приводят к росту фазового индекса сцинтилляций σ_{Φ} , определяемого по данным GPS-приемника на станции NYA (архипелаг Шпицберген). Однако максимальных значений (около 2 рад) фазовый индекс сцинтилляций достигает во время высыпаний, связанных с суббурей. Во время регистарции «патчей» полярной шапки σ_{Φ} достигал значений 0.7-0.8 рад. При этом как суббуревые высыпания, так и «патчи» полярной шапки приводят к вполне сопоставимым вариациям полного электронного содержания ионосферы (ROT). По всей видимости, суббуревые высыпания и патчи полярной шапки приводят к развитию ионосферных неоднородностей различных масштабов.

Литература

- Basu S., K. M. Groves, S. Basu, P.J. Sultan. Specification and forecasting ofscintillations in communication/navigation links: Current status and future plans // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2002. 64(16), 1745–1754.
- 2. Kintner P.M., Ledvina B.M., De Paula E.R. GPS and ionospheric scintillations // Space Weather. 2007. 5(9): DOI: 10.1029/2006sw000260.
- Hosokawa, K., K. Shiokawa, Y. Otsuka, A. Nakajima, T. Ogawa, and J. D. Kelly, Estimating drift velocity of polar cap patches with all-sky airglow imager at Resolute Bay, Canada // Geophys. Res. Lett. 2006. 33, L15111.
- Lorentzen, D. A., J. Moen, K. Oksavik, F. Sigernes, Y. Saito, and M. G. Johnsen. In situ measurement of a newly created polar cap patch // J. Geophys. Res. 2010. 115, A12323, doi:10.1029/2010JA015710.
- Jin Y., Moen J., Miloch W. GPS scintillation effects associated with polar cap patches and substorm auroral activity: direct comparison // J. Space Weather Space Clim. 2014. 4. A23.

Сведения об авторах

Белаховский Владимир Борисович

к. ф.-м. н., н. с., Институт физики Земли РАН, Москва E-mail: belakhov@mail.ru

Джин Ячи

Phd, postdoc, Университет Осло, Осло

Милош Войчех

PhD, профессор, зав. отделом, Университет Осло, Осло

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.167-179 УДК 533.9

В. С. Мингалев, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев

ОСОБЕННОСТИ УПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЖДУ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ОКОЛОЗЕМНОЙ ПЛАЗМЕ

Аннотация

Доказывается теоретически, что в разреженной плазме могут существовать комплексы взаимодействующих заряженных частиц. Эти комплексы состоят из одной центральной заряженной частицы и нескольких заряженных частиц, которые вращаются вокруг центральной заряженной частицы, причем расстояния между центральной частицей и вращающимися частицами остаются ограниченными. Вращающиеся частицы имеют одинаковые электрические заряды, которые противоположны заряду центральной частицы.

Ключевые слова:

околоземная плазма, кинетическое описание, заряженные частицы, упругие взаимодействия

V. S. Mingalev, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev

PECULIARITIES OF ELASTIC INTERACTIONS BETWEEN CHARGED PARTICLES IN THE NEAR-EARTH PLASMA

Abstract

It is theoretically proved that, in the rarefied plasma, complexes of interacting charged particles can exist. These complexes consist of one central charged particle and some charged particles, which rotate around the central charged particle, with distances between the central particle and rotating particles being limited. The rotating particles have identical electric charges which are opposite to the charge of the central particle.

Keywords:

near-Earth plasma, kinetic description, charged particles, elastic interactions

Введение

Околоземное космическое пространство заполнено разреженной смесью ионизованных газов (плазмой), степень ионизации которой возрастает с удалением от земной поверхности. Если ионосферу заполняет смесь частично ионизованных газов, состоящая из нейтральных атомов и молекул, а также из свободных электронов и ионов, то в вышележащей магнитосфере и в обтекающем ее солнечном ветре присутствуют в основном электроны и положительные ионы. Эта смесь находится в сильно неоднородном магнитном поле, она подвержена действию гравитационного поля вращающейся Земли, ее облучает солнечное коротковолновое ионизирующее излучение, в нее вторгаются космические лучи, в ней протекают электрические токи, порождаемые крупномасштабными электрическими полями, на ее поведение влияют вариации обтекающего магнитосферу солнечного ветра. В этой смеси ионизованных газов могут происходить не только упругие взаимодействия между отдельными частицами, но и протекать химические реакции с участием нейтральных и заряженных частиц. Физико-химические свойства плазмы, заполняющей околоземное космическое пространство, существенно изменяются с удалением от земной поверхности.

Настоящая работа посвящена детальному рассмотрению упругих взаимодействий между присутствующими в околоземной плазме заряженными частицами, которые должны учитываться при кинетическом описании поведения этой плазмы.

1. Кинетический подход к описанию поведения околоземной плазмы

Для описания протекающих в околоземной плазме явлений и процессов в тех случаях, когда их характерные пространственные масштабы, т.е. расстояния, на которых заметно изменяются параметры среды, превышают или соизмеримы со средней длиной свободного пробега частиц между последовательными столкновениями, а характерные временные масштабы процессов превышают или соизмеримы со средним временем свободного пробега частиц плазмы между столкновениями, применимо кинетическое описание на уровне функций распределения отдельных сортов частиц. Таким образом, кинетическое описание может быть применено для довольно широкого круга относительно крупномасштабных и не очень быстро протекающих явлений и процессов, имеющих место в ионосфере, в вышележащей магнитосфере, а также в обтекающем ее солнечном ветре.

При кинетическом описании используется одночастичная функция распределения сорта α смеси газов $f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{u}_{\alpha}, t)$, которая определяется таким образом, что

$$f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{u}_{\alpha}, t) d\vec{r} d\vec{u}_{\alpha} \tag{1}$$

является ожидаемым числом частиц сорта α , находящихся в момент t в элементе объема физического пространства $d\vec{r}$ около точки \vec{r} и обладающих скоростями, находящимися в элементе пространства скоростей $d\vec{u}_{\alpha}$ около точки \vec{u}_{α} . Уравнение, описывающее эволюцию во времени и изменения в шестимерном фазовом пространстве $(\vec{r}, \vec{u}_{\alpha})$ функции распределения $f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{u}_{\alpha}, t)$, называют кинетическим уравнением.

Кинетическое уравнение для разреженного газа может быть выведено эвристически путем рассмотрения и описания процессов столкновений частиц. Именно так Л.Больцман в 1872 году впервые получил названное впоследствии его именем кинетическое уравнение [1], вывод которого, исходя из эвристических соображений, позже неоднократно воспроизводился с учетом различных особенностей внутренних и внешних условий [2-11].

Кинетическое уравнение для одночастичной функции распределения может быть также выведено из уравнения Лиувилля при использовании методов статистической механики для описания поведения разреженных газов (см. работы [12-14] и ссылки в них).

Кинетическому уравнению для одночастичной функции распределения частиц сорта α смеси, в которой возможно протекание химических реакций, может быть придан следующий общий вид [6, 8]:

$$D_{\alpha}f_{\alpha} = \sum_{\beta}S_{\alpha}^{\beta} + \sum_{\mu}R_{(\mu)}^{\alpha} + \sum_{\nu}R_{\alpha}^{(\nu)}, \qquad (2)$$

где D_{α} - оператор дифференцирования вдоль траектории движения частицы сорта α , S_{α}^{β} - интеграл упругих столкновений частиц α с частицами сорта β , описывающий прирост и убыль числа частиц сорта α , обусловленные упругими взаимодействиями частиц, $R_{(\mu)}^{\alpha}$ и $R_{\alpha}^{(\nu)}$ - интегралы химических реакций, описывающие, соответственно, возникновение и исчезновение частиц сорта α . В (2) суммирование по β распространяется на все выделенные сорта смеси, включая $\beta = \alpha$; суммирование по μ и ν охватывает все те химические реакции и другие неупругие взаимодействия, в которых частицы сорта α принимают участие.

Оператор D_{α} из левой части (2) имеет вид:

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \vec{u}_{\alpha} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \vec{r}} + \frac{1}{m_{\alpha}} \left[m_{\alpha} \vec{g} + e_{\alpha} \left(\vec{E} + \vec{u}_{\alpha} \times \vec{B} \right) - 2 \left(\vec{\Omega} \times \vec{u}_{\alpha} \right) m_{\alpha} \right] \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \vec{u}_{\alpha}}, \quad (3)$$

где m_{α} и e_{α} - масса и заряд частицы сорта α , \vec{g} - ускорение силы тяжести, \vec{E} - напряженность электрического поля, \vec{B} - магнитная индукция, $\vec{\Omega}$ - вектор угловой скорости вращения системы координат (в не вращающихся системах координат $\vec{\Omega} = \vec{0}$) [2,6,8,15].

В некоторых областях околоземного пространства для заряженных частиц плазмы могут выполняться условия сильной замагниченности, при выполнении которых траектории заряженных частиц будут иметь спиралеобразную форму. В этом случае можно провести осреднение по ларморовскому вращению уравнений движения заряженной частицы и получить так называемую дрейфовую систему уравнений для частицы. Оператор D_{α} из левой части (2) в дрейфовом приближении будет отличаться от выражения (3), его выводу при учете различных особенностей состояния плазмы и внешних полей посвящена специальная литература, в частности [16,17].

2. Существующие способы учета упругих столкновений частиц

Для учета в кинетическом уравнении (2) изменений функции распределения $f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{u}_{\alpha}, t)$, обусловленных упругими взаимодействиями частиц сорта α с частицами сорта β в тех случаях, когда обе частицы являются

нейтральными или одна из частиц является нейтральной, а вторая –заряженной, может быть применено выражение интеграла упругих столкновений, выведенное впервые Л.Больцманом для закона столкновения упругих шаров и распространенное впоследствии другими авторами еще на некоторые законы столкновений [1-4, 11]. Этому выражению интеграла упругих столкновений может быть придан следующий вид:

$$S_{\alpha}^{\beta} = \int_{(\vec{u}_{\beta})} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{b_{max}} (f_{\alpha}^{*} f_{\beta}^{*} - f_{\alpha} f_{\beta}) \left| \vec{u}_{\beta} - \vec{u}_{\alpha} \right| b \, db \, d\varepsilon \, d\vec{u}_{\beta} , \qquad (4)$$

где прицельное расстояние *b* и угол *є* являются параметрами налетающей на частицу α частицы β в цилиндрической системе координат с осью z, направленной вдоль вектора относительной скорости частиц ($\vec{u}_{\beta} - \vec{u}_{\alpha}$); звездочки означают,

что помеченные ими величины являются функциями скоростей частиц \vec{u}_{α}^{*} , \vec{u}_{β}^{*}

после произошедшего соударения. Поскольку, вообще говоря, прицельное расстояние *b* и относительная скорость связаны между собой, то для того, чтобы воспользоваться выражением (4), необходимо конкретизировать закон взаимодействия частиц в процессе столкновения, для чего нужно задать потенциал взаимодействия частиц. Для описания рассматриваемых упругих столкновений частиц в околоземной плазме могут быть применены разные известные потенциалы взаимодействия частиц [1-3, 5, 7, 11].

Для того, чтобы вывести выражение интеграла упругих столкновений (4) как эвристически, так и методами статистической механики из более общих уравнений, должен быть сделан ряд ограничивающих предположений, в частности, столкновения частиц должны быть парными. Одновременными столкновениями трех и большего числа частиц следует пренебречь. Для частиц, обладающих короткодействующими потенциалами взаимодействия, которыми описываются столкновения нейтральных частиц между собой, а также заряженных частиц с нейтральными, такое предположение вполне оправдано, в силу высокой разреженности околоземной плазмы.

Для описания парных столкновений при выводе интеграла упругих столкновений обычно используется следующая схема. В системе координат, связанной с частицей сорта α , рассматривается налетающая на нее с большого расстояния частица сорта β . В течение очень краткого времени (по сравнению со средним временем свободного движения частиц) происходит «столкновение», в ходе которого направление и скорость частицы сорта β может значительно измениться. Естественно, что в не связанной с частицей сорта α системе координат ее скорость также может значительно измениться в течение «столкновения». Считается, что между краткими отрезками времени, когда частицы находятся на малых друг от друга расстояниях, соизмеримых с диаметрами молекул, частицы движутся свободно. Поскольку диаметры частиц, присутствующих в околоземной плазме, значительно меньше средних длин их свободного пробега, то можно считать, что подавляющую часть времени между столкновениями нейтрал-нейтрал и нейтрал-заряженная частица участвующие в этих столкновениях частицы движутся независимо друг от друга.

Однако, описанная только что схема не может быть непосредственно применена при рассмотрении столкновений заряженных частиц между собой. Изза дальнодействия кулоновского потенциала каждая заряженная частица подвержена одновременному воздействию со стороны большого числа окружающих заряженных частиц плазмы. Эти воздействия в большинстве случаев приводят к малым изменениям направления траектории выделенной заряженной частицы из-за дальних расстояний до других заряженных частиц. Поэтому считается, что траектория каждой заряженной частицы представляет собой плавно извивающуюся линию в пространстве, направление которой изменяется под суммарным действием многочисленных, но очень слабых воздействий со стороны других заряженных частиц.

Для вывода выражений интегралов упругих столкновений, которые бы были пригодны для описания кулоновских взаимодействий заряженных частиц, применялись различные приближения разными авторами и использовались различные упрощающие предположения, что нашло отражение в обширной научной литературе (см. работы [7, 8, 11, 18] и ссылки в них).

При выводе некоторых из упомянутых выражений интегралов упругих столкновений используется понятие пробной частицы в плазме. Считается, что на неподвижную пробную заряженную частицу сорта α из бесконечности налетает однородный поток заряженных частиц сорта β , которые рассеиваются на частице сорта α и улетают на бесконечность. Вычисляется средняя сила, действующая на пробную заряженную частицу сорта α со стороны налетающих заряженных частиц сорта β , и эта сила используется при выводе выражения интеграла упругих столкновений. С использованием понятия пробной частицы могут быть выведены, в частности, интегралы столкновений в форме Фоккера-Планка [18], а также в форме Ландау [19].

Если попытаться применить для столкновений заряженных частиц выражение интеграла упругих столкновений (4), использовав кулоновский потенциал, то интегрирование по db должно быть распространено до $b_{max} = \infty$, в результате чего интеграл становится расходящимся. Расходимость этого интеграла будет также иметь место и при $b \rightarrow 0$. Однако, оказалось, что если считать, что действие кулоновского поля заряда в плазме экранируется на расстояниях порядка дебаевского радиуса, и приравнять b_{max} дебаевскому расстоянию, а также ограничить нижний предел интегрирования по db минимальным прицельным расстоянием *b_{min}*, определяемым как расстояние, при котором энергия кулоновского взаимодействия двух частиц сравнивается с их средней кинетической энергией теплового движения, то можно преобразовать выражение (4) к виду интеграла столкновений Ландау [7, 10]. Поэтому для описания столкновений заряженных частиц в правой части кинетического уравнения (2) можно использовать выражение интеграла упругих столкновений (4) с указанными чуть выше значениями пределов интегрирования b_{min} и b_{max} , поскольку при этом оно будет эквивалентно выражению, применимость которого вполне обоснована.

Следовательно, происходящие в околоземной плазме упругие столкновения типов нейтрал-нейтрал, нейтрал-заряженная частица, заряженная частица могут быть вполне обоснованно описаны в правой

части кинетического уравнения (2) интегралами упругих столкновений одного и того же вида (4).

3. Новый тип возможных упругих взаимодействий заряженных частиц в разреженной плазме

В предыдущем разделе были рассмотрены разные способы вывода выражений интегралов упругих столкновений частиц, входящих в правые части кинетических уравнений (2). Важной составной частью некоторых из этих способов является рассмотрение парных столкновений заряженных частиц. При рассмотрении таких столкновений считается, что на одну из частиц, выбранную в качестве рассеивающего центра, из бесконечно удаленной точки пространства налетает другая частица, которая отклоняется от первоначального направления движения кулоновской силой и затем улетает на бесконечное расстояние [8,18,20,21]. Эту заряженную частицу, бесконечно протяженная траектория которой искривляется благодаря действию кулоновской силы, называют пролетной частицей. В том случае, когда сталкивающиеся частицы имеют одинаковый электрический заряд, и кулоновская сила отталкивает частицы друг от друга, траектория пролетной частицы действительно будет бесконечно протяженной, если столкновение является упругим. Однако, в случае упругого столкновения разноименно заряженных частиц движение налетающей частицы относительно рассеивающего центра может оказаться не столь однозначным, как описано выше.

Рассмотрим более детально кулоновское взаимодействие двух заряженных частиц, которое происходит в пустом пространстве в отсутствие магнитного поля. Рассматриваемые заряженные частицы (ионы и электроны) можно считать материальными точками, поскольку их размеры пренебрежимо малы по сравнению с расстояниями между частицами в околоземной плазме. Так как



Рис. 1. Схема упругого взаимодействия двух заряженных частиц.

Fig. 1. A schematic representation of the elastic interaction between two charged particles кулоновская сила притяжения между разноименно заряженными частицами обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними, то ее действие аналогично действию силы притяжения между небесными телами (закон всемирного тяготения). Поэтому для описания взаимодействия двух разноименно заряженных частиц может быть применена разработанная теоретической хорошо В механике теория движения двух небесных объектов, подробное изложение которой можно найти, например, в работах [22-24]. Здесь мы воспользуемся лишь некоторыми известными результатами решения этой задачи, которые представляют интерес для описания взаимодействия двух заряженных частиц, под которыми будут подразумеваться ион *i* и электрон *e*.

В некоторой неподвижной системе координат ОХҮZ местоположение центров иона *i* и электрона *e* будем обозначать

точками P_i и P_e и задавать радиусами-векторами \vec{r}_i и \vec{r}_e (рис. 1). Массы иона *i* и электрона *e* обозначим через m_i и m_e , соответственно, а их электрические заряды – через e_i и e_e . На электрон со стороны иона будет действовать кулоновская сила

$$\vec{F}_e = \frac{e_e e_i}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\vec{r}_e - \vec{r}_i}{\left|\vec{r}_e - \vec{r}_i\right|^3},\tag{5}$$

которая будет силой притяжения со стороны иона, если ион имеет положительный заряд, и будет силой отталкивания, если ион имеет отрицательный заряд. Со стороны электрона на ион будет действовать противоположно направленная сила

$$\vec{F}_i = -\vec{F}_e \,. \tag{6}$$

Заметим, что в (5) через ε_0 обозначена диэлектрическая постоянная вакуума. Радиусы-векторы \vec{r}_e и \vec{r}_i удовлетворяют дифференциальным уравнениям движения

$$m_e \frac{d^2 \vec{r}_e}{dt^2} = \vec{F}_e , \qquad (7)$$

$$m_i \frac{d^2 \dot{r}_i}{dt^2} = \vec{F}_i \,. \tag{8}$$

Если ввести определяющий положение точки $P_{\rm e}$ относительно точки $P_{\rm i}$ вектор

$$\vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_i \,, \tag{9}$$

а также определяющий положение центра масс (точки Рс на рис. 1) радиус-вектор

$$\vec{r}_c = \frac{m_e \vec{r}_e + m_i \vec{r}_i}{m_e + m_i},\tag{10}$$

то радиусы-векторы \vec{r}_e и \vec{r}_i можно выразить через вновь введенные векторы так

$$\vec{r}_e = \vec{r}_c + \frac{m_i}{m_e + m_i}\vec{r}, \qquad (11)$$

$$\vec{r}_i = \vec{r}_c - \frac{m_e}{m_e + m_i} \vec{r} \,. \tag{12}$$

Если взять от выражения (9) вторую производную по времени и использовать в правой части выражения (5)-(8), то можем получить

$$\frac{d^{2}\vec{r}}{dt^{2}} = \frac{1}{m_{e}}\vec{F}_{e} - \frac{1}{m_{i}}\vec{F}_{i} = \frac{m_{e} + m_{i}}{m_{e}m_{i}}\vec{F}_{e} = \frac{m_{e} + m_{i}}{m_{e}m_{i}}\frac{e_{e}e_{i}}{4\pi\varepsilon_{0}}\frac{\vec{r}}{r^{3}},$$
(13)

где использовано обозначение $r = |\vec{r}|$. Уравнение (13) определяет движение электрона относительно иона, т.е. в подвижной системе координат, центр которой находится в точке P_i. Его также можно интерпретировать как уравнение движения частицы с «приведенной» массой

$$m_{ei} = \frac{m_e m_i}{m_e + m_i} \tag{14}$$

под действием силы \vec{F}_e в подвижной системе координат, центр которой находится в точке P_i , которая сама может двигаться.

Если образовать векторное произведение вектора \vec{r} и вектора относительной скорости $\vec{u} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ и взять производную по времени от него, то окажется, что она равна нулевому вектору $\frac{d}{dt}(\vec{r} \times \vec{u}) = \vec{0}$. Отсюда вытекает, что

$$\vec{r} \times \vec{u} = \vec{c} \,, \tag{15}$$

где \vec{c} - векторная константа, и что в течение всего времени движения траектории взаимодействующих частиц будут оставаться в одной и той же плоскости, перпендикулярной к \vec{c} .

Рассмотрим выражение (10) и возьмем вторую производную по времени от его обеих частей. Используя в правой части выражения (6)-(8), можем получить

$$\frac{d^2 \vec{r}_c}{dt^2} = \frac{1}{m_e + m_i} (\vec{F}_e + \vec{F}_i) = \vec{0},$$
(16)

откуда следует, что скорость центра масс $\vec{u}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt}$ остается неизменной во времени:

$$\frac{d\vec{r}_c}{dt} = \vec{u}_{c0}, \qquad (17)$$

где \vec{u}_{c0} - векторная константа. Таким образом, центр масс взаимодействующих частиц (точка P_c на рис. 1) может перемещаться в пространстве с постоянной скоростью \vec{u}_{c0} , в частности, он может и покоиться, если $\vec{u}_{c0} = \vec{0}$.

Можно отметить, что кулоновская сила \vec{F}_e , определяемая выражением (5), является потенциальной, поскольку существует потенциальная функция

$$U(\vec{r}) = -\frac{e_e e_i}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r},$$
(18)

для которой выполняется легко проверяемое равенство

$$grad_{\vec{r}}U(\vec{r}) = \vec{F}_e.$$
 (19)

Вспомним теперь, что уравнение (13) можно интерпретировать как уравнение движения частицы с «приведенной» массой m_{ei} под действием силы

 \vec{F}_e в подвижной системе координат, центр которой находится в точке P_i. В этой подвижной системе координат рассмотрим кинетическую *T* и потенциальную *П* энергии упомянутой частицы, которые, как известно (см., например, [22]), определяются выражениями

$$T = \frac{1}{2} m_{ei} \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 \, \mathbf{u} \quad \Pi = -U(\vec{r}). \tag{20}$$

Рассмотрим полную механическую энергию этой частицы $E = T + \Pi$ и вычислим производную по времени от нее

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dT}{dt} + \frac{d\Pi}{dt} = \frac{1}{2}m_{ei} \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}\right) - \frac{dU(\vec{r})}{dt}.$$
(21)

Поскольку справедливо равенство

$$\frac{dU(\vec{r})}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial U}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial U}{\partial z}\frac{dz}{dt} = \left(grad_{\vec{r}}U\cdot\frac{d\vec{r}}{dt}\right).$$

то, подставляя его в (21) и используя (19), можем получить

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2}m_{ei} \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}\right) - \left(\vec{F}_e \cdot \frac{d\vec{r}}{dt}\right) = \left(m_{ei} \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} - \vec{F}_e\right) \cdot \frac{d\vec{r}}{dt}$$

В силу выполнения (13), первый множитель в полученном скалярном произведении равен нулевому вектору, поэтому получаем $\frac{dE}{dt} = 0$, откуда следует, что полная механическая энергия частицы $E = T + \Pi$ остается постоянной в течение всего времени движения. Следовательно, существует интеграл энергии

$$\frac{1}{2}m_{ei}\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)^2 - U(\vec{r}) = E_0, \qquad (22)$$

который, используя (18) и ранее введенное обозначение скорости \vec{u} , можно записать в виде

$$u^{2} + \frac{1}{m_{ei}} \frac{e_{e}e_{i}}{2\pi\varepsilon_{0}} \frac{1}{r} = h, \quad (h = const).$$
⁽²³⁾

Постоянную h можно определить по значениям r_0 и u_0 , которые они имеют в начальный момент $t = t_0$:

$$h = u_0^2 + \frac{1}{m_{ei}} \frac{e_e e_i}{2\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r_0}.$$
 (24)

Если взаимодействующий с электроном ион является отрицательным ($e_i < 0$), то постоянная h будет положительной (h > 0), поскольку $e_e < 0$. Кулоновская сила будет отталкивать частицы друг от друга, и в этом случае, как видно из (23), скорость электрона относительно отрицательного иона должна возрастать при удалении электрона, причем электрон может удалиться от иона на сколь угодно большое расстояние, и наоборот, скорость электрона относительно иона должна убывать при приближении электрона к иону. Минимальное расстояние, на которое могут сблизиться частицы, может быть найдено из (23) при условии u = 0.

Рассмотрим теперь случай, когда взаимодействующий с электроном ион является положительным ($e_i > 0$), и кулоновская сила будет притягивать частицы друг к другу. В этом случае, как видно из (23), скорость электрона относительно положительного иона должна убывать при удалении электрона, и

наоборот, скорость электрона относительно иона должна возрастать при приближении электрона к иону. Однако, в рассматриваемом случае возможно осуществление двух различных ситуаций, зависящих от того, какой знак имеет постоянная h, а ее значение может иметь любой знак, что зависит от начальных значений r_0 и u_0 . При этом в ситуации, когда $h \ge 0$, электрон может удалиться от иона_i на сколь угодно большое расстояние. В ситуации, когда h < 0, расстояние r между электроном и ионом не может превзойти некоторую величину r_{max} , которая может быть найдена из (23) при условии u = 0, а именно из соотношения

$$\frac{1}{m_{ei}} \frac{e_e e_i}{2\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r_{\max}} = h,$$
(25)

из которого нетрудно получить

$$r_{\max} = \frac{1}{m_{ei}} \frac{e_e e_i}{2\pi\varepsilon_0} \frac{1}{h}.$$
 (26)

Следовательно, в ситуации, когда h < 0, движение электрона должно происходить в ограниченной части пространства около положительного иона, а именно $r < r_{\text{max}}$. Напомним, что h определяется начальными значениями r_0 и u_0 по формуле (24), и вполне может осуществиться ситуация, когда h < 0, если ион является положительным ($e_i > 0$). Следовательно, взаимодействующие частицы могут образовать пару связанных частиц, состоящую из положительного иона и движущегося вблизи него электрона.

Таким образом, в разреженной плазме в случае столкновения разноименно заряженных частиц движение налетающей частицы относительно рассеивающего центра может происходить не только по бесконечно протяженной траектории, но и по такой траектории, которая лежит в ограниченной части пространства около рассеивающего центра. То есть взаимодействующая с рассеивающим центром частица не обязательно будет пролетной, она может оказаться и не пролетной, а удерживаемой рассеивающим центром на некоторой траектории, находящейся на ограниченном расстоянии от рассеивающего центра.

Анализ описанного только что типа возможных упругих взаимодействий заряженных частиц в разреженной плазме в известной нам научной литературе по физике и кинетике частиц плазмы нам не встречался. Также не встречались и попытки учесть такие взаимодействия в кинетических уравнениях, описывающих поведение плазмы.

4. Комплексы взаимодействующих заряженных частиц в разреженной плазме

При получении результатов предыдущего раздела, касающихся описания взаимодействия двух разноименно заряженных частиц, была применена хорошо разработанная в теоретической механике теория движения двух небесных объектов [22-24]. А в этой теории показывается, что в ситуации, когда h < 0, один из объектов, как правило, вращается вокруг другого, например, Луна вращается вокруг Земли. Естественно ожидать, что в паре связанных частиц,

состоящей из положительного иона и движущегося вблизи него электрона, будет происходить вращение электрона вокруг положительного иона.

Для того, чтобы пара связанных частиц, состоящая из положительного иона и вращающегося вокруг него электрона, образовалась в разреженной плазме, необходимо, по-видимому, стечение нескольких обстоятельств. Если предположить, что вблизи положительного иона произойдет столкновение электрона с какой-либо другой частицей плазмы, и в результате этого столкновения электрон приобретет скорость, не слишком отличающуюся по величине от скорости положительного иона и имеющую подходящее направление, то не исключено, что электрон начнет вращаться вокруг положительного иона по замкнутой орбите. В результате появится пара связанных частиц, состоящая из положительного иона и вращающегося вокруг него электрона. При этом исходный положительный ион может двигаться с произвольной скоростью, а захватываемый им в пару связанных частиц электрон должен иметь подходящую скорость относительно этого иона. Таким образом, пары связанных частиц, состоящие из положительных ионов и вращающихся вокруг них одиночных электронов, могут, по-видимому, рождаться и исчезать в результате взаимодействий с другими частицами в разреженной плазме.

Хорошо известный факт, заключающийся в том, что вокруг звезды могут вращаться сразу несколько планет, наводит на мысль о возможности вращения вокруг положительного иона сразу нескольких электронов в разреженной плазме. Выполненное авторами настоящей статьи исследование этого вопроса и его результаты излагаются в монографии [25], которая скоро должна выйти в свет. В этой работе теоретически доказывается, что в разреженной плазме возможно существование не только пары связанных частиц, состоящей из положительного иона и вращающегося вокруг него электрона, но и других комплексов взаимодействующих заряженных частиц, которые состоят из одной центральной заряженной частицы и нескольких заряженных частиц, вращающихся вокруг центральной заряженной частицы. При этом расстояния между центральной частицей и вращающимися частицами остаются ограниченными. Вращающиеся частицы имеют одинаковые электрические заряды, которые противоположны заряду центральной частицы.

Заключение

В настоящей работе были рассмотрены упругие взаимодействия между присутствующими в околоземной плазме заряженными частицами, которые должны учитываться при кинетическом описании поведения этой плазмы. Был выявлен новый не рассматривавшийся ранее тип возможных упругих взаимодействий заряженных частиц в разреженной плазме. Теоретически установлено, что в разреженной плазме при столкновении разноименно заряженных частиц движение налетающей частицы относительно рассеивающего центра может происходить не только по бесконечно протяженной траектории, но и по такой траектории, которая лежит в ограниченной части пространства около рассеивающего центра. То есть налетающая частица не обязательно будет пролетной, она может оказаться и не пролетной, а удерживаемой рассеивающим центром на некоторой траектории, находящейся на ограниченном расстоянии от рассеивающего центра. В результате взаимодействующие частицы могут образовать пару связанных частиц, состоящую из центральной частицы и движущейся вблизи нее частицы, имеющей противоположный заряд. Дается ссылка на работу, в которой показывается, что в разреженной плазме возможно существование не только пар связанных частиц, но и других комплексов взаимодействующих заряженных частиц, которые состоят из одной центральной заряженной частицы и нескольких заряженных частиц, вращающихся вокруг центральной заряженной частицы.

Литература

- 1. Больцман Л. Лекции по теории газов. М.: ГИТТЛ. 1953. 554 с.
- 2. Чепмен С.,Каулинг Т.. Математическая теория неоднородных газов. М.: ИЛ, 1960, 510 с.
- Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.
 М.: ИЛ.1961. 929 с.
- 4. Некоторые вопросы кинетической теории газов. Пер.с англ. под ред. В.П. Шидловского. М.: Мир. 1965. 270 с.
- 5. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967, 440 с.
- 6. Ивановский А.И., Репнев А.И., Швидковский Е.Г. Кинетическая теория верхней атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1967, 258 с.
- 7. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971. 332 с.
- 8. Кинетические процессы в газах и плазме. Сб. статей под ред. А.Хохштима. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. 368 с.
- 9. Либов Р. Введение в теорию кинетических уравнений. М.: Мир. 1974. 376 с.
- 10. Климонтович Ю.Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М., Наука, 1975, 352 с.
- 11. Веденяпин В.В. Кинетические уравнения Больцмана и Власова. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2001. 112 с.
- 12. Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. М.: Наука, 1977, 368 с.
- 13. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Т.1, Т.2. М.: Мир, 1978, 408 с., 400 с.
- 14. Климонтович Ю. Л. Статистическая физика. М.: Наука, 1982, 608 с.
- 15. Мингалев В.С. Уравнения переноса верхней атмосферы во вращающейся системе координат // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т.33, №2. С.106-112.
- Сивухин Д.В. Дрейфовая теория движения частицы в электромагнитных полях. – В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып.1. – М.: Госатомиздат, 1963, с.7-97.
- 17. Мингалев О.В., Мингалев В.С., Мингалев И.В. Система кинетических уравнений для замагниченной плазмы в дрейфовом приближении. Препринт ПГИ-98-02-105. Апатиты: КНЦ РАН, 1999, 34 с.
- 18. Трубников Б.А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме. В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып.1. М.: Госатомиздат, 1963, с. 98-182.
- Ландау Л.Д. Кинетическое уравнение в случае кулоновского взаимодействия // ЖЭТФ. 1937. Т.7. С. 203-217.
- 20. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1963, 496 с.

- 21. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М.: Наука, 1972, 224 с.
- 22. Бухгольц Н.Н. Основной курс теоретической механики. Часть первая. М.: Наука, 1965, 468 с.
- 23. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том 1. Механика. М.: Наука, 1965. 204 с.
- 24. Маркеев А.П. Теоретическая механика. М.: Наука, 1990, 416 с.
- 25. Мингалёв В.С., Мингалёв И.В., Мингалёв О.В. Кинетика заряженных частиц в околоземной плазме. – Апатиты: ООО «КаэМ», 2019, 208 с.

Сведения об авторах

Мингалёв Виктор Степанович

д. ф.-м. н., зав. сект., Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: mingalev@pgia.ru

Мингалёв Игорь Викторович

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

Мингалёв Олег Викторович

к. ф.-м. н., зав. сект., Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: mingalev_o@pgia.ru
DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.180-192 УДК 533.95

О. В. Мингалев, И. В. Мингалев, Х.В. Малова, П.В. Сецко, М.Н. Мельник, А. В. Артемьев, О. В. Хабарова

СИЛОВОЙ БАЛАНС В ТОКОВЫХ СЛОЯХ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Аннотация

Для бесстолкновительной плазмы из протонов и замагниченных электронов получена новая форма уравнения силового баланса протонов, в которой электрическое поле выражено через магнитное поле и дивергенцию тензора давления электронов. Последнее уравнение необходимо для правильной постановки граничных условий в моделях токовых слоев и для контроля силового баланса в этих моделях. Из этих уравнений впервые получена общая форма уравнения силового баланса в пространственно одномерном токовом слое с учетом анизотропии давления электронов.

Ключевые слова:

токовый слой, бесстолкновительная плазма, уравнение Власова

O. V. Mingalev, I. V. Mingalev, H. V. Malova, P.V. Setsko, M.N. Melnik, A.V. Artemev, O.V. Khavarova

FORCE BALANCE IN EARTH'S MAGNETOSPHERE CURRENT SHEET AND IN SOLAR WIND CURRENT SHEET

Abstract

New form of the equation of protons force balance for a collisionless protons and magnetized electrons plasma is obtained, in which the electric field is expressed through the magnetic field and the divergence of the electron pressure tensor. The last equation is necessary to correctly determine the boundary conditions in the models of current sheets and to control the force balance in these models. From these equations, the general form of the force balance equation in a spatially one-dimensional layer is obtained taking into account the anisotropy of electron pressure.

Keywords:

current sheet, collisionless plasma, Vlasov equation

Введение

Рассмотрим при помощи предложенного в [1] подхода важный теоретический вопрос о дивергентной форме уравнения потока импульса для протонов в плазме из протонов и замагниченных электронов, в которой исключены электрическое поле и плотность тока протонов. Содержащие их слагаемые выражены через магнитное поле и дивергенцию тензора давления электронов при помощи условия замагниченности электронов и условия их продольного силового равновесия.

Эта форма уравнения необходима в теории стационарных токовых слоев для правильной постановки граничных условий и используется при создании их численных моделей. Также выполнение этого уравнения нужно контролировать в ходе расчетов для проверки качества численной модели токового слоя.

Уравнение силового баланса в дивергентной форме

Для дальнейшего изложения введем следующие обозначения. Будем обозначать через $(u \cdot v)$ и $[u \times v]$ соответственно скалярное и векторное произведение векторов u и v в пространстве \mathbb{R}^3 , а через $u \otimes v$ — образованный этими векторами диадный тензор с декартовыми компонентами $(u \otimes v)_{k,l} = u_k v_l$.

Рассмотрим систему уравнений Власова в плазме из протонов и замагниченных электронов с учетом вытекающих из замагниченности электронов условий квазинейтральности и продольного силового равновесия электронов. Обозначим через $f_{\alpha}(t, \boldsymbol{x}, \boldsymbol{v})$ функцию распределения плазменной компоненты сорта α , где $\alpha = p$ для протонов и $\alpha = e$ для электронов, которая зависит от времени t, пространственной координаты $\boldsymbol{x} = (x_1, x_2, x_3)^T \in \mathbb{R}^3$ и скорости $\boldsymbol{v} = (v_1, v_2, v_3)^T \in \mathbb{R}^3$. Для частиц сорта α через q_{α} и m_{α} обозначим заряд и массу частиц, через $n_{\alpha}(\boldsymbol{x}, t)$ и $\boldsymbol{j}_{\alpha}(\boldsymbol{x}, t)$ – их концентрацию и плотность тока. При этом заряд протона q_p обозначим через e, то есть для электронов $q_e = -e$.

В системе СИ систему уравнений Власова вместе с определениями концентрации и плотности тока можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \left(\boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \boldsymbol{x}} \right) + \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left(\left(\boldsymbol{E} + \left[\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \right] \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \boldsymbol{v}} \right) = 0, \quad \alpha = p, e$$
(1)

$$n_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) = \int_{\mathbb{R}^{3}} f_{\alpha}(t,\boldsymbol{x},\boldsymbol{v}) d^{3}\boldsymbol{v}, \quad \boldsymbol{j}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) = q_{\alpha} \int_{\mathbb{R}^{3}} \boldsymbol{v} f_{\alpha}(t,\boldsymbol{x},\boldsymbol{v}) d^{3}\boldsymbol{v}, \quad \boldsymbol{j}(\boldsymbol{x},t) = \boldsymbol{j}_{p} + \boldsymbol{j}_{e} \quad (2)$$

Здесь и далее через B(x,t) и E(x,t) обозначены соответственно векторы индукции магнитного поля и напряженности электрического поля.

Будем использовать для каждой компоненты плазмы $\alpha = p, e$ гидродинамическую скорость $u_{\alpha}(x,t)$, а также тензор напряжений $\Pi_{\alpha}(x,t)$ и тензор давления $\mathbf{P}_{\alpha}(x,t)$, которые определяются следующими формулами:

$$\boldsymbol{u}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) = \frac{\boldsymbol{j}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t)}{\boldsymbol{q}_{\alpha}\boldsymbol{n}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t)}, \quad \boldsymbol{\Pi}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) = m_{\alpha} \int_{\mathbb{R}^{3}} \boldsymbol{v} \otimes \boldsymbol{v} f_{\alpha}(t,\boldsymbol{x},\boldsymbol{v}) d^{3}\boldsymbol{v}$$

$$\mathbb{P}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) = m_{\alpha} \int_{\mathbb{R}^{3}} (\boldsymbol{v} - \boldsymbol{u}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t)) \otimes (\boldsymbol{v} - \boldsymbol{u}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t)) f_{\alpha}(t,\boldsymbol{x},\boldsymbol{v}) d^{3}\boldsymbol{v},$$
(3)

Отметим, что верна формула:

$$\boldsymbol{\Pi}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) = m_{\alpha}n_{\alpha}(\boldsymbol{x},t)\boldsymbol{u}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) \otimes \boldsymbol{u}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t) + \boldsymbol{P}_{\alpha}(\boldsymbol{x},t).$$
(4)

Из уравнений Власова (1) для каждой компоненты плазмы вытекают следующие гидродинамические уравнения: уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} = -\operatorname{div}(n_{\alpha}\boldsymbol{u}_{\alpha}), \qquad (5)$$

181

а также уравнение потока импульса, которое с учетом формулы (4) для дальнейшего изложения нужно записать в двух формах:

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_{\alpha}}{\partial t} = \frac{q_{\alpha}^{2} n_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left(\boldsymbol{E} - \left[\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{u}_{\alpha} \right] \right) - \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \operatorname{div} \boldsymbol{P}_{\alpha} - \operatorname{div} \left(\boldsymbol{j}_{\alpha} \otimes \boldsymbol{u}_{\alpha} \right), \tag{6}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_{\alpha}}{\partial t} = \frac{q_{\alpha}^{2} n_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left(\boldsymbol{E} - \left[\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{u}_{\alpha} \right] \right) - \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_{\alpha} \,. \tag{7}$$

Далее будем использовать традиционные обозначения для полных производных по времени от произвольной функции $\Phi(x,t)$ вдоль линий тока каждой компоненты плазмы:

$$\frac{d_{\alpha}\Phi(\mathbf{x},t)}{dt} = \frac{\partial\Phi(\mathbf{x},t)}{\partial t} + \left(\boldsymbol{u}_{\alpha}(\mathbf{x},t)\cdot\boldsymbol{\nabla}\right)\Phi(\mathbf{x},t).$$
(8)

С помощью этих обозначений и первой формулы в (3), а также уравнения непрерывности (4), можно получить следующее выражение для $\frac{\partial j_{\alpha}}{\partial t}$ через производные от n_{α} и u_{α} :

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_{\alpha}}{\partial t} = -q_{\alpha} \operatorname{div} \left(n_{\alpha} \boldsymbol{u}_{\alpha} \otimes \boldsymbol{u}_{\alpha} \right) + q_{\alpha} n_{\alpha} \frac{d_{\alpha} \boldsymbol{u}_{\alpha}}{dt} \,. \tag{9}$$

Подстановка этого выражения в уравнение (6) после несложных выкладок приводит к следующей традиционной форме уравнения потока импульса:

$$m_{\alpha}n_{\alpha}\frac{d_{\alpha}\boldsymbol{u}_{\alpha}}{dt} = q_{\alpha}n_{\alpha}\left(\boldsymbol{E} - \left[\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{u}_{\alpha}\right]\right) - \operatorname{div}\boldsymbol{P}_{\alpha} .$$
(10)

Будем использовать единичный вектор вдоль магнитного поля b(x,t) и скорость электрического дрейфа $v_E(x,t)$, которые определяются формулами

$$B = |\mathbf{B}|, \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad \mathbf{v}_E = \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{B}.$$
(11)

Для произвольного векторного поля a(x,t) введем его продольную компоненту $a_{\parallel}(x,t)$, а также продольную $a_{\parallel}(x,t)$ и ортогональную $a_{\perp}(x,t)$ части по отношению к магнитному полю, которые определяются формулами

$$a_{\parallel} = (\boldsymbol{a} \cdot \boldsymbol{b}), \quad \boldsymbol{a}_{\parallel} = a_{\parallel} \boldsymbol{b}, \quad \boldsymbol{a}_{\perp} = \boldsymbol{a} - \boldsymbol{a}_{\parallel}.$$
 (12)

Для каждой компоненты плазмы α тензор температур $\mathbf{T}_{\alpha}(\mathbf{x},t)$ и средняя температура $T_{\alpha}(\mathbf{x},t)$ определяются в электрон-вольтах (эВ) через тензор давления и концентрацию по формулам:

$$\mathbf{T}_{\alpha} = \mathbf{P}_{\alpha} / (en_{\alpha}), \quad T_{\alpha} = \frac{1}{3} \operatorname{Tr} \mathbf{T}_{\alpha},$$

где через TrA обозначен след (сумма диагональных элементов) матрицы A. Также для каждой компоненты через $V_{T\alpha}(\mathbf{x},t) = \sqrt{eT_{\alpha}/m_{\alpha}}$ будем обозначать ее тепловую скорость, через $\omega_{p\alpha}(\mathbf{x},t) = |q_{\alpha}|\sqrt{n_{\alpha}/(\varepsilon_{0}m_{\alpha})}$ и $\theta_{p\alpha}(\mathbf{x},t) = 2\pi/\omega_{p\alpha}$

обозначим плазменную частоту и плазменный период, через $\omega_{c\alpha}({m x},t) = |q_{\alpha}|B/m_{\alpha}$

и $\theta_{ca}(\mathbf{x},t) = \frac{2\pi}{\omega_{ca}}$ – гирочастоту и гиропериод, через $\lambda_{Da}(\mathbf{x},t) = \frac{V_{Ta}}{\omega_{pa}} = \left(\frac{\varepsilon_0 e T_a}{q_a^2 n_a}\right)^{1/2}$

обозначим дебаевское расстояние, через $R_{c\alpha}(\mathbf{x},t) = V_{T\alpha}/\omega_{c\alpha}$ обозначим тепловой гирорадиус.

Условия замагниченности компоненты плазмы α состоят в том, что, вопервых, характерные пространственный L_f и временной Θ_f масштабы изменения полей много больше соответственно теплового гирорадиуса $R_{c\alpha}$ и гиропериода $\theta_{c\alpha}$ этой компоненты:

$$R_{c\alpha} \ll L_f$$
, $\theta_{c\alpha} \ll \Theta_f$,

и, во-вторых, компонента находится в поперечном силовом равновесии. Последнее означает, что в уравнении (10) ортогональная часть слева и справа равна нулю, то есть выполнены уравнения:

$$\left(\frac{d_{\alpha}\boldsymbol{u}_{\alpha}}{dt}\right)_{\perp} = 0 \iff q_{\alpha}n_{\alpha}\left(\boldsymbol{E}_{\perp} - \left[\boldsymbol{B}\times\boldsymbol{u}_{\alpha}\right]\right) - \left(\operatorname{div}\boldsymbol{P}_{\alpha}\right)_{\perp} = 0.$$
(13)

В околоземной плазме верхней ионосферы, магнитосферы и солнечного ветра гирорадиус и гиропериод электронов в разы или на порядок больше соответственно их дебаевского расстояния и плазменного периода. Поэтому из замагниченности электронов вытекает выполнение условий

$$\lambda_{De} < R_{ce} \ll L_f , \quad \theta_{pe} < \theta_{ce} \ll \Theta_f . \tag{14}$$

Эти условия означают, что в приближении замагниченности электронов в околоземной плазме могут рассматриваться только достаточно медленные и крупномасштабные процессы.

Как известно, на пространственных масштабах, которые на 2 и более порядков больше характерного дебаевского расстояния λ_{De} , выполняется условие квазинейтральности

$$n_e(\boldsymbol{x},t) = n_p(\boldsymbol{x},t) = n(\boldsymbol{x},t), \quad \operatorname{div} \boldsymbol{j} = \operatorname{div}(\boldsymbol{j}_p + \boldsymbol{j}_e) = 0$$
(15)

(см., например, [2]), которое означает осреднение по плазменным колебаниям электронов вдоль силовых линий магнитного поля и равносильно условию продольного силового равновесия электронов. Последнее условие состоит в том, что в уравнении (10) продольная компонента равна нулю слева и справа, то есть выполнены уравнения:

$$\left(\frac{d_e \boldsymbol{u}_e}{dt}\right)_{\parallel} = \left(\frac{d_e \boldsymbol{u}_e}{dt} \cdot \boldsymbol{b}\right) = 0 \iff -e \, n_e \left(\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{b}\right) = \left(\operatorname{div} \boldsymbol{P}_e \cdot \boldsymbol{b}\right). \tag{16}$$

Из последнего уравнения можно явно выразить продольное электрическое поле $E_{\parallel} = (E \cdot b)$ через магнитное поле, концентрацию и тензор давления электронов по формуле:

$$E_{\parallel} = (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{b}) = -\frac{1}{e n_e} (\operatorname{div} \mathbf{P}_e \cdot \boldsymbol{b}).$$
(17)

183

Таким образом, из замагниченности электронов вытекает, что они находятся в полном силовом равновесии:

$$\frac{d_e \boldsymbol{u}_e}{dt} = \left(\frac{d_e \boldsymbol{u}_e}{dt}\right)_{\parallel} + \left(\frac{d_e \boldsymbol{u}_e}{dt}\right)_{\perp} = 0.$$
(18)

Подстановка этого условия в уравнение потока импульса для них в форме (10) с учетом $q_e = -e$ приводит к следующей важной формуле:

$$e n \boldsymbol{E} = -\left[\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{j}_{e}\right] - \operatorname{div} \boldsymbol{P}_{e}, \qquad (19)$$

которая позволяет выразить электрическое поле через магнитное поле и концентрация, плотность тока и дивергенцию тензора давления электронов.

Отметим, что в случае изотропного электронного давления, когда $\mathbf{P}_e = p_e \mathbf{I}$ и div $\mathbf{P}_e(\mathbf{x},t) = \nabla p_e(\mathbf{x},t)$, где \mathbf{I} — единичный тензор, условие силового равновесия электронов вдоль магнитного поля (16) традиционно и успешно используется в различных численных газодинамических моделях ионосферы.

В общем случае тензор давления замагниченных электронов определяется формулой

$$\mathbf{P}_{e} = p_{e\perp} \mathbf{I} + \left(p_{e\parallel} - p_{e\perp} \right) \boldsymbol{b} \otimes \boldsymbol{b} , \qquad (20)$$

где I — единичный тензор, из которой вытекают формула для его дивергенции

$$\operatorname{div} \mathbf{P}_{e} = \nabla p_{e\perp} + \boldsymbol{b} \left(\boldsymbol{b} \cdot \nabla \left(p_{e\parallel} - p_{e\perp} \right) \right) + \left(p_{e\parallel} - p_{e\perp} \right) \left(\left(\boldsymbol{b} \cdot \nabla \right) \boldsymbol{b} - \boldsymbol{b} \left(\boldsymbol{b} \cdot \nabla \ln B \right) \right).$$
(21)

При выводе этой формулы используется формула для дивергенции от диадного тензора

$$\operatorname{div}(\boldsymbol{a}\otimes\boldsymbol{b}) = (\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{b} + \boldsymbol{b}\operatorname{div}\boldsymbol{a}.$$
 (22)

Рассмотрим для протонов уравнение потока импульса в форме (7):

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_p}{\partial t} = \frac{e}{m_p} \left(e \, n \boldsymbol{E} - \left[\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{j}_p \right] - \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_p \right) \,. \tag{23}$$

В плазме, состоящей из протонов и замагниченных электронов, протонный ток выражается через ток электронов и магнитное поле при помощи уравнения Ампера

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} \tag{24}$$

следующим образом:

$$\boldsymbol{j}_p = \boldsymbol{j} - \boldsymbol{j}_e = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \boldsymbol{B} - \boldsymbol{j}_e.$$

Подстановка этого равенства в правую часть уравнения (23) дает для нее следующее выражение

$$e n \boldsymbol{E} - [\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{j}_p] - \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_p = e n \boldsymbol{E} + [\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{j}_e] - \frac{1}{\mu_0} [\boldsymbol{B} \times \operatorname{rot} \boldsymbol{B}] - \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_p.$$

Подстановка этого равенства в правую часть этого равенства формулы (19) дает формулу

$$e n \boldsymbol{E} - \left[\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{j}_{p} \right] - \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_{p} = -\frac{1}{\mu_{0}} \left[\boldsymbol{B} \times \operatorname{rot} \boldsymbol{B} \right] - \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_{p} - \operatorname{div} \boldsymbol{P}_{e} .$$
(25)

184

Подстановка этого равенства в уравнение (23) дает искомую дивергентную форму уравнения потока импульса для протонов в плазме, состоящей из протонов и замагниченных электронов:

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_p}{\partial t} = -\frac{e}{m_p} \left(\frac{1}{\mu_0} \left[\boldsymbol{B} \times \operatorname{rot} \boldsymbol{B} \right] + \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_p + \operatorname{div} \boldsymbol{P}_e \right) \,. \tag{26}$$

Отметим, что, учитывая известную формулу векторного анализа

$$[\boldsymbol{B} \times \operatorname{rot} \boldsymbol{B}] = \frac{1}{2} \nabla (\boldsymbol{B}^2) - (\boldsymbol{B} \cdot \nabla) \boldsymbol{B},$$

последнее уравнение можно представить в форме, наиболее удобной для применения в теории токовых слоев:

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_p}{\partial t} = -\frac{e}{m_p} \left(-\frac{1}{\mu_0} \left(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{\nabla} \right) \boldsymbol{B} + \boldsymbol{\nabla} \left(\frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu_0} \right) + \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_p + \operatorname{div} \boldsymbol{P}_e \right).$$
(27)

Применяя формулу (22) к диаде $B \otimes B$ и учитывая уравнение Гаусса divB = 0, правую часть последнего уравнения можно представить в дивергентном виде:

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_p}{\partial t} = -\frac{e}{m_p} \operatorname{div} \left(-\frac{1}{\mu_0} \boldsymbol{B} \otimes \boldsymbol{B} + \frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu_0} \mathbf{I} + \boldsymbol{\Pi}_p + \boldsymbol{P}_e \right) .$$
(28)

Отметим, что в стационарном случае уравнение (27) принимает вид

$$-\frac{1}{\mu_0} \left(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{\nabla} \right) \boldsymbol{B} + \boldsymbol{\nabla} \left(\frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu_0} \right) + \operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_p + \operatorname{div} \boldsymbol{P}_e = 0 .$$
 (29)

Последнее уравнение необходимо использовать в численных моделях стационарных токовых слоев. Точность его выполнения в численной модели нужно контролировать, поскольку она характеризует соответствие численного решения стационарному решению.

Отметим, что физический смысл уравнения (29) состоит в том, что «сила натяжения силовых линий магнитного поля» $(\boldsymbol{B} \cdot \nabla) \boldsymbol{B} / \mu_0 = \operatorname{div} (\boldsymbol{B} \otimes \boldsymbol{B} / \mu_0)$ равна дивергенции от суммы тензора магнитного давления $(\boldsymbol{B}^2 / (2\mu_0)) \mathbf{I}$, тензора давления электронов \mathbf{P}_e и полного тензора напряжений протонов $\mathbf{\Pi}_p$.

Силовой баланс протонов в 1-мерном стационарном токовом слое

В зависимости от ситуации будем обозначать двумя способами векторы декартова базиса системы координат $e_x = e_1$, $e_y = e_2$ и $e_z = e_3$, а также компоненты вектора координат $\mathbf{x} = xe_x + ye_y + ze_z = x_1e_1 + x_2e_2 + x_3e_3 \in \mathbb{R}^3$.

Рассмотрим при помощи уравнения (29) силовой баланс в стационарном пространственно 1-мерном токовом слое. В такой постановке с размерностью 1D3V делаются следующие предположения.

1) Все функции зависят только от одной пространственной координаты *z* поперек слоя.

2) Магнитное поле в слое имеет две самосогласованные компоненты $B_x(z)$ и $B_y(z)$ и постоянную компоненту B_z , которая рассматривается как заданное

внешнее поле. Электрическое поле имеет одну самосогласованную компоненту $E_z(z)$.

Таким образом, поля и плотность тока в ТТС имеют вид:

$$\boldsymbol{B}(z) = B_{x}(z)\boldsymbol{e}_{x} + B_{y}(z)\boldsymbol{e}_{y} + B_{z}\boldsymbol{e}_{z}, \quad \boldsymbol{j}(z) = j_{x}(z)\boldsymbol{e}_{x} + j_{y}(z)\boldsymbol{e}_{y},$$

$$\boldsymbol{E}(z) = E_{z}(z)\boldsymbol{e}_{z} = -\frac{d\varphi(z)}{dz}\boldsymbol{e}_{z},$$
(30)

что дает равенства

$$\frac{d\boldsymbol{B}(z)}{dz} = \frac{dB_x}{dz}\boldsymbol{e}_x + \frac{dB_y}{dz}\boldsymbol{e}_y, \quad B(z) = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2},$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = \frac{1}{B} \left(B_x \frac{dB_x}{dz} + B_y \frac{dB_y}{dz} \right).$$
(31)

В таком случае вектор div $\mathbf{\Pi}_p(z)$ имеет вид:

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\Pi}_{p}(z) = \frac{d}{dz} \left(\boldsymbol{\Pi}_{x,z}(z) \boldsymbol{e}_{x} + \boldsymbol{\Pi}_{y,z}(z) \boldsymbol{e}_{y} + \boldsymbol{\Pi}_{z,z}(z) \boldsymbol{e}_{z} \right),$$
(32)

а векторы $(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{B}$ и $\frac{1}{2}\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{B}^2)$ представляется в виде:

$$(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{\nabla}) \boldsymbol{B} = B_{z} \frac{dB_{x}}{dz} \boldsymbol{e}_{x} - B_{z} \frac{dB_{y}}{dz} \boldsymbol{e}_{y} = \frac{d}{dz} (B_{z} \boldsymbol{B}(z)),$$

$$\frac{1}{2} \boldsymbol{\nabla} (\boldsymbol{B}^{2}) = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} (\boldsymbol{B}^{2}) \boldsymbol{e}_{z}.$$

$$(33)$$

Слагаемые в векторе div $\mathbf{P}_{e}(z)$, который определяется первой формулой в (21), принимают следующий вид:

$$\nabla p_{e\perp}(z) = \frac{dp_{e\perp}(z)}{dz} \boldsymbol{e}_{z} ,$$

$$\boldsymbol{b} \left(\boldsymbol{b} \cdot \nabla \left(p_{e\parallel} - p_{e\perp} \right) \right) = \boldsymbol{B} \frac{B_{z}}{B^{2}} \frac{d}{dz} \left(p_{e\parallel} - p_{e\perp} \right), \quad \boldsymbol{b} \left(\boldsymbol{b} \cdot \nabla \ln B \right) = \boldsymbol{B} \frac{B_{z}}{B^{3}} \frac{dB}{dz} ,$$

Из этих формул для div $\mathbf{P}_{e}(z)$ вытекает следующая векторная формула:

$$\operatorname{div} \mathbf{P}_{e}(z) = \frac{d}{dz} \left(\frac{B_{z} \mathbf{B}(z)}{B^{2}(z)} \left(p_{e\parallel}(z) - p_{e\perp}(z) \right) + p_{e\perp}(z) \mathbf{e}_{z} \right).$$
(34)

Подстановка формул (31)-(34) в уравнение (29) приводит его к виду:

$$\frac{d}{dz} \left(\boldsymbol{\Pi}_{x,z} \, \boldsymbol{e}_x + \boldsymbol{\Pi}_{y,z} \, \boldsymbol{e}_y + \left(\boldsymbol{\Pi}_{z,z} + \frac{B^2}{2\mu_0} + p_{e\perp} \right) \boldsymbol{e}_z + \frac{B_z \boldsymbol{B}}{\mu_0} \left(\frac{\mu_0}{B^2} \left(p_{e\parallel} - p_{e\perp} \right) - 1 \right) \right) = 0 \, .$$
(35)

Из этого уравнения вытекает условие силового баланса протонов в рассматриваемом TC в векторном виде:

186

$$\Pi_{x,z} e_{x} + \Pi_{y,z} e_{y} + \left(\Pi_{z,z} + \frac{B^{2}}{2\mu_{0}} + p_{e\perp}\right) e_{z} + \frac{B_{z}B}{\mu_{0}} \left(\frac{\mu_{0}}{B^{2}} \left(p_{e\parallel} - p_{e\perp}\right) - 1\right) \equiv Const, \quad (36)$$

которое дает соответствующие уравнения по каждой из координатных осей:

1) по оси X:

$$\Pi_{x,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_x(z) + \frac{B_z B_x(z)}{B^2(z)} \left(p_{e\parallel}(z) - p_{e\perp}(z) \right) \equiv Const;$$
(37)

2) по оси Y:

$$\boldsymbol{\Pi}_{y,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_y(z) + \frac{B_z B_y(z)}{B^2(z)} \left(p_{e\parallel}(z) - p_{e\perp}(z) \right) \equiv Const; \qquad (38)$$

3) по оси Z:

$$\Pi_{z,z}(z) + \frac{1}{2\mu_0} B^2(z) + \frac{B_z^2}{B^2(z)} (p_{e\parallel}(z) - p_{e\perp}(z)) + p_{e\perp} \equiv Const.$$
(39)

В каждом из трех уравнений (38)-(40) последние слагаемые, содержащие электронные давления, дают вклад электронов в силовой баланс протонов за счет амбиполярного электрического поля.

Видно, что в случае изотропных электронов $p_{e\parallel}(z) \equiv p_{e\perp}(z) \equiv p(z)$ они будут давать вклад только в баланс по оси Z, и уравнения (36)-(39) примут наиболее простой вид:

$$\boldsymbol{\Pi}_{x,z} \boldsymbol{e}_{x} + \boldsymbol{\Pi}_{y,z} \boldsymbol{e}_{y} + \left(\boldsymbol{\Pi}_{z,z} + \frac{B^{2}}{2\mu_{0}} + p_{e}\right) \boldsymbol{e}_{z} - \frac{B_{z}\boldsymbol{B}}{\mu_{0}} \equiv Const, \qquad (40)$$

уравнение силового баланса по оси X:

$$\boldsymbol{\Pi}_{\boldsymbol{x},\boldsymbol{z}}(\boldsymbol{z}) - \frac{1}{\mu_0} \boldsymbol{B}_{\boldsymbol{z}} \boldsymbol{B}_{\boldsymbol{x}}(\boldsymbol{z}) \equiv Const , \qquad (41)$$

уравнение силового баланса по оси Y:

$$\boldsymbol{\Pi}_{y,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} \boldsymbol{B}_z \boldsymbol{B}_y(z) \equiv Const , \qquad (42)$$

уравнение силового баланса по оси Z:

$$\boldsymbol{\Pi}_{z,z}(z) + \frac{1}{2\mu_0} B^2(z) + p_e \equiv Const .$$
(43)

Примеры силового баланса в тонком токовом слое

В работе [5] построена законченная теория для стационарного пространственно одномерного тонкого токового слоя с заданной постоянной нормальной компонентой магнитного поля в бесстолкновительной плазме из незамагниченных протонов и замагниченных электронов с учетом электростатических эффектов и кинетическим описанием замагниченных электронов, которые имеют распределение Максвелла-Больцмана в стационарном электромагнитном поле. На основе этой теории для бесстолкновительной плазмы из незамагниченных протонов и замагниченных электронов построена численная модель стационарного пространственно одномерного тонкого токового слоя с заданной нормальной компонентой магнитного поля, в которой полностью учитываются электростатические эффекты, а электроны описываются на кинетическом уровне, и их вклад учитывается аналитически в рамках дрейфовой кинетической теории. В модели для численного решения стационарного уравнения Власова, которым описываются незамагниченные горячие протоны, разработаны и успешно применены два новых метода, которые позволяют выполнять основной объем вычислений на графических процессорах, и на практике показали свою высокую эффективность.

В работах [3-5] в численном моделировании получены симметричные конфигурации стационарного пространственно одномерного тонкого токового слоя с заданной нормальной компонентой магнитного поля, в которых очень точно выполнены условия силового баланса для большого набора входных параметров.

На рис. 1 приведен силовой баланс в одной из полученных симметричных конфигураций с плоским магнитным полем и изотропными электронами.

Верхняя панель показывает баланс по оси X, который определяется уравнением (41). Как видно из рисунка, силовой баланс выполнен с очень хорошей точностью, причем постоянная в правой части формулы (41) равна нулю.

Средняя панель показывает баланс по оси *Y*, который определяется уравнением (42). В рассматриваемом случае постоянная в правой части формулы (42) также равна нулю. Как видно из рисунка, максимальное отклонение от нуля имеет место вблизи центра слоя и по амплитуде не превышает 10^{-4} нПа, то есть на два порядка меньше ненулевой недиагональной компоненты тензора напряжений протонов $\Pi_{x,z}(z)$ и на три порядка меньше ненулевой диагональной компоненты тензора напряжений протонов $\Pi_{z,z}(z) \sim 0.06 - 0.2$ нПа. Таким образом, силовой

баланс по оси У также выполнен с очень хорошей точностью.

На нижней панели показан баланс по оси **Z**, который определяется уравнением (43). Красная линия показывает выполнение этого уравнения с очень высокой точностью.

Как видно из рисунка, давление электронов вносит хоть и относительно малый, но очень важный вклад в точное выполнение уравнения силового баланса в токовом слое.

Таким образом, силовой баланс в созданной численной модели ТТС благодаря гладкой и точной аппроксимации вторых моментов функции распределения протонов выполняется с очень высокой точностью. Это указывает на стационарность полученных конфигураций и высокое качество численной модели, достигнутое благодаря использованию разработанных новых методов численного решения стационарного уравнения Власова и ряда новых приемов моделирования.



Рис. 1. Силовой баланс для одного из вариантов симметричной конфигурации TTC. 1) На верхней панели баланс по оси *X*. $\Pi_{x,z}(z)$ — фиолетовая линия, $B_z B_x(z)/\mu_0$ — синяя линия, полный баланс (41) — красная линия. 2) Средняя панель — по оси *Y*. $\Pi_{y,z}(z)$ — красная линия. 3) Нижняя панель — по оси *Z*. $\Pi_{z,z}(z)$ — фиолетовая линия, $B_x^2(z)/(2\mu_0)$ — синяя линия, баланс без учета электронов $\Pi_{z,z}(z) + B_x^2(z)/(2\mu_0)$ — зелёная линия, $p_e(z)$ — коричневая линия, полный баланс (43) — красная линия

Fig. 1. Force balance for one of the variants of symmetrical TCS configuration. 1) Top panel is *X*-axis balance. $\Pi_{x,z}(z)$ — purple line, $B_z B_x(z)/\mu_0$ — blue line, full balance (41) — red line. 2) Middle panel is *Y*-axis balance. $\Pi_{y,z}(z)$ — red line. 3) Bottom panel is *Z*-axis balance. $\Pi_{z,z}(z)$ — purple line, $B_x^2(z)/(2\mu_0)$ — blue line, $p_e(z)$ — brown line, balance without electrons $\Pi_{z,z}(z) + B_x^2(z)/(2\mu_0)$ — green line, full balance (43) — red line



Рис. 2. Силовой баланс для конфигурации ТТС с "колоколообразным" профилем $B_y(z)$. 1) На верхней левой панели баланс по оси *X*. $\Pi_{x,z}(z)$ — фиолетовая линия, $B_z B_x(z)/\mu_0$ — синяя линия, полный баланс (41) — красная линия. 2) На верхней правой панели — по оси *Y*. $\Pi_{y,z}(z)$ — фиолетовая линия, $B_z B_y(z)/\mu_0$ — синяя линия, полный баланс (42) — красная линия. 3) Нижняя панель — по оси *Z*. $\Pi_{z,z}(z)$ — фиолетовая линия, $(B_x^{-2}(z)+B_y^{-2}(z))/(2\mu_0)$ — синяя линия, $p_e(z)$ — коричневая линия, баланс без учета электронов $\Pi_{z,z}(z)+(B_x^{-2}(z)+B_y^{-2}(z))/(2\mu_0)$ — зелёная, полный баланс (43) — красная

Fig. 2. Force balance for TCS configuration with 'bell-shaped' profile $B_y(z)$. 1) Upper left panel is *X-axis balance*. $\Pi_{x,z}(z)$ — purple line, $B_z B_x(z)/\mu_0$ — blue line, full balance (41) — red line. 2) Upper right panel is *Y-axis balance*. $\Pi_{y,z}(z)$ — purple line, $B_z B_y(z)/\mu_0$ — blue line, full balance (42) — red line. 3) Bottom panel is *Z-axis*

balance. $\Pi_{z,z}(z)$ — purple line, $(B_x^2(z) + B_y^2(z))/(2\mu_0)$ — blue, balance without electrons $\Pi_{z,z}(z) + (B_x^2(z) + B_y^2(z))/(2\mu_0)$ — green line, full balance (43) — red line

В работах [3, 4] впервые в численном моделировании были получены и детально исследованы конфигурации тонкого токового слоя с "колоколообразным" профилем сдвиговой компоненты магнитного поля и примерно постоянными величиной магнитного поля и концентрацией. Конфигурации такого типа часто встречаются в данных измерений на космических аппаратах в хвосте магнитосферы Земли и на разных участках ее магнитопаузы, а также в солнечном ветре и в хвосте магнитосферы Юпитера.

На рис. 2 приведен силовой баланс в одной из полученных конфигураций с "колоколообразным" профилем $B_{y}(z)$ и изотропными электронами.

Верхняя левая панель показывает баланс по оси *X*, который определяется уравнением (41). Верхняя правая панель показывает баланс по оси *Y*, который определяется уравнением (42). В рассматриваемом случае постоянная в правой части формулы (42) также равна нулю. На нижней панели показан баланс по оси *Z*, который определяется уравнением (43). Красная линия показывает выполнение этого уравнения с очень высокой точностью.

Как видно из рисунка, силовой баланс выполнен с очень хорошей точностью. Результаты моделирования качественно и количественно очень хорошо согласуются с данными измерений на космических аппаратах, в которых регулярно встречаются токовые слои указанных выше типов.

Заключение

В работе впервые для бесстолкновительной плазмы из протонов и замагниченных электронов получена новая форма уравнения силового баланса протонов, в которой электрическое поле выражено через магнитное поле и дивергенцию тензора давления электронов. Это уравнение необходимо для правильной постановки граничных условий в моделях токовых слоев и для контроля силового баланса в этих моделях.

Из этого уравнения впервые получена общая форма уравнения силового баланса в пространственно одномерном токовом слое с учетом анизотропии давления электронов.

Также приведены результаты применения полученного уравнения в численных моделях для контроля их качества.

Литература

- 1. Мингалев О.В., Мингалев И.В., Малова Х.В., Мерзлый А.М., Зелёный Л.М. Система кинетических уравнений для бесстолкновительной космической плазмы в приближении силового равновесия электронов вдоль магнитного поля. // Физика плазмы. 2018. Т. 44, № 11, стр. 889–904.
- Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. Теоретическая физика // том Х. М.: Наука, 1979. — 528 с.
- 3. Мингалев О.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Артемьев А.В., Малова Х.В., Попов В.Ю., Шен Чао, Зелёный Л.М. Кинетические модели токовых слоев с широм магнитного поля // Физика плазмы. 2012. Т. 38, № 4, стр. 329–344.
- Malova H.V., Mingalev O.V., Grigorenko E.E., Mingalev I.V., Melnik M.N., Popov V.Yu., Delcourt D.C., Petrukovich A.A., Shen C., Rong D., Zelenyi L.M. Formation of self-organized shear structures in thin current sheets // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2015. VOL. 120.

 Мингалев О.В., Малова Х.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Сецко П.В., Зелёный Л.М Модель тонкого токового слоя в хвосте магнитосферы Земли с кинетическим описанием замагниченных электронов // Физика плазмы. 2018. Т. 44, № 10, стр. 769–790.

Сведения об авторах

Мингалев Олег Викторович

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

Мингалев Игорь Викторович

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

Малова Хельми Витальевна

д. ф.-м. н., с.н.с, Научно-исследовательский институт ядерной физики, Москва E-mail: hmalova@yandex.ru;

Сецко Павел Владимирович

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

Мельник Михаил Николаевич

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

Артемьев Антон Владимирович

к. ф.-м. н., с.н.с., Институт космических исследований, Москва E-mail: ante0226@yandex.ru

Хабарова Ольга Валерьевна

к. ф.-м. н., с.н.с., ИЗМИРАН, Троицк E-mail: olik3110@list.ru DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.193-198 УДК537.877+519.6

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

ТЕСТИРОВАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ СХЕМЫ ИНТЕГРИРОВАНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ НА ЗАДАЧЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ИОНОСФЕРНОГО ИСТОЧНИКА

Аннотация

В работе представлены результаты моделирования распространения широкополосной электромагнитной волны 1 - 2 кГц от ионосферного источника сигнала на основе разработанной авторами численной схемы интегрирования уравнений Максвелла в условиях замагниченой холодной плазмы. Представлены зависимости коэффициента поляризации от частоты и расстояния до источника.

Ключевые слова:

распространение ИНЧ волн, математическое моделирование

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

ON THE PROBLEM OF ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION FROM THE IONOSPHERIC BROADBAND SOURCE TESTING THE NUMERIC INTEGRATION SCHEME OF THE MAXWELL EQUATIONS

Abstract

The paper presents the results of modeling the propagation of a broadband electromagnetic wave of 1 - 2 kHz from an ionospheric signal source based on a numerical scheme developed by the authors for integrating the Maxwell equations in magnetized cold plasma. The dependences of the polarization coefficient on the frequency and distance to the source are presented.

Keywords:

ULF wave propagation, mathematical modeling

Введение

Как известно, уравнения Максвелла лежат В основе всех электромагнитных явлений, поэтому их решение актуально в широком спектре задач. С точки зрения задачи распространения электромагнитных волн в атмосфере Земли наиболее сложной и актуальной является задача распространения в холодной замагниченной ионосферной плазме. Адаптация существующих популярных методы таких, как, например, Finite Difference Time Domain (FDTD) [1] для интегрирования уравнений Максвелла замкнутых уравнением Лоренца в присутствии внешнего магнитного поля, по мнению авторов, не целесообразна. Причиной этому является значительная сложность итогового алгоритма и, как следствие, его низкая стабильность. Это косвенно подтверждается малым числом работ по такой адаптации [2-4] и практически полным отсутствием работ, где бы адаптированные алгоритмы применялись для решения реальных геофизических задач.

Для решения этой проблемы авторы разработали оригинальную явную схему расщепления по пространственным направлениям и физическим процессам с противопотоковой аппроксимацией пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Эта схема является консервативной, монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным [5]. Представленная в работе [5] схема интегрирования уравнений Максвелла позволяет моделировать распространение монохромных гармонических сигналов в замагниченой ионосферной плазме. Структура предложенного метода вследствие расщепления по физическим процессам позволяет применять аналитические методы для физических процессов, не связанных с пространственным распределением электромагнитных полей, а также легко изменять отдельные его блоки.

В данной работе авторами решена задача распространения широкополосного электромагнитного сигнала от точечного магнитного ионосферного источника на основе модернизации разработанной ими ранее схемы интегрирования уравнений Максвелла.

Схема численного интегрирования уравнений Максвелла в ионосфере

В ионосфере мы полагали, что безразмерная относительная магнитная проницаемость среды $\mu(\mathbf{r}) = 1$ и выполнена формула $B(\mathbf{r},t) = \mu_0 H(\mathbf{r},t)$. Также мы полагали, что имеет место поляризация плазмы $D(\mathbf{r},t) = \varepsilon_0 E(\mathbf{r},t) + P(\mathbf{r},t)$, где $P(\mathbf{r},t)$ – вектор поляризации, причем плотность тока поляризации $\partial P / \partial t = j$ совпадает с полной плотностью тока в плазме. Уравнение Фарадея и уравнение Максвелла в этом случае принимают вид:

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot}\boldsymbol{E} , \qquad \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = c_0^2 \operatorname{rot}\boldsymbol{B} - \frac{2}{\varepsilon_0} \boldsymbol{j} . \tag{1}$$

Система (1) замыкается уравнением для плотности тока электронов, вызванного полем сигнала:

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}}{\partial t} = -\boldsymbol{v}_e \, \boldsymbol{j} - \boldsymbol{\Omega}_e \big[\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{b} \big] + \boldsymbol{\omega}_e^2 \boldsymbol{\varepsilon}_0 \boldsymbol{E} \,,$$

электронов, $\boldsymbol{B}_{_{\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{H}}}$ - внешнее геомагнитное поле, $\boldsymbol{b} = \boldsymbol{B}_{_{\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{H}}}/|\boldsymbol{B}_{_{\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{H}}}|$, $\omega_e^2 = e^2 n_e/(m_e\varepsilon_0)$ - квадрат плазменной частоты электронов.

В ионосфере, как и в литосфере, применяется метод расщепления по физическим процессам. Правильное чередование подшагов расщепления обеспечивает 2-й порядок точности по времени. На подшаге распространения учитывается только распространение сигнала и численно интегрируется система уравнений [5]:

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot}\boldsymbol{E} , \qquad \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = c_0^2 \operatorname{rot}\boldsymbol{B} , \qquad (2)$$

194

На подшаге затухания и вращения сигнала магнитное поле сигнала не изменяется, и учитываются только затухание электрического поля и его вращение за счет внешнего геомагнитного поля. При этом в каждой точке расчетной сетки аналитически интегрируется система уравнений:

$$\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = -\frac{2}{\varepsilon_0} \boldsymbol{j} , \quad \frac{\partial \boldsymbol{j}}{\partial t} = -\boldsymbol{v}_e \, \boldsymbol{j} - \boldsymbol{\Omega}_e \big[\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{b} \big] + \omega_e^2 \varepsilon_0 \boldsymbol{E} . \tag{3}$$

Эта система разделяется на две независимых системы для продольных электрического поля $E_{||} = (\boldsymbol{b}, \boldsymbol{E})$ и тока $j_{||} = (\boldsymbol{b}, \boldsymbol{j})$:

$$\frac{\partial E_{\parallel}}{\partial t} = -\frac{2}{\varepsilon_0} j_{\parallel} , \quad \frac{\partial j_{\parallel}}{\partial t} = -v_e j_{\parallel} + \omega_e^2 \varepsilon_0 E_{\parallel} , \qquad (4)$$

и поперечных электрического поля $E_{\perp} = E - b E_{\parallel}$ и тока

$$j_{\perp} = j - b j_{\parallel}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{E}_{\perp}}{\partial t} = -\frac{2}{\varepsilon_0} \boldsymbol{j}_{\perp} , \quad \frac{\partial \boldsymbol{j}_{\perp}}{\partial t} = -\boldsymbol{v}_e \, \boldsymbol{j}_{\perp} - \boldsymbol{\Omega}_e \big[\boldsymbol{j}_{\perp} \times \boldsymbol{b} \big] + \omega_e^2 \varepsilon_0 \boldsymbol{E}_{\perp} . \tag{5}$$

Системы (4) и (5) являются автономными линейными системами ОДУ с постоянными коэффициентами. Решения задачи Коши для этих систем выражаются достаточно громоздкими аналитическими формулами.

В той части ионосферы, где выполнено неравенство $\nu_e \tau \ge 20$, системы (4) и (5) заменяются более простые на уравнение и систему

$$\frac{\partial E_{\parallel}}{\partial t} = -\frac{2\omega_e^2}{v_e}E_{\parallel}, \quad \frac{\partial E_{\perp}}{\partial t} = -\frac{2\omega_e^2 v_e}{v_e^2 + \Omega_e^2} \left(E_{\perp} - \frac{\Omega_e}{v_e}\left[E_{\perp} \times b\right]\right),$$

которые также имеют аналитические решения задачи Коши.

Изложенная схема позволяет учесть частотную дисперсию и моделировать распространение широкополосных сигналов произвольной формы.

Среда распространения, модель, источник

В качестве среды распространения для численного эксперимента авторы использовали участок волновода Земля-ионосфера с параметрами концентрации электронов и частотой столкновения электронов, полученных на основе данных модели IRI2016 за 26 декабря 2014 в 00:00 UT. Центр участка распологался в городе в точке 67°34′03″ с. ш. 33°23′36″ в.д., а его горизонтальный размер составлял 1400х384 км. По высоте в атмосфере и ионосфере – 250 км, в глубину в литосфере – 50 км. Шаг сетки по горизонтали составлял 2 км. Шаг сетки по вертикали над поверхностью Земли – 1 км, по вертикали в литосфере 500 м. Центр источника сигнала располагался на расстоянии 192 км от трех боковых граней полученного параллелепипеда. Для всех внешних граней кроме нижней использовалось условие свободного ухода волны совместно с адаптированными поглощающими слоями и профилем потерь, как в работе [6].

Профиль проводимости литосферы был аппроксимирован на основе

результатов исследований проводимости на Кольском полуострове нескольких научных групп, опубликованных в работе [7]. В качестве источника сигнала используется горизонтальный точечный электрический диполь, расположенный на высоте 150 км над поверхностью Земли. Широкополосный сигнал получается суммированием синусоид с частотами: 1000.0 Гц, 1100.0 Гц, 1200.0 Гц, 1300.0 Гц, 1500.0 Гц, 1600.0 Гц, 1700.0 Гц, 1800.0 Гц, 1900.0 Гц, 2000.0 Гц и начальной фазой равной 0.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 в панелях, а) и б) показаны коэффициенты поляризации волны в горизонтальной плоскости на уровне поверхности Земли в зависимости от частоты на расстояниях 200 и 400 км, соответственно рассчитанные по формуле:

$$R = \text{Im}\left(\frac{2 \cdot H(B_{y}) \cdot H^{*}(B_{x})}{\sqrt{|H(B_{x})|^{2} + |H(B_{y})|^{2}}}\right).$$
 (6)

здесь $H(B_x)$ и $H(B_y)$ – аналитический сигнал, полученный с помощью преобразования Гилберта.



Рис. 2. Коэффициенты поляризации волны в горизонтальной плоскости на уровне поверхности Земли в зависимости от частоты на расстояниях 200 км панель а) и 800 км панель б)

Fig. 1. The polarization coefficients of the wave in the horizontal plane at the level of the Earth's surface depending on the frequency at distances of 200 km in to panel a) and 800 km in to panel b)

На графиках ясно прослеживается частотная зависимость коэффициента поляризации, наибольшее значение которого достигается на частоте 1900 Гц. Видно, что с ростом расстояния до источника поляризация волны на уровне Земли становится все более левой. Это хорошо согласуется с результатами работы [8, 9].

На рис. 2 показано волновое сопротивление среды, рассчитываемое как отношение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей на

расстояниях 200 и 400 км соответственно. Его значение хорошо согласуется с известными из литературы [10], это свидетельствует о правильном выборе шагов по времени и пространству при проведении численного эксперимента.

Хорошее соответствие расчетных волновых характеристик, известных из литературы, показанное в работе для таких тонких эффектов, как поляризация волн в замагниченой ионосферной плазме, свидетельствует о правильности работы модели. Это позволяет применять разрабатываемую авторами численную схему интегрирования уравнений Максвелла для выявления влияния различных геофизических факторов на характеристики электромагнитных сигналов, распространяющихся в атмосфере Земли.



Рис. 3. Волновое сопротивление среды в зависимости от времени с начала численного эксперимента на расстояниях 200 км панель а) и 800 км панель б)

Fig. 2. The wave resistance of the medium as a function of time since the beginning of the numerical experiment at distances of 200 km in to panel a) and 800 km in to panel b)

Заключение

В работе представлены результаты моделирования распространения широкополосной электромагнитной волны 1 - 2 кГц от магнитного ионосферного источника сигнала на основе разработанной авторами численной схемы интегрирования уравнений Максвелла в условиях замагниченой холодной ионосферной плазмы. Продемонстрировано хорошее соответствие расчетных волновых характеристик, известных из литературы, для таких тонких эффектов, как поляризация волн в замагниченой ионосферной плазме.

Показана принципиальная возможность использования методов численного эксперимента для выявления влияния различных геофизических факторов на характеристики электромагнитных сигналов, распространяющихся в атмосфере Земли.

Литература

 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.

- 2. Cummer S.A. Modeling Electromagnetic Propagationinthe Earth-Ionosphere Waveguide. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2000. Vol. 48. pp. 1420-1432.
- 3. Umran S. Inan and Robert A. Marshall. Numerical Electromagnetics: The FDTD Method. Cambridge University Press. 2011. 404 p.
- 4. Samimi A and Simpson J.J. An Efficient 3-D FDTD Model of Electromagnetic Wave Propagation in Magnetized Plasma // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2015, Vol. 63, pp. 269-279.
- 5. Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла // Математическое моделирование. 2018. Т. 30. № 12. С. 17-38.
- Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Суворова З.В., Белаховский В.Б., Черняков С.М. Определение характеристик ИНЧ-волн, наиболее сильно реагирующих на незначительные изменения электронной плотности ионосферы в области высоких широт // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. No 4. С. 99–109.
- Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A.A., etc. Crustal conductivity in Fennoscandia—a compilation of a database on crustal conductance in the fennoscandian shield // Earth Planets Space. 2002. V. 54. N 5. P.535–558.
- 8. Лебедь О.М., Пильгаев С.В., Никитенко А.С., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В. Оценка высоты ионосферного источника, образованного при ВЧ-нагреве стендом EISCAT/heating, по данным измерений фаз на сети высокоширотных станций в спокойных и возмущенных гелиогеофизических условиях // Вестник Кольского научного центра РАН. 2017. Т. 8. № 7-3. С. 67-74.
- 9. Ларченко А.В., Пильгаев С.В., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В. Особенности структуры электромагнитного поля ОНЧ-диапазона на арх. Шпицберген в экспериментах по нагреву ионосферы // Вестник Кольского научного центра РАН. 2018. № 3. С. 115-119.
- 10. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука. 1972. 564 с.

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. сектором, 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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.199-206 УДК 551.510:621.371

3. В. Суворова, И. В. Мингалев, В. С. Мингалев

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗОНЫ ОДНОСКАЧКОВОЙ КВ РАДИОСВЯЗИ МЕЖДУ САНКТ-ПЕТЕРБУРГОМ И РАЙОНОМ БАРЕНЦЕВА МОРЯ В ЛЕТНИХ УСЛОВИЯХ

Аннотация

Приводятся результаты моделирования суточных изменений зоны надежной односкачковой связи в КВ диапазоне между Санкт-Петербургом и расположенными к северу от него районами для условий 21 июня 2019 года. Представлен анализ этих результатов. Дано краткое описание используемой численной модели.

Ключевые слова:

КВ радиосвязь, численное моделирование, распространение радиоволн

Z. V. Suvorova, I. V. Mingalev, V. S. Mingalev

NUMERICAL SIMULATION OF SINGLE-JUMP HF RADIO COMMUNICATION ZONE BETWEEN ST. PETERSBURG AND THE BARENTS SEA IN SUMMER CONDITIONS

Abstract

The results of modeling the daily changes of the zone of reliable single-jump communication in the HF range between St. Petersburg and the areas located to the North of it for the conditions of June 21, 2019 are presented. The analysis of these results is presented. A brief description of the numerical model used is given.

Keywords:

HF radio communication, numerical modeling, radio wave propagation

Введение

Обеспечение надежной КВ радиосвязи с морскими и воздушными судами, а также сухопутными объектами в высоких широтах имеет большое прикладное значение. Область на поверхности Земли, в которую попадают выходящие из одного передатчика односкачковые лучевые траектории радиоволн КВ диапазона, существенно меняется в течение суток. В дальнейшем будем называть эту область зоной засветки передатчика. В данной работе с помощью численного зоны для моделирования исследуются изменения этой передатчика, расположенного в Санкт-Петербурге, в течение суток 21 июня 2019 года для разных частот КВ диапазона, близких к максимальной применимой частоте (МПЧ) для данных условий. Проводится анализ моделирования и делается вывод о возможности односкачковой КВ радиосвязи между Санкт-Петербургом и районами, расположенными к северу от него в секторе азимутальных углов от -60° до 60° от направления на север. Также приведено описание используемой в работе численной модели распространения радиоволн КВ диапазона. Эта модель является дальнейшим продолжением модели, описанной в работах [1,2].

Модель расчета распространения радиоволн КВ диапазона в приближении геометрической оптики

Для численного моделирования распространения КВ радиоволн используется приближение геометрической оптики [2] с учетом анизотропии ионосферной плазмы, обусловленной геомагнитным полем. Лучевые траектории находятся путем численного решения системы уравнений эйконала:

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = \mathbf{p} - \frac{1}{2}\vec{\nabla}_{p}\left(n_{s}^{2}\right), \frac{d\mathbf{p}}{d\tau} = \frac{1}{2}\vec{\nabla}_{r}\left(n_{s}^{2}\right), \tag{1}$$

в которых r - радиус-вектор, проведенный из начала координат в точку наблюдения, p - вектор волновой нормали, τ - приведенная длина луча, n_g^2 квадрат вещественной части показателя преломления нормальной волны. Этот показатель определяется как решение дисперсионного биквадратного уравнения:

$$An^4 + Bn^2 + C = 0, (2)$$

в котором использованы обозначения: $A = \varepsilon_{\perp} (1 - \cos^2 \theta) + \varepsilon_{\parallel} \cos^2 \theta$, $B = -\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel} (1 + \cos^2 \theta) - (\varepsilon_{\perp}^2 - g^2) (1 - \cos^2 \theta)$, $C = \varepsilon_{\parallel} (\varepsilon_{\perp}^2 - g^2)$, θ - угол между векторами p и $b = B_{_{6Heuu}} / |B_{_{6Heuu}}|$, $B_{_{6neuu}}$ - внешнее магнитное поле, где $\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega - iv_e)}{\left[(\omega - iv_e)^2 - \omega_H^2\right]\omega}$, $g = \frac{\omega_p^2 \omega_H}{\left[(\omega - iv_e)^2 - \omega_H^2\right]\omega}$, $\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - iv_e)\omega}$ - компоненты

тензора комплексной диэлектрической проницаемости плазмы $\hat{\mathbf{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & -ig & 0\\ ig & \varepsilon_{\perp} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}$

в декартовой системе координат с осью *z*, ориентированной вдоль магнитного поля $B_{_{gneuu}}$, $\omega_p^2 = e^2 N_e / m_e \varepsilon_0$ - квадрат плазменной частоты, *e* и m_e - заряд и масса электрона, N_e - концентрация электронов в плазме, $\omega_H = e B_{_{gH}} / m_e$ - гирочастота электронов, v_e - эффективная частота соударений электронов с другими частицами.

Дисперсионное уравнение (2) определяет два решения для двух волновых мод - обыкновенной и необыкновенной волн, которые распространяются с различными показателями преломления, фазовыми и групповыми скоростями, причем обыкновенная волна имеет левую поляризацию, а необыкновенная волна - правую.

Решение дисперсионного уравнения можно представить в виде $n = \left[\frac{-B \pm D}{2A}\right]^{1/2}$, где $D = \sqrt{B^2 - 4AC}$.

Для численного интегрирования системы уравнений эйконала используется схема Рунге-Кутты 4-го порядка точности с коррекцией гамильтониана на каждом шаге траектории. Особенностью используемой нами схемы является расчет компонент градиента в декартовых координатах, при этом параметры среды задаются на сетке в сферической системе координат. Такой подход позволяет избежать накопления дополнительной погрешности, которая непременно возникала бы при расчете траектории в сферической системе координат вследствие большего количества вычислительных операций (вычисление коэффициентов Ламе, более громоздкие уравнения с большим количеством слагаемых и т.д.).

Концентрация электронов и частота их столкновений с нейтралами рассчитываются с помощью эмпирической модели ионосферы IRI 2016 и эмпирической модели параметров нейтральной атмосферы NRLMSISE00.

Результаты моделирования

Моделирование проводилось следующим образом. Передатчик располагался в точке с координатами 30.5° в. д., 60.0° с. ш. Набор частот выбирался в зависимости от времени суток. Для выбранной частоты и выбранного времени суток рассчитывался следующий набор выходящих из передатчика лучевых траекторий для обыкновенной моды (необыкновенная мода затухает сильнее). Выбирался набор углов возвышения от 6° до 30° с шагом 0,5 градуса. Для каждого угла возвышения рассчитывались лучевые траектории, выходящие из передатчика в секторе азимутальных углов от -60° до 60° от направления на север с шагом 2 градуса. Точки падения на поверхность Земли траекторий, вышедших из передатчика с одним углом возвышения и разными азимутами, соединялись одной линией. Полученная область на поверхности Земли, ограниченная крайними кривыми, соответствовала зоне засветки передатчика на данной частоте при данных геофизических условиях.

Возможны случаи, когда в одну точку попадают 2 и более траекторий, выпущенных при разных углах возвышения. Такие ситуации соответствуют многолучевому распространению, когда траектория, вышедшая из передатчика с меньшим углом возвышения, отражается от Е-слоя ионосферы, а вышедшая из передатчика с большим углом возвышения отражается от F-слоя ионосферы. В случае, когда все траектории отражаются от одного и того же слоя ионосферы, ближайшие к передатчику кривые соответствуют большим углам возвышения, дальние кривые – меньшим углам. Моделирование проводилось для условий 21 июня 2019 года, Ар-индекс брался равным 3, F10.7 = 70.



Рис. 2. Зона засветки передатчика в СПб для условий 21 июня 2019 года UT=00:00 на частоте 4 МГц (*a*); 5 МГц (*б*)

Fig. 1. Communication zone of the transmitter in St. Petersburg for conditions 21 June 2019, UT=00:00 at 4 MHz (*a*); 5 MHz (*δ*)

На рис. 1 видно, что в полночь на Гринвиче на частоте 4 МГц имеет место многолучевое распространение из-за наличия достаточной концентрации электронов в Е-слое в полярный день. На частоте 5 МГц ближняя граница зоны засветки удаляется от передатчика примерно на 200 км, а сама зона засветки сужается и имеет ширину около 300 км. Таким образом, стабильная односкачковая радиосвязь при данных условиях возможна на расстоянии 1000-1300 км.



Рис. 2. Зона засветки передатчика в СПб для условий 21 июня 2019 года UT=00:00 на частоте 6 МГц (*a*); 7 МГц (*б*)

Fig. 2. Communication zone of the transmitter in St. Petersburg for conditions 21 June 2019, UT=00:00 at 6 MHz (*a*); 7 MHz (*δ*)

На рис. 2 видно, что в полночь на Гринвиче на частоте 6 МГц ближняя граница зоны засветки удалена от передатчика примерно на 1300 км, дальняя граница также удаляется на расстояние до 1700 км от передатчика, при этом траектории отражаются от F-слоя ионосферы. На частоте 7 МГц ближняя граница зоны засветки удалена от передатчика примерно на 1500 км, а дальняя граница – на 2000 км. Таким образом, односкачковая радиосвязь на частоте 7 МГц при данных условиях возможна с Новой Землей и Шпицбергеном.



Рис. 3. Зона засветки передатчика в СПб для условий 21 июня 2019 года UT=06:00 на частоте 8 МГц (*a*); 9 МГц (*б*)

Fig. 3. Communication zone of the transmitter in St. Petersburg for conditions 21 June 2019, UT=06:00 at 8 MHz (*a*); 9 MHz (*δ*)

На рис. 3 видно, что в момент UT=06:00 на частотах 8 и 9 МГц дальняя граница зоны засветки существенно зависит от азимута и резко изменяется при долготах от 10 до 20 градусов, где местное время составляет примерно 7 часов утра. Такая геометрическая особенность зоны засветки обусловлена существенными изменениями концентрации электронов в ионосфере в горизонтальном направлении в районе утреннего терминатора.



Рис. 4. Зона засветки передатчика в СПб для условий 21 июня 2019 года UT=10:00 на частоте 10 МГц (*a*); 12 МГц (б)

Fig. 4. Communication zone of the transmitter in St. Petersburg for conditions 21 June 2019, UT=10:00 at 10 MHz (*a*); 12 MHz (*δ*)

На рис. 4 видно, что в момент UT=10:00 (полдень в СПб) на частотах 10 и 12 МГц дальняя и ближняя границы зоны засветки слабо зависят от азимута, причем ближняя граница зоны засветки удалена от передатчика примерно на 900 км на частоте 10 МГц и примерно на 1300 км на частоте 12 МГц, а дальняя граница этой зоны удалена от передатчика примерно на 1600 км как на частоте 10 МГц, так и на частоте 12 МГц.



Рис. 5. Зона засветки передатчика в СПб для условий 21 июня 2019 года UT=14:00 на частоте 7 МГц (a); 8 МГц (δ)

Fig. 5. Communication zone of the transmitter in St. Petersburg for conditions 21 June 2019, UT=14:00 at 7 MHz (*a*); 8 MHz (*δ*)

На рис. 5 видно, что в момент UT=14:00 на частотах 7 и 8 МГц дальняя граница зоны засветки существенно зависит от азимута и резко изменяется при долготах от 35 до 50 градусов, где местное время составляет примерно 17 часов. Такая геометрическая особенность зоны засветки обусловлена существенными изменениями концентрации электронов в ионосфере в горизонтальном направлении в районе вечернего терминатора. При этом ближняя граница зоны засветки удалена от передатчика примерно на 700-800 км на частоте 7 МГц и примерно на 700-900 км на частоте 8 МГц, а дальняя граница этой зоны удалена от передатчика примерно на северо-запад и на север на частоте 7 и 8 МГц.



Рис. 6. Зона засветки передатчика в СПб для условий 21 июня 2019 года UT=20:00 на частоте 5 МГц (*a*); 6 МГц (*б*)

Fig. 6. Communication zone of the transmitter in St. Petersburg for conditions 21 June 2019, UT=20:00 at 5 MHz (a); 6 MHz (δ)

На рис. 6 видно, что в момент UT=20:00 на частоте 5 МГ ц дальняя граница зоны засветки в северо-восточном направлении от СПб удалена от передатчика примерно на 1700-1800 км, что примерно на 300 км дальше, чем в северозападном направлении. Такая геометрическая особенность зоны засветки обусловлена тем, что лучевые траектории, выходящие из передатчика с углами места 6-8 градусов в направлении на север и северо-запад, уходят в ионосферный волновод и не падают на поверхность Земли. Эти траектории показаны на рис. 7. При этом ближняя граница зоны засветки удалена от передатчика примерно на 1100 км на частоте 5 МГц и примерно на 1200 км на частоте 6 МГц, а дальняя граница этой зоны удалена от передатчика примерно на 1700 км на частоте 6 МГц.

Анализ результатов

Проведенное численное моделирование выявило, что летом днем в спокойных условиях зона засветки расположенного в СПб передатчика формируется только теми лучевыми траекториями, которые отражаются от Еслоя ионосферы. При этом дальняя граница зоны засветки удалена от СПб на 1400-1500 км при углах места передающей антенны от 6 до 20 градусов. Такая ситуация обусловлена тем, что днем вертикальный градиент концентрации электронов имеет достаточно большие значения для отражения КВ радиоволн только в нижней части Е-слоя ионосферы. Днем выше максимума Е-слоя вертикальный градиент концентрации электронов мал и работа через F-слой ионосферы практически невозможна. Оптимальные рабочие частоты для дневных условий летом составляют 10-13 МГц.



Рис. 7. Лучевые траектории, направленные на север и выпущенные из расположенного в С.-Петербурге передатчика при углах места от 6 до 22 градусов, для UT=20:00 на частоте 5 МГц 21 июня 2019 года. Значения индексов Ар=3, F10.7=70

Fig. 7. Beam trajectories directed to the North and released from the transmitter located in St. Petersburg at angles of location from 6 to 22 degrees, for UT=20:00 at 5 MHz on June 21, 2019. Index value Ap=3, F10.7=70

Ночью летом в спокойных условиях зона засветки расположенного в СПб передатчика формируется только теми лучевыми траекториями, которые отражаются от F-слоя ионосферы. При этом дальняя граница зоны засветки удалена от СПб на 1700-2000 км при углах места передающей антенны от 6 до 20 градусов. Такая ситуация обусловлена тем, что ночью вертикальный градиент концентрации электронов имеет достаточно большие значения для отражения КВ радиоволн только в нижней части F-слоя ионосферы, а в E-слое ионосферы вертикальный градиент концентрации электронов на порядок и более меньше, чем в нижней части F-слоя.

Утром и вечером зона засветки может иметь сложную форму, а удаленность ее дальней границы от передатчика может сильно зависеть от азимутального направления. Такая геометрическая особенность зоны засветки обусловлена существенными изменениями концентрации электронов в ионосфере в горизонтальном направлении в районе утреннего и вечернего терминаторов. В это время суток условия радиосвязи в КВ диапазоне между СПб и районом Баренцева моря могут быстро изменяться.

Заключение

Можно сделать вывод, что для обеспечения односкачковой КВ радиосвязи с воздушными и морскими судами в южной части омывающих северную территорию России морей необходимо иметь две цепочки

радиостанций КВ диапазона. Северная цепочка должна быть расположена примерно на 800-900 км южнее берега (для работы днем), а южная цепочка (для работы ночью) должна быть расположена южнее берега на 1200-1300 км (то есть на широтах 58-65 градусов) и удаленных друг от друга в зональном направлении примерно на 1000 км. При этом их работа будет возможна лишь в том случае, когда южная граница овала полярных сияний будет расположена севернее области отражения лучевых траекторий от ионосферы (то есть заведомо севернее 70 градусов).

Литература

- 1. Андреев М.Ю., Благовещенский Д.В., Выставной В.М., Мингалев В.С., Мингалева Г.И. Интерпретация экспериментальных данных распространения коротких радиоволн на трассе Санкт-Петербург арх. Шпицберген // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т.47, N 4.- С.534-542.
- Андреев М.Ю., Мингалева Г.И., Мингалев В.С. Численное моделирование структуры высокоширотного ионосферного слоя F и прохождения через него коротких радиоволн в меридиональном направлении // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. – Т.47, N 4.- C.518-527.
- Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.

Сведения об авторах

Суворова Зоя Викторовна,

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

Мингалев Игорь Викторович,

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

Мингалев Виктор Степанович,

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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.207-222 УДК 551.521.3

К.Г. Орлов, И.В. Мингалев, Е.А. Федотова

ПОСТРОЕНИЕ ПАРАМЕТРИЗАЦИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В НИЖНЕЙ И СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОЛЯ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Аннотация

В данной работе представлены новый алгоритм построения параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли, который учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой и имеет ряд других достоинств, а также построенная с помощью этого алгоритма параметризация в диапазоне частот от 2000 до 50000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км. Проведено сравнение результатов расчетов поля солнечного излучения в атмосфере Земли, выполненных с использованием этой параметризации, с результатами полилинейных расчетов. Показано, что представленная параметризация имеет хорошую точность в нижней и средней атмосфере как при отсутствии облаков, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной.

Ключевые слова:

параметризация молекулярного поглощения, солнечное излучение

K.G. Orlov, I.V. Mingalev, E.A.Fedotova

CONSTRUCTING THE MOLECULAR ABSORPTION PARAMETRIZATIONS IN THE LOWER AND MIDDLE EARTH`S ATMOSPHERE TO CALCULATE THE SOLAR RADIATION FIELD

Abstract

Presented in the paper area new algorithm of constructing the parameterizations of molecular absorption in the Earth's atmosphere, which takes into account the change of atmospheric gas composition with altitude, having other advantages, and parameterizations constructed by this algorithm in the frequency range from 2000 to 50000 sm-1 and in the height range of 76 km from Earth's surface. Comparing the results of the Earth's atmosphere solar radiation field calculations with those of reference calculations showed that the presented parameterization has good accuracy in the lower and middle atmosphere both in the absence of clouds and in the presence of cloud layers with a large optical thickness

Keywords:

Molecular absorption parameterization, solar radiation

Введение

Расчет поля солнечного излучения атмосферы необходим в различных физических задачах, в частности, для интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, для расчета нагрева атмосферы излучением при моделировании общей циркуляции атмосферы Земли и др. При этом возникает проблема скорости проведения таких расчетов.

Для достижения точности 1% и лучше при расчетах интенсивности излучения разрешение по частоте должно составлять примерно 0,001 см⁻¹.

Расчеты с таким высоким разрешением по частоте требуют очень больших вычислительных затрат и по этой причине не могут использоваться в моделях общей циркуляции атмосферы.

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, для каждого из которых проводится численное решение уравнения переноса излучения. Процедуру указанных каналов называют построения модельных 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.

Одним из методов построения параметризации является метод kкорреляции [1-17], который, в свою очередь, является одним из вариантов метода лебеговского осреднения сечений поглощения по частоте [18]. В методе kкорреляции функция пропускания для выбранного частотного интервала и заданного интервала высот представляется в виде суммы ряда экспонент, и каждому слагаемому этого ряда ставится в соответствие свой модельный канал. Также используются два предположения, что при решении уравнения переноса излучения достаточно знать функцию распределения коэффициента поглощения (k-распределение), и что функция распределения коэффициентов поглощения незначительно меняется с высотой. Последнее предположение нарушается для диапазона высот 0 – 70км.

Ранее было создано большое число различных параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в частотном диапазоне 2000 -50000см⁻¹, которые содержат от нескольких десятков до 150 – 200 модельных каналов [5–17]. Общая особенность этих параметризаций заключается в том, что все они обеспечивают хорошую точность (в пределах 0,5 К/сутки) расчетов скоростей нагрева-выхолаживания атмосферы за счет собственного излучения на высотах тропосферы и нижней стратосферы (примерно, до 25 км). На высотах более 30 км точность этих параметризаций существенно ухудшается. Способ построения параметризации, предложенный в работе [13], обеспечивает наилучшую точность при заданном числе модельных каналов, но является достаточно трудоемким в реализации, поскольку требуется проводить большой объем подгоночных расчетов для каждого модельного канала. Отметим, что из-за быстродействия компьютеров в настоящее время роста приемлемым быстродействием будут обладать параметризации, содержащие 500-1500 модельных каналов.

В данной работе 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. Представлена построенная с помощью этой программы параметризация молекулярного поглощения в атмосфере Земли, которая обладает хорошей точностью в диапазоне высот 0-76 км, как при отсутствии облачных слоев, так и при их наличии.

Точность построенной параметризации проверялась с помощью расчетов, выполненных с разрешением по частоте 0.001 см⁻¹. Коэффициенты атмосферных молекулярного поглощения газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 [19] 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 МТ СКД [20].

Алгоритм построения параметризации

В данной работе использовался следующий способ построения параметризаций оптических параметров атмосферного газа, который не требует проводить подгоночные расчеты для каждого модельного канала и относительно прост в программной реализации по сравнению с другими алгоритмами.Для построения параметризации весь участок спектра от 2000 до 50000 см⁻¹ разбивается на интервалы шириной от 1000 до 4000 см⁻¹, которые далее будем называть интервалами осреднения. В каждом интервале осреднения узкие спектральные каналы по различным алгоритмам объединяются в широкие модельные каналы, которые еще называют носителями резонансов [18].

Основная идея нового алгоритма состоит в том, чтобы построение модельных каналов проводить в два этапа. На первом этапе выбирается высота первой сортировки в диапазоне 10 - 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_1N_2 модельных каналов на один интервал осреднения.

Обозначим через T и P – температуру и давление атмосферного газа, через V – частоту, через h – высоту от поверхности Земли, через $K^{MOR}(T, P, v)$ –

объемный коэффициент молекулярного поглощения атмосферного газа, который при заданном молекулярном составе этого газа является функцией температуры, давления и частоты, и который следует рассчитывать по стандартной теории с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 [19] и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое можно задать с помощью эмпирических моделей, например, MT CKD [20].

В данной работе использовался следующий алгоритм построения модельных каналов. Сначала выбираются некоторые средние зависимости от высоты (вертикальные профили) температуры T(h) и давления P(h) атмосферного газа и парциальных давлений водяного пара $P^{(H_2O)}(h)$ и озона $P^{(O_3)}(h)$. Далее строим сетку по высоте h_k , в которой нумерация начинается на верхней границе атмосферы, и сетку по давлению $P_k = P(h_k)$, $P_0 < ... < P_k < P_{k+1} < ... < P_{max}$, и задаем значения среднего профиля температуры атмосферного газа в узлах этой сетки: $T_{k,0} = T(h_k) = T(P_k)$. Отметим, что выбор шагов сетки по давлению должен обеспечивать приемлемую точность интерполяции оптических параметров. Проведенные авторами расчеты показали, что для достижения хорошей точности достаточно использовать шаги сетки по высоте 200 м на высотах менее 10 км и 400 м на высотах более 10 км.

Для каждого узла сетки по давлению P_k строим равномерную сетку значений температуры с шагом ΔT по формуле

$$T_{kl} = T_{k0} + l \cdot \Delta T, \quad l = -L, ..., L,$$
 (1)

причем шаг ΔT и число L выбираются так, чтобы все возможные значения температуры атмосферного газа при давлении P_k попадали внутрь отрезка $\left[T_{k,0} - L \cdot \Delta T, T_{k,0} + L \cdot \Delta T\right]$, и чтобы обеспечивалась приемлемая точность интерполяции оптических параметров по температуре. Проведенные авторами расчеты показали, что для выполнения перечисленных условий в нижней и средней атмосфере достаточно взять $\Delta T = 10$ К и L = 10. Если взять $\Delta T = 5$ К, то точность интерполяции практически не меняется, а если взять $\Delta T = 20$ К, то эта точность заметно ухудшается на высотах более 20 км. Для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ вводится дополнительная сетка значений парциальных давлений водяного пара $P_{k,l,n}^{(H_2O)}$ и озона $P_{k,l,q}^{(O_3)}$.

Рассмотрим интервал осреднения в диапазоне частот $[v_{\min}, v_{\max}]$, шириной от 125 до 4000 см⁻¹. Этот интервал разделим на узкие каналы шириной $\Delta v = 0,001$ см⁻¹ с частотой v_i в центре канала, внутри которых оптические параметры можно считать постоянными.

Выбираем высоту первой сортировки h_{C1} в интервале от 5 до 15 км, на которой производится объединение узких каналов в группы, такие, что одинаковые оптические параметры вошедших в одну группу узких каналов

близки между собой в нижней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{C1} в интервале от 10 до 15 км. На этой высоте для фиксированных значений $P(h_{C1})$, $T(h_{C1})$, $P^{(H_2O)}(h_{C1})$, $P^{(O_3)}(h_{C1})$ рассчитываем минимальное и максимальное значения коэффициента молекулярного поглощения для каждого узкого канала из интервала осреднения:

$$K_{C1,\min} = \min_{i} K^{MOT}(h_{C1}, v_{i}), \ K_{C1,\max} = \max_{i} K^{MOT}(h_{C1}, v_{i}).$$

На отрезке $[K_{C1,min}, K_{C1,max}]$ вводим сетку значений объемного коэффициента молекулярного поглощения, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами

$$K_{C1,j} = (K_{C1,0})^{(1-j/N_1)} \cdot (K_{C1,N_1})^{(j/N_1)}$$
(2)

Эта сетка делит отрезок на N_1 частей. После построения этой сетки осуществляется сортировка узких каналов на группы, которые объединяются в широкие модельные каналы по следующему правилу. Все узкие каналы, для которых выполняется условие $K^{MOR}(h_{C1}, v_i) \in (K_{C1,j-1}, K_{C1,j}]$, объединяются в группу с номером j. Обозначим через N_j – число узких каналов, вошедших в эту группу, а через $\Omega_j = (i_{j,1}, \dots, i_{j,N_j})$ - список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания.

Далее выбираем высоту второй сортировки h_{C2} в интервале от 40 до 55 км, на которой производится объединение узких каналов в модельные каналы, такие, что одинаковые оптические параметры узких каналов, вошедших в один модельный канал, близки между собой не только в нижней, но и в средней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{C2} в интервале от 45 до 50 км. На этой высоте сортировки каждую группу узких каналов, полученную при первой сортировке, делим на подгруппы. Для фиксированных значений $P(h_{C2})$, $T(h_{C2})$, $P^{(H_2O)}(h_{C2})$, $P^{(O_3)}(h_{C2})$ рассчитываем минимальное и максимальное значения коэффициента молекулярного поглощения по всем узким каналам, вошедшим в множество Ω_j :

$$K_{C2,\min}(j) = \min_{i \in \Omega_j} K^{MOR}(h_{C2}, \nu_i), \ K_{C2,\max}(j) = \max_{i \in \Omega_j} K^{MOR}(h_{C2}, \nu_i).$$

На отрезке $[K_{C2,min}, K_{C2,max}]$ вводим сетку, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами:

$$K_{C2,j,m} = (K_{C2,j,0})^{(1-m/N_2)} \cdot (K_{C2,j,N_2})^{(m/N_2)}.$$
(3)

Эта сетка делит отрезок на N_2 частей. После построения этой сетки все узкие каналы из множества Ω_j , для которых выполняется условие $K^{MOR}(h_{C2}, v_i) \in (K_{C2, j, m-1}, K_{C2, j, m}]$, объединяются в модельный канал с индексами j, m.

Обозначим через $N_{j,m}$ – число узких каналов, вошедших в этот модельный канал, а через $\Omega_{j,m} = (i_{j,1}, \ldots, i_{j,N_{j,m}})$ - список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания. Суммарная ширина узких каналов, вошедших в рассматриваемый модельный канал равна $N_{j,m}\Delta v$, где $\Delta v = 0,001$ см⁻¹ – ширина узких каналов.

Лебегова мера узких каналов задается равной $I_{S}^{en}(v_{i})\Delta v$. В этом выражении $I_{S}^{en}(v)$ обозначает интенсивность прямого солнечного излучения с частотой v на верхней границе атмосферы Земли. Лебегова мера модельного канала с индексами j,m задается по формуле:

$$\mu_{j,m} = \Delta v \sum_{i \in \Omega_{j,m}} I_S^{\scriptscriptstyle {\rm GH}}(v_i)$$

в которой суммирование ведется по всем узким каналам, вошедшим в рассматриваемый модельный канал. Далее определяется отношение лебеговой меры к ширине узких каналов

$$M_{j,m} = \frac{1}{\Delta \nu} \mu_{j,m} \tag{4}$$

Затем для каждого модельного канала и каждого узла сетки по давлению и температуре вычисляются осредненные по лебеговой мере сечения поглощения и рассеяния и индикатриссы рассеяния для молекул водяного пара, озона, молекул воздуха без водяного пара и озона, а также для средних по размеру аэрозольных частиц фоновых и облачных аэрозолей.

Осредненные по лебеговой мере сечения поглощения молекул воздуха без водяного пара и озона вычисляется по формуле

$$\sigma_{j,m}(T_{k,l}, P_k) = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \sigma_{\alpha}^{MOA}(T_{k,l}, P_k, \nu_i) \cdot I_S^{GH}(\nu_i)$$
(5)

в которой индекс α обозначает один из 5-ти сортов молекул $N_2, N_2O, O_2, CO_2, CH_4$, которые учитываются в расчетах, q_{α} -объемная доля молекул сорта α , σ_{α}^{MOR} - сечение поглощения молекулы этого сорта. Сечение поглощения молекулы CO_2 вычисляется с учетом континуального поглощения. Объемные доли молекул перечисленных сортов считаются постоянными. Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения молекул водяного пара вычисляется по формуле:

$$\sigma_{j,m}^{H_2O}(T_{k,l}, P_k, P^{H_2O}) = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma^{H_2O}(T_{k,l}, P_k, P^{H_2O}, v_i) \cdot I_S^{en}(v_i)$$
(6)

в которой $P^{(H_2O)}$ - парциальное давление водяного пара, σ^{H_2O} - сечение поглощения молекулы водяного пара, которое вычисляется с учетом континуального поглощения.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения молекул озона вычисляется по формуле:

$$\sigma_{j,m}^{O_3}(T_{k,l}, P_k, P^{O_3}) = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma^{O_3}(T_{k,l}, P_k, P^{O_3}, v_i) \cdot I_S^{_{6H}}(v_i),$$
(7)

в которой P^{o_3} - парциальное давление озона, σ^{o_3} - сечение поглощения молекулы озона.

Отметим, что зависимостью сечения поглощения молекулы водяного пара от парциального давления этого пара и зависимостью сечения поглощения молекулы озона от парциального давления озона можно пренебречь по следующей причине. Эти сечения зависят от парциальных давлений только через полуширину линии контура Лоренца. Поскольку относительный вклад парциального давления водяного пара в общее давление воздуха не превышает 0,01, а этот же вклад для озона не превышает 0,0000001, то увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул водяного пара между собой можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул водяного пара с молекулами воздуха. Аналогично поскольку относительный вклад парциального давления озона в общее давление воздуха не превышает 0,0000001, то увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона между собой также можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона между собой также можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона кежду собой также можно пренебречь по сравнению с увеличением полуширины линии за счет столкновений молекул озона кежду собой также можно пренебречь по сравнению

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения одной частицы фоновых аэрозолей вычисляется по формуле:

$$\sigma_{j,m}^{a_{3p}} = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma^{a_{3p}} \left(\nu_i \right) \cdot I_S^{e_H}(\nu_i) , \qquad (8)$$

в которой $\sigma^{a_{3p}}$ - осредненное по размерам сечение поглощения одной частицы фоновых аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения поглощения частиц облачных аэрозолей вычисляется по формуле:

$$\sigma_{j,m}^{o\delta\pi} = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma^{o\delta\pi} \left(V_i \right) \cdot I_S^{\scriptscriptstyle BH} \left(V_i \right)$$
⁽⁹⁾

в которой $\sigma^{o\delta n}$ - осредненное по размерам сечение поглощения частицы облачных аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния молекул всех видов вычисляется по формуле:

$$\sigma_{j,m}^{pac}(T_{k,l}, P_k) = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma^{pac} \left(T_{k,l}, P_k, \nu_i\right) \cdot I_S^{\theta_H}(\nu_i)$$
(10)

в которой σ^{pac} - сечение рассеяния одной молекулы.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния одной частицы фоновых аэрозолей вычисляется по формуле:

$$\sigma_{j,m}^{asp,pac} = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma^{asp,pac} \left(v_i \right) \cdot I_S^{\mathfrak{s}\mathfrak{h}} \left(v_i \right), \qquad (11)$$

в которой $\sigma^{asp,pac}$ - осредненное по размерам сечение рассеяния одной частицы фоновых аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение сечения рассеяния одной частицы облачных аэрозолей вычисляется по формуле:

$$\sigma_{j,m}^{o\delta\eta,pac} = \frac{1}{M_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \sigma^{o\delta\eta,pac} \left(v_i \right) \cdot I_S^{\theta H} \left(v_i \right)$$
(12)

в которой $\sigma^{o \delta \pi, pac}$ - осредненное по размерам сечение поглощения одной частицы облачных аэрозолей.

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента поглощения вычисляется по формуле:

$$K_{j,m}(T_{k,l}, P_k, P^{H_2O}, P^{O_3}) = \frac{(P_k - P^{H_2O} - P^{O_3})}{k_B T_{k,l}} \sigma_{j,m}(T_{k,l}, P_k) + \frac{P^{H_2O}}{k_B T_{k,l}} \sigma^{H_2O}(T_{k,l}, P_k) + \frac{P^{O_3}}{k_B T_{k,l}} \sigma^{O_3}(T_{k,l}, P_k) + n^{a_{3P}} \sigma_{j,m}^{a_{3P}}(T_{k,l}, P_k) + n^{o_{00}} \sigma_{j,m}^{o_{00}}(T_{k,l}, P_k)$$
(13)

в которой k_B - постоянная Больцмана, n^{app} - концентрация частиц фоновых аэрозолей, n^{obs} - концентрация частиц облачных аэрозолей, рассчитанная по водности и ледности облаков и среднему размеру частиц в облаках.

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента рассеяния(суммы молекулярного и аэрозольного) вычисляется по формуле:

$$K_{j,m}^{pac}(T_{k,l}, P_k) = \frac{P_k}{k_B T_{k,l}} \sigma_{j,m}^{pac}(T_{k,l}, P_k) + n^{a_{3p}} \sigma_{j,m}^{a_{3p,pac}}(T_{k,l}, P_k) + n^{o_{6n}} \sigma_{j,m}^{o_{6n,pac}}(T_{k,l}, P_k)$$
(14)

Осредненное по лебеговой мере значение объемного коэффициента ослабления вычисляется по формуле:

$$K_{j,m}^{ext}\left(T_{k,l}, P_{k}, P^{H_{2}O}, P^{O_{3}}\right) = K_{j,m}\left(T_{k,l}, P_{k}, P^{H_{2}O}, P^{O_{3}}\right) + K_{j,m}^{pac}(T_{k,l}, P_{k})$$

а осредненное по лебеговой мере значение альбедо однократного рассеяния вычисляется по формуле:

$$\omega_{j,m}\left(T_{k,l}, P_{k}, P^{H_{2}O}, P^{O_{3}}\right) = \frac{K_{j,m}^{pac}(T_{k,l}, P_{k})}{K_{j,m}^{ext}\left(T_{k,l}, P_{k}, P^{H_{2}O}, P^{O_{3}}\right)}$$
(15)

Осредненные по лебеговой мере значения индикатриссы рассеяния частицы фоновых аэрозолей и индикатрисы рассеяния частицы фоновых аэрозолей вычисляются по формулам:

$$\chi_{j,m}^{a \circ p}(\mathbf{u}) = \frac{\sum_{i \in \Omega_{j,m}} \chi^{a \circ p}(v_i, u) \cdot I_S^{e_H}(v_i)}{M_{j,m} \cdot \sigma_{j,m}^{a \circ p, pac}}$$

$$\sum_{i \in \Omega_{j,m}} \chi^{o \delta_I}(v_i, u) \cdot I_S^{e_H}(v_i)$$
(16)

$$\chi_{j,m}^{o\delta n}(\mathbf{u}) = \frac{\prod_{i \in \Omega_{j,m}} (1 - \gamma) \cdot \sigma}{M_{j,m} \cdot \sigma_{j,m}^{o\delta n, pac}}$$
(17)

в которой *и* - косинус угла рассеяния. Осредненное по лебеговой мере значение индикатрисы рассеяния воздуха вместе с аэрозолями вычисляется по формуле:

$$\chi_{j,m}(\mathbf{u}, T_{k,l}, P_k) = \frac{1}{K_{j,m}^{pac}(T_{k,l}, P_k)} \cdot \left[\frac{\chi(\mathbf{u}) \cdot \sigma_{j,m}^{pac}(T_{k,l}, P_k) P_k}{k_B T_{k,l}} + \chi_{j,m}^{app}(\mathbf{u}) \cdot \sigma_{j,m}^{app,pac} n^{app} + \chi_{j,m}^{o\delta\pi}(\mathbf{u}) \cdot \sigma_{j,m}^{o\delta\pi,pac} n^{o\delta\pi} \right]$$
(18)

При практических расчетах часто используется разложение индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. Для получения осредненного коэффициента разложения индикатрисы рассеяния нужно в формуле (18) заменить все индикатрисы рассеяния на их коэффициенты разложения с одинаковым номером.

На этом процесс объединения узких каналов в широкие модельные и процессвычисления средних значений оптических характеристик в узлах сетки по давлению и температуре для широких модельных каналов выполнен. Таким образом, сотни тысяч узких спектральных каналов из интервала осреднения заменяются на десятки или сотни (в зависимости от требуемой точности и скорости расчетов) широких модельных каналов.

моделировании общей циркуляции атмосферы необходимо При рассчитыватьполе излучения в модельных каналах для вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов И распределений аэрозольных частиц над каждым узлом пространственной сетки на поверхности Земли. Посколькунад каждым из этих узлов в заданный момент времени имеется свое вертикальное распределение концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц, то для каждого из этих необходимобыстро рассчитывать вертикальные распределений профили оптических параметров для каждого модельного канала. Оптимизация процедуры расчета этих профилей играетважную роль. Поскольку осредненные объемные коэффициенты поглощения иослабления, а также альбедо однократного рассеяния выражаются через произведение концентраций молекул и частиц аэрозолей на их осредненные сеченияпоглощения и рассеяния, требуется оптимизировать расчет этих сечений.

Осредненные сечения поглощения и рассеяния молекул воздуха и частиц аэрозолей являются функциями давления и температуры. Поэтому необходимо для каждого узла сетки по давлению и температуре рассчитывать и хранить в памяти компьютера указанные осредненные сечения для каждого модельного канала.

Осредненные сечения поглощения молекул водяного пара и озона согласно формулам (6) и (7) зависят от их парциальных давлений. По этой причине при формальном подходе необходимо для каждого узла сетки по давлению и температуре вводить дополнительные сетки значений парциальных давлений водяного пара и озона и в узлах сетки парциальных давлений озона рассчитывать и хранить в памяти компьютера осредненные сечения поглощения молекул озона, а в узлах сетки парциальных давлений водяного пара рассчитывать и хранить в памяти компьютера осредненные сечения поглощения молекул водяного пара. При этом шаги сетки по парциальным давлениям следует подбирать так, чтобы обеспечить интерполяции нужную точность при минимальном числе узлов сетки. Для расчета этих сечений между узлами сетки необходимо использовать интерполяцию уже по трем переменным.
Однако, если использовать обоснованный в комментарии после формулы (7) факт, что зависимостью сечения поглощения молекулы водяного пара от парциального давления этого пара и зависимостью сечения поглощения молекулы озона от парциального давления озона можно пренебречь, то можно эти сечения рассчитывать и хранить в памяти компьютера только в узлах сетки по давлению и температуре, а для расчета этих сечений между узлами сетки использовать интерполяцию по двум переменным.

Описанная методика позволяет быстро рассчитывать оптические параметры в каждом модельном канале для произвольных вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц. При этом необходимо хранить в оперативной памяти массивы значений всех осредненных сечений поглощения и рассеяния, заданных формулами (5) - (12), и осредненные коэффициенты разложения индикатрис рассеяния частиц облаков и фоновых аэрозолей в узлах сетки по температуре и давлению для каждого модельного канала.

Результаты расчетов

Авторами данной работы были проведены полилинейные расчеты поля солнечного излучения атмосферы Земли в приближении горизонтальной однородной атмосферы с разрешением по частоте 0.001 см^{-1} и расчеты этого поля, выполненные с использованием параметризаций оптических характеристик атмосферы Земли, в интервале высот от поверхности Земли до высоты 76 км. Расчеты проводились для различного числа модельных каналов, на разных высотах сортировки. Для численного решения уравнение переноса излучения применялся вариант метода дискретных ординат, детально описанный в работе [21]. В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 метров и равномерная сетка по зенитным углам с шагом менее 9 градусов, учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние [1 – 4, 22].

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, альбедо однократного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках, построенные по экспериментальным данным, приведенным в монографии [1], а также приведенная в [23] 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 для проверки точности параметризации. В атмосфере рассматриваются три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей взяты из работы [24].

Результаты полилинейных расчетов сравнивались с результатами расчетов, в которых использовалась следующая параметризация. Весь частотный диапазон 2000 – 50000 см⁻¹ делится на 16 частей (интервалов

осреднения): 2000 - 3000 см⁻¹, 3000 - 4000 см⁻¹, 4000 - 5000 см⁻¹, 5000 - 7000 см⁻¹, 7000 - 10000 см⁻¹, 10000 - 13000 см⁻¹, 13000 - 14000 см⁻¹, 14000 - 18000 см⁻¹, 18000 - 22000 см⁻¹, 22000 - 26000 см⁻¹, 26000 - 30000 см⁻¹, 30000 - 34000 см⁻¹, 34000 - 2000 см⁻¹, 34000 - 30000 см⁻¹, 30000 - 34000 см⁻¹, 34000 - 2000 см⁻¹, 30000 - 34000 см⁻¹, 3000 - 30000 см⁻¹, 3000 - 34000 см⁻¹, 300 - 3000 см⁻¹, 300 - 300 см⁻¹, 300 - 3000 см⁻¹, 300 - 300 см⁻¹, 3

38000 см⁻¹, 38000 – 42000 см⁻¹, 42000 – 46000 см⁻¹и 46000 – 50000см⁻¹. Для всех интервалов осреднения первая сортировка проводилась на высотах 13 – 17 км, а вторая сортировка на высотах 43 – 47 км. В каждом из трех первых интервалов осреднения 2000 – 3000 см⁻¹, 3000 – 4000 см⁻¹, 4000 – 5000 см⁻¹ сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов с помощью второй сортировки. Всего в этих трех интервалах осреднения использовалось 72 модельных канала.

В интервале осреднения 5000 – 7000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала с помощью первой сортировки, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 4 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 8 модельных каналов. В интервале осреднения 7000 – 10000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 3 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 6 модельных каналов. В интервале осреднения использовалось 6 модельных каналов. В интервале осреднения использовалось 6 модельных каналов. В интервале осреднения 10000 – 13000 см⁻¹ все узкие каналы объединялись в один модельный канал.

В интервале осреднения 13000 – 14000 см⁻¹ сначала выделялись 4 канала, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов. Всего в этом интервале осреднения использовалось 24 модельных канала. В интервале осреднения14000 – 18000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала с помощью первой сортировки,а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 2 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 4 модельных канала. В каждом из трех интервалов осреднения 18000 – 22000 см⁻¹, 22000 – 26000 см⁻¹, 26000 – 30000 см⁻¹все узкие каналы объединялись в один модельный канал. Всего в этих интервалах осреднения использовалось 3 модельных канала.

В интервале осреднения 30000 – 34000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 4 подканалов. Всего в этом интервале осреднения использовалось 8 модельных канала. В интервалах осреднения 34000 – 46000 см⁻¹ сначала выделялись 2 канала, а затем в каждом из этих 2 каналов выделялись 2 подканала. Всего в этих интервалах осреднения использовалось 12 модельных каналов. В интервале осреднения 46000 – 50000 см⁻¹ сначала выделялись 2 каналов выделялись 3 подканала. Всего в этом интервале осреднения 46000 – 50000 см⁻¹ сначала выделялись 3 каналов. В каждом из этих 2 каналов выделялись 3 подканала. Всего в этом интервале осреднения использовалось 6 модельных каналов.

Таким образом, 48000000 узких спектральных каналов, используемых при полилинейных расчетах солнечного излучения, заменяются на 144 модельных канала.

На рис. 1 представлены вертикальные профили скорости нагрева воздухаза счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот 2000 – 50000 см⁻¹, рассчитанные с помощью параметризации и с помощью полилинейных расчетов.



Рис. 1. Потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в частотном диапазоне 2000 – 50000см⁻¹ и скорости нагрева атмосферного газа в безоблачной атмосфере. Зеленая кривая - рассчитанная с использованием параметризации скорость нагрева, красная кривая - эта же скорость, полученная с помощью полилинейных расчетов. На рисунке справа красная и розовая кривые - рассчитанные с использованием параметризации потоки восходящего и нисходящего излучения, зеленая и синяя кривые - эти же потоки, полученные с помощью полилинейных расчетов.

Fig.1. Upward and downward fluxes of solar radiation in the frequency range of 2000 – 50000cm⁻¹ and the atmospheric gas heating rate in a cloudless atmosphere. Green curve is the heating rate calculated by parameterization, red curve is the same rate calculated by Line-by-Line. Right figure shows red and pink curves (upward and downward fluxes calculated by parameterization) as well as green and blue curves (the fluxes calculated by Line-by-Line)

Видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа, рассчитанная с использованием параметризации, очень близка к этой же скорости, полученной с помощью полилинейных расчетов. Наибольшее отклонение между этими скоростями достигается на высоте 72 км и составляет около 0.2 К/сутки. Потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью эталонных расчетов, с относительной погрешностью меньше 1%.

На рис. 2 представлены те же самые профили, что и на рис. 1, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 3 до 6 км среднего облачного слоя с большой оптической толщиной, параметры которого приведены в [23]. Этой толщиной обусловлены большие значения скорости нагрева воздуха внутри облачного слоя. Из рис. 2 видно, что скорость нагрева атмосферного газа и восходящий, и нисходящий потоки, рассчитанные с использованием параметризации и с помощью полилинейных расчетов, совпадают с хорошей точностью. Отклонение между потоками, полученными при полилинейных расчетах и при расчетах с использованием параметризации, вне и внутри облачного слоя меньше 1%, а отклонение между скоростями нагрева не превышает 0.2 К/сутки вне облачного слоя и 0.5 К/сутки внутри этого слоя. В



случаях наличия нижнего или верхнего облачных слоев с большой оптической толщиной точность параметризации оказалась такой же.

Рис. 2. Рассчитанные при наличии среднего облачного слоя потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в интервалах осреднения, находящихся в частотном диапазоне 2000 – 50000 см⁻¹ и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков

Fig. 2. Upward and downward fluxes of solar radiation calculated in the presence of an average cloud layer and the atmospheric gas heating rate

Авторы исследовали влияние высот первой и второй сортировки на точность параметризации. Высоту первой сортировки меняли в пределах от 10 до 17 км. Оказалось, что высота 15 км близка к оптимальной. При выборе другой высоты первой сортировки точность параметризации при сохранении числа модельных каналов не улучшается. Высоту второй сортировки также меняли в широких пределах от 35 до 60 км. Оказалось, что высоты, выбранные в представленной параметризации, близки к оптимальным. Их изменение не улучшало точность параметризации. Также результаты расчетов показали, что при увеличении числа модельных каналов по сравнению с их числом в параметризации параметризации представленной точность улучшается незначительно, а при уменьшении этого числа эта точность ухудшается более существенно.

Заключение

Результаты расчетов 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 потоки солнечного излучения в частотном интервале от 9000 до 29000 см⁻¹ дают очень малый относительный вклад в скорость нагрева. 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. При расчете нагрева атмосферы на высотах CO_2 с длинной

волны около 4,3 и 2,7 мкм. Скорость нагрева воздуха на высотах более 20 км существеннозависит от высоты и на высоте около 48 км достигает максимального значения примерно 45 К/сут при зенитном угле Солнца -42,353°.

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.

Внутри облачных слоев эта скорость достигает больших значений и существенно изменяется с высотой. 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. Внутри облачного слоя нисходящий и восходящий потоки быстро убывают с высотой при движении от верхней границы книжней. 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 за счет поглощения излучения с частотой большей 33000 см⁻¹ внутри и ниже этих слоев, поскольку это излучение почти полностью поглощается озоном в вышележащих слоях атмосферы. Внутри облачных слоев сбольшой оптической толщиной скорость нагрева воздуха солнечным излучениеможет достигать больших значений, до 9–17 К/час.

Большая скорость нагрева воздуха солнечным излучением внутри облачных слоев будет нарушать гидростатическое равновесие в атмосфере и вызыватьсущественную вертикальную конвекцию.

Предложенный алгоритм построения параметризации учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой, обеспечивает хорошую точность, не требует проведения подгоночных расчетов для каждого модельного канала, относительно прост в программной реализации и позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Б.А. Фомину за полезные советы и помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-03022.

Литература

- 1. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики. СПб: Наука, 2003. 474 с.
- 2. Кондратьев К.Я. Актинометрия. Л.: Гидрометеоиздат, 1965. 692 с.
- 3. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 376 с.
- 4. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. 661 с.
- 5. Творогов С.Д. Некоторые аспекты задачи о представлении функции поглощения рядом экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 3. С. 315-326.

- Творогов С.Д., Несмелова Л.И. О некоторых применениях рядов экспонент для вычисления функции поглощения // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9, № 8. С. 1141-1144.
- 7. Творогов С.Д., Несмелова Л.И., Родимова О.Б. Представление функций пропускания рядами экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9, № 3. С. 373-377.
- 8. Творогов С.Д., Несмелова Л.И., Родимова О.Б. Расчет функций пропускания в ближней ИК-области спектра с помощью рядов экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10, № 12. С. 1475-1480.
- 9. Творогов С.Д., Несмелова Л.И., Родимова О.Б. К вопросу об уточнении интегрирования по частоте при вычислении радиационных характеристик // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12, № 9. С. 832-834.
- Творогов С.Д. Применение рядов экспонент для интегрирования уравнения переноса излучения по частоте // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12, № 9. С. 763-766.
- 11. Творогов С.Д. О построении ряда экспонент непосредственно по информации о функции пропускания // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14, № 9. С. 736-739.
- 12. Творогов С.Д., Родимова О.Б. Расчет функций пропускания при малых давлениях // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21, № 11. С. 915-921.
- 13. Фомин Б.А. Метод параметризации газового поглощения атмосферной радиации, позволяющий получить К-распределение с минимальным числом членов // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 3. С. 268-271.
- Fomin B.A. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 1. FKDM, fast k-distribution model for the longwave // J. Geophys. Res. 2004. Vol. 109, D02110.
- 15. Fomin B.A., Correa P.M. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 2. FKDM, fast k-distribution model for the shortwave // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110, D02106.
- 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.
- 17. Hogan R.J. The Full-Spectrum Correlated-k Method for Longwave Atmospheric Radiative Transfer Using an Effective Planck Function // J. Atmos. Sciences. 2010.
- 18. Шильков А.В., Герцев М.Н. Верификация метода лебеговского осреднения // Мат. моделирование. 2015. Т. 27, № 8. С.13–31.
- 19. Rothman L.S., et al. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2013. Vol. 130, P. 4-50.
- Mlawer E.J., et al. Development and recent evaluation of the MT CKD model of continuum absorption. Phylosophical Transactions of the Royal Society, 2012, Vol. 370, pp. 2520-2556.
- Игнатьев 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, т. 55, № 10, с. 109– 123.

- 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.
- 23. 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.
- 24. McClatchey R.A., Bolle H.-J., Kondratyev K.Ya.A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation // World Climate Research Programme. International Association For Meteorology And Atmospheric Physics, Radiation Commission. 1986. WCP 112, WMO/TD-No. 24. 60 p.

Сведения об авторах

Орлов Константин Геннадьевич,

к. ф.-м. н.,заместитель директора по научной работе, Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: orlov@pgia.ru

Мингалев Игорь Викторович

д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Полярный геофизический институт, Апатиты; E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Федотова Екатерина Алфеевна

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: godograf87@mail.ru

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.223-234 УДК 535.23

Е.А. Федотова, И.В.Мингалев, К.Г.Орлов

РАСЧЕТ ПОЛЯ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В МОДЕЛИ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Аннотация

В данной работе представлено описание блока расчета собственного излучения атмосферы Земли в ИК диапазоне, который разработан для модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы. В этом блоке используется новая параметризация молекулярного поглощения в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км. Алгоритм построения этой параметризации учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой и имеет ряд других достоинств. Кроме того для численного решения уравнения переноса излучения используется метод дискретных ординат и расчетная сетка по зенитным углам с шагом около 9 градусов. Проведено сравнение результатов полилинейных расчетов поля собственного излучения атмосферы Земли с результатами расчетов, выполненных с использованием параметризации, и показано, что представленная параметризация имеет хорошую точность в нижней и средней атмосфере как при отсутствии облаков, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной.

Ключевые слова:

модель общей циркуляции, параметризация молекулярного поглощения, собственное излучение атмосферы

E.A. Fedotova, I.V. Mingalev, K.G. Orlov

THE CALCULATION OF THE INTRINSIC RADIATION FIELD OF ATMOSPHERE IN THE GENERAL CIRCULATION MODEL OF THE EARTH'S ATMOSPHERE

Abstract

This paper presents a description of the block of calculation of the intrinsic radiation of the Earth atmosphere in the IR range, which is developed for the model of the General circulation of the lower and middle atmosphere. This block uses a new parametrization of molecular absorption in the frequency range from 10 to 2000 cm⁻¹ in the height range from the earth's surface to 76 km. the Algorithm for constructing this parametrization takes into account the change in the gas composition of the results of the reference calculations of the field of natural radiation of the earth's atmosphere, with the results of calculations performed using parametrization, and it is shown that the presented parametrization has good accuracy in the lower and middle atmosphere in the absence of clouds, and in the presence of cloud layers with a large optical thickness.

Keywords:

general circulation model, parameterization of molecular absorption, atmospheric radiation, calculation of radiation field

Введение

Расчет поля собственного излучения атмосферы в ИК диапазоне необходим для расчета скорости нагрева атмосферы излучением при

моделировании общей циркуляции атмосферы Земли. При этом чем выше точность расчета скорости нагрева, тем выше качество моделирования общей циркуляции атмосферы.

На высотах более 20 км линии поглощения атмосферных газов становятся очень узкими, а коэффициент молекулярного поглощения очень быстро изменяется при изменении частоты. Поэтому для гарантированного достижения точности 1% и лучше при расчетах интенсивности излучения разрешение по частоте должно составлять примерно 0,001 см⁻¹. Расчеты с таким высоким разрешением по частоте называются полилинейными расчетами (Line-by-Line) и требуют столь больших вычислительных затрат, что их нельзя использовать в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время и в обозримом будущем. По этой причине в моделях общей циркуляции планетных атмосфер используются различные упрощенные методы быстрого расчета потоков излучения [1-18].

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, для каждого из которых проводится численное решение уравнения 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 полилинейных расчетов.

Отметим, что на высотах 0-70 км нужно учитывать изменение газового состава атмосферы Земли 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.

Ранее было создано большое число различных параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в частотном диапазоне 10-3000 см⁻¹, которые содержат от нескольких десятков до 150-200 модельных каналов [5–17]. Общая особенность этих параметризаций заключается в том, что все они обеспечивают хорошую точность (в пределах 0,5 К/сутки) расчетов скоростей нагрева-выхолаживания атмосферы за счет собственного излучения на высотах тропосферы и нижней стратосферы (примерно, до 20 км). На высотах более 25 км точность этих параметризаций существенно ухудшается.

В данной работе представлено описание блока расчета собственного излучения атмосферы Земли в ИК диапазоне, который разработан для модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы. Эта модель разрабатывается авторами данной работы. Описание динамического ядра этой модели содержится в работе [20]. В представленном блоке расчета собственного излучения атмосферы Земли используется новая параметризация молекулярного поглощения в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км, в которой имеется 280 модельных каналов. Способ

построения этой параметризации был представлен авторами в работе [21, 29]. Этот способ 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.

Представленный в этой работе блок модели имеет две важные особенности. Первая особенность состоит в том, что для численного решения уравнения переноса излучения используется метод дискретных ординат и расчетная сетка по зенитным углам с постоянным шагом 9 градусов. Это позволяет точно рассчитывать поле излучения при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной. Отметим, что во всех известных моделях общей циркуляции атмосферы Земли и прогноза погоды при расчетах поля собственного излучения атмосферы используется двухпотоковое приближение [11-17], которое заведомо не может обеспечить хорошую точность расчетов при наличии облачных слоев. Вторая важная особенность представленного блока состоит в том, что все вычисления проводятся на графических процессорах с массивно-параллельных вычислений. Это обеспечивает использованием хорошую скорость расчетов.

Точность представленного блока проверялась с помощью эталонных расчетов, выполненных с разрешением по частоте 0.001 см⁻¹. Коэффициенты молекулярного поглощения атмосферных газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 [22], такжеи учитывали континуальное поглощение водяного пара и углекислого газа, которое было задано с помощью эмпирической модели МТ СКD [23].

Для проверки точности своих полилинейных расчетов авторы провели сравнение результатов этих расчетов с результатами полилинейных расчетов, выполненных другими научными группами в рамках международного проекта Continual Intercomparison of Radiation Codes (CIRC, https://circ.gsfc.nasa.gov) и убедились, что при одинаковых оптических параметрах атмосферы рассчитанные потоки совпадают с высокой точностью не хуже 1%.

Также авторы провели сравнение результатов полилинейных расчетов поля собственного излучения атмосферы Земли с результатами расчетов, выполненных с использованием представленного блока модели, и показали, что этот блок обеспечивает хорошую точность расчета в нижней и средней атмосфере как при отсутствии облаков, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной.

Организация вычислений и численное решение уравнения переноса излучения

В нашей модели используется равномерная в сферических географических координатах расчетная сетка, в которой ближайшие к полюсам целые узлы сетки удалены от полюсов по широте на половину шага [20]. Шаг сетки по высоте равен 200 м, а высота верхней границы области моделирования над уровнем океана в текущей версии модели равна $z_{max} = 76$ км. Для каждого целого узла расчетной сетки на поверхности Земли рассматривается вертикальный столб расположенных над ним узлов сетки. В этом столбе узлов сетки для каждого спектрального канала выполняется расчет поля собственного

излучения атмосферы в рамках приближения плоской и горизонтально однородной атмосферы. При этом численно решается одномерное по пространству уравнение переноса собственного излучения с помощью разработанной авторами модификации метода дискретных ординат, которая подробно описана в [24].

Для записи этого уравнения обозначим через и - косинус угла между направлением импульса фотона и вертикальным направлением. Этот угол будем называть зенитным. Иногда его отсчитывают от направления вниз. Через *z* обозначим высоту над поверхностью Земли в вертикальном столбе атмосферы, в котором производится расчёт поля излучения. Также для этого столба обозначим через T(z) - температуру атмосферного газа на высоте z, через I(v, z, u) интенсивность излучения с частотой V и зенитным углом, косинус которого равен u на высоте z, через $\sigma(v,z)$ и $\omega(v,z)$ - коэффициенты объемного ослабления (экстинции), и альбедо 1-кратного рассеяния атмосферного газа на излучения высоте для частотой через Z, с ν, $B(v,T) = 2hv^3c^{-2}\left(\exp(hv/(k_BT))-1\right)^{-1}B(v,T)$ - функцию Планка.

Уравнение переноса собственного излучения атмосферы в рассматриваемом столбе можно записать в виде

$$\frac{u}{\sigma(v,z)}\frac{dI(v,z,u)}{dz} = -I(v,z,u) + (1 - \omega(v,z))B(v,T(z)) + \frac{\omega(v,z)}{4\pi}\int_{-1}^{1}I(v,z,w)\left(\int_{0}^{2\pi}\chi(v,z,m(w,u,\varphi))d\varphi\right)dw,$$
(1)

где *w* и *u* - косинусы зенитных углов фотонов до и после рассеяния, φ разность между азимутальными углами фотонов до рассеяния и после рассеяния, $m(w,u,\varphi) = wu + \cos \varphi \sqrt{(1-w^2)(1-u^2)}$ - косинус угла рассеяния, а $\chi(v,z,m)$ - индикатрисса рассеяния для излучения с частотой v на высоте *z* на угол, косинус которого равен *m*.

Для уравнения (1) используются следующие граничные условия. На верхней границе для собственного излучения атмосферы является равенство нулю направленного вниз излучения:

$$I(v, z_{\max}, u < 0) = 0 \tag{2}$$

На нижней границе направленное вверх излучение складывается из рассеянного поверхностью падающего излучения и из теплового излучения поверхности с температурой T_p . При изотропном рассеянии поверхностью условие на нижней границе имеет вид

$$I(v, z = 0, u > 0) = (1 - \Omega(v))B(v, T_p) + \Omega(v)\int_{-1}^{0} I(v, z = 0, w) dw, \qquad (3)$$

где $\Omega(\nu)$ - альбедо поверхности для излучения с частотой v. Из (3) следует, что на нижней границе интенсивность направленного вверх излучения не зависит от зенитного угла.

Метод дискретных для численного решения уравнения (1) с граничными условиями (2) и (3) заключается в следующем [4, 24]. Вводится сетка по зенитным углам. Поле излучения разбивается на конечное число потоков, с каждым из которых связан фиксированный зенитный угол введенной сетки. Интеграл по углам, задающий источник рассеянного излучения в правой части (1), аппроксимируется линейной комбинацией потоков. Уравнение (1) заменяется конечной системой обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих изменения с высотой интенсивностей излучения с заданными зенитными углами. Граничные условия для этой системы вытекают в условий (2) и (3). В нашей модели используется равномерная сетка по зенитному углу, которая обеспечивает наилучшую точность при заданном числе узлов и задана формулой $u_i = \cos\left(\pi(i/N-1)\right)$, $i = 0, \dots N$. В текущем варианте используется 20 узлов сетки (N = 19), что обеспечивает хорошую точность расчета при наличии облачных слоев.

Далее проводится дискретизация полученной системой обыкновенных дифференциальных уравнений по высоте. Между узлами сетки по высоте индикатрисса рассеяния и альбедо однократного рассеяния считаются линейно зависящими от оптической толщины (эта зависимость изменяется от слоя к Лалее осуществляется переход от системы обыкновенных слою). дифференциальных уравнений к системе интегральных уравнений по высоте, связывающих интенсивности излучения в узлах сетки по зенитным углам на соседних слоях по высоте. После этого осуществляется переход к системе линейных алгебраических уравнений относительно интенсивности излучения в узлах сетки по зенитным углам и по высоте. Этот переход осуществляется с помощью аппроксимации интегралов по высоте в интегральных уравнениях аналитическими формулами. модели используется В нашей способ аппроксимации, детально описанный в [24].

Указанную выше систему линейных уравнений можно представить в виде системы 3-х точечных векторных уравнений относительно вектор-столбцов интенсивностей излучения в узлах сетки по зенитным углам и по высоте $I_k = (I(z_{M-k}, u_0), ..., I(z_{M-k}, u_N))^T$ (где *M* - номер верхнего узла сетки по высоте, k = 0, ..., M):

$$\mathbf{C}_0 \mathbf{I}_0 - \mathbf{B}_0 \mathbf{I}_1 = \mathbf{F}_0,$$

$$-\mathbf{A}_k \mathbf{I}_{k-1} + \mathbf{C}_k \mathbf{I}_k - \mathbf{B}_k \mathbf{I}_{k+1} = \mathbf{F}_k, \quad k = 1, ..., M - 1,$$

$$-\mathbf{A}_M \mathbf{I}_{M-1} + \mathbf{C}_M \mathbf{I}_M = \mathbf{F}_M,$$

(4)

в которой \mathbf{A}_k , \mathbf{C}_k , \mathbf{B}_k - квадратные матрицы размера $(N+1) \times (N+1)$, а \mathbf{F}_k - вектор-столбцы размерности N+1. Формулы, по которым они вычисляются приведены в [21].

Для численного решения системы (4) авторами был разработан специальный вариант метода Жордана-Гаусса с выбором главного элемента, состоящий из двух проходов. Сначала выполняется 1-й проход, в ходе которого обнуляются лежащие ниже диагонали элементы матриц C_0 , C_1 ,..., C_M и обнуляются все элементы матриц A_1 ,..., A_M . После этих вычислений выполняется 2-й проход в ходе которого вначале этого прохода вычисляется вектор-столбец I_M , а затем последовательно вычисляются вектор-столбцы I_{M-1} ,

 $I_{M-2},...,I_0$. Этот метод требует меньшего числа арифметических операций чем метод матричной прогонки, изложенный в [25], а также позволяет использовать параллельные вычисления.

Внутри блока вычислительные нити сначала рассчитывают массивы оптических параметров в узлах сетки по высоте, а затем проводят вычисления для первого прохода, при которых каждую строку матриц \mathbf{A}_k , \mathbf{C}_k , \mathbf{B}_k обрабатывает своя вычислительная нить. Затем вычислительные нити проводят вычисления второго прохода, при которых каждую строку полученных после первого прохода матриц \mathbf{C}_k , \mathbf{B}_k обрабатывает своя вычислительная нить. Такой способ организации вычислений позволяет достаточно эффективно загрузить графический ускоритель.

Результаты тестовых расчетов

Авторами данной работы были проведены эталонные расчеты поля собственного излучения атмосферы Земли в приближении горизонтальной однородной атмосферы с разрешением по частоте 0.001 см⁻¹ и расчеты этого поля, выполненные с использованием параметризаций оптических характеристик атмосферы Земли, в интервале высот от поверхности Земли до высоты 76 км. Расчеты проводились для различного числа модельных каналов, на разных высотах сортировки. Для численного решения уравнение переноса излучения применялся вариант метода дискретных ординат, детально описанный в работе [24]. В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 метров и равномерная сетка по зенитным углам с шагом 9 градусов, учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние. Параметризация, которая использовалась в этой работе, описана в [21, 29].

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, альбедо однократного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках, построенные по экспериментальным данным, приведенным в монографии [1], а также приведенная в [26] 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 для проверки точности параметризации. В атмосфере рассматриваются три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей взяты из работы [27].

Результаты эталонных расчетов сравнивались с результатами расчетов, в которых использовалась следующая параметризация. Весь диапазон 10-2000 см⁻¹ делится на 4 части: 10-500 см⁻¹, 500-1000 см⁻¹, 1000-1500 см⁻¹ и 1500-2000 см⁻¹. В диапазоне 10-500 см⁻¹ использовался 1 интервал осреднения 10-500 см⁻¹, на котором сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего использовалось 24 модельных канала в этом диапазоне.

В диапазоне 500-1000 см⁻¹ использовались 2 интервала осреднения 500-750 см⁻¹ и 750-1000 см⁻¹, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 10 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего в этом диапазоне использовалось 80 модельных каналов.

В диапазоне 1000-1500 см⁻¹ использовались 4 интервала осреднения 1000-1125 см⁻¹, 1125-1250 см⁻¹, 1250-1375 см⁻¹, 1375-1500 см⁻¹, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 8 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего использовалось 128 модельных каналов в этом диапазоне.

В диапазоне 1500-2000 см⁻¹ использовались 2 интервала осреднения 1500-1750 см⁻¹ и 1750-2000 см⁻¹, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего использовалось 48 модельных каналов в этом диапазоне. Таким образом, 1990000 узких спектральных каналов, используемых при эталонных расчетах, заменяются на 280 модельных каналов.

На рис. 1 представлены потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне 10-2000 см⁻¹ в безоблачной атмосфере и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков, полученные с помощью полилинейных расчетов, а также с помощью расчетов, когда использовалась параметризация. Из рис. 1 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа, рассчитанная с использованием параметризации, очень близка к этой же скорости, полученной с помощью полилинейных расчетов. Наибольшее отклонение между этими скоростями достигается на высоте 48 км и составляет около 0.2 К/сутки. Потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью полилинейных расчетов, с относительной погрешностью меньше 1%.

На рис. 2 представлены те же самые профили, что и на рис. 1, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 3 до 6 км среднего облачного слоя с большой оптической толщиной, параметры которого приведены в [26].

Этой толщиной обусловлены большие значения скорости нагрева-охлаждения воздуха внутри облачного слоя.



Рис. 3. Потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне 10-2000 см⁻¹ и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков в безоблачной атмосфере. Кривая 1 - рассчитанная с использованием параметризации скорость нагрева-охлаждения, кривая 2 - эта же скорость, полученная с помощью полилинейных расчетов. Кривые 3 и 4 - рассчитанные с использованием параметризации потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, кривые 5 и 6 - эти же потоки, полученные с помощью полилинейных расчетов

Fig.1. Upward and downward fluxes of thermal radiation in the frequency range 10-2000 cm⁻¹ and the rate of heating and cooling of atmospheric gas due to these fluxes in a cloudless atmosphere. Curve 1 is the heating-cooling rate calculated using parameterization, curve 2 is the same rate obtained using Line-by line calculations. Curves 3 and 4 are upward and downward fluxes thermal radiation calculated using parameterization, curves 5 and 6 are the same fluxes obtained by means of Line-by line calculations

На рис. 2 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа и восходящий и нисходящий потоки, рассчитанные с использованием параметризации и с помощью полилинейных расчетов, совпадают с хорошей точностью. Отклонение между потоками, полученными при полилинейных расчетах и при расчетах с использованием параметризации вне и внутри облачного слоя меньше 1%, а отклонение между скоростями нагрева не превышает 0.2 К/сутки вне облачного слоя и 0.5 К/сутки внутри этого слоя. В случаях наличия нижнего или верхнего облачных слоев с большой оптической толщиной точность параметризации оказалась такой же.

Авторы исследовали влияние высот первой и второй сортировки на точность параметризации. Высоту первой сортировки меняли в пределах от 5 до

20 км. Оказалось, что высота 15 км близка к оптимальной. При выборе другой высоты первой сортировки точность параметризации при сохранении числа модельных каналов не улучшается. Высоту второй сортировки также меняли в широких пределах от 35 до 60 км. Оказалось, что высоты, выбранные в представленной параметризации, высоты второй сортировки близки к оптимальным. Их изменение не улучшало точность параметризации. Также результаты расчетов показали, что при увеличении числа модельных каналов по сравнению с их числом в представленной параметризации точность параметризации улучшается незначительно, а при уменьшении этого числа эта точность ухудшается более существенно. Ширина интервалов осреднения в диапазоне 100-125 см⁻¹ является оптимальной.



Рис. 4. Потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне 10-2000 см⁻¹ и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков при наличии среднего облачного слоя с большой оптической толщиной. Кривая 1 - рассчитанная с использованием параметризации скорость нагрева-охлаждения, кривая 2 - эта же скорость, полученная с помощью полилинейных расчетов. Кривые 3 и 4 - рассчитанная с использованием параметризации потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, кривые 5 и 6 - эти же потоки, полученные с помощью полилинейных расчетов

Fig. 2. Upward and downward fluxes thermal radiation in the frequency range 10-2000 cm⁻¹ and the rate of heating and cooling of atmospheric gas due to these fluxes in the presence of an average cloud layer with a large optical thickness. Curve 1 is the heating-cooling rate calculated using parameterization, curve 2 is the same rate obtained using Line-by line calculations. Curves 3 and 4 are the Upward and downward fluxes thermal radiation calculated using parameterization, curves 5 and 6 are the same fluxes obtained by means of Line-by line calculations

Заключение

В работе описан метод расчета собственного излучения атмосферы Земли в ИК-диапазоне, который используется в радиационном блоке разработанной авторами модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы. В этом методе используется новая параметризация молекулярного поглощения в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км. Сопоставление результатов расчетов поля собственного излучения атмосферы Земли, выполненных с помощью радиационного блока нашей модели, с результатами полилинейных расчетов, показало, что радиационного блок нашей модели обеспечивает хорошую точность расчета в нижней и средней атмосфере Земли как при отсутствии облаков, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной. Следует отметить, что высокопроизводительные вычислительные системы ближайшего будущего, допускающие эффективную адаптацию вычислительных алгоритмов к их архитектуре, дадут возможность детально моделировать влияние солнечного и теплового излучения на процессы в атмосфере [28].

Литература

- Ю.М. Тимофеев, А.В. Васильев. Теоретические основы атмосферной оптики.
 СПб: Наука, 2003. 474 с.
- 2. К.Я. Кондратьев. Актинометрия. Л.: Гидрометеоиздат, 1965. 692 с.
- 3. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 376 с.
- 4. Т.А. Сушкевич. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. 661 с.
- 5. С.Д. Творогов. Некоторые аспекты задачи о представлении функции поглощения рядом экспонент // Оптика атмосферы и океана, 1994, Т. 7, № 3, С. 315-326.
- 6. С.Д. Творогов, Л.И. Несмелова, О.Б. Родимова. Представление функций пропускания рядами экспонент // Оптика атмосферы и океана, 1996, Т. 9, № 3, С. 373-377.
- 7. С.Д. Творогов, Л.И. Несмелова, О.Б. Родимова. Расчет функций пропускания в ближней ИК-области спектра с помощью рядов экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10, № 12. С. 1475-1480.
- 8. С.Д. Творогов, Л.И. Несмелова, О.Б. Родимова. К вопросу об уточнении интегрирования по частоте при вычислении радиационных характеристик // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12, № 9. С. 832-834.
- С.Д. Творогов. Применение рядов экспонент для интегрирования уравнения переноса излучения по частоте // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12, № 9. С. 763-766.
- 10. С.Д. Творогов, О.Б. Родимова. Расчет функций пропускания при малых давлениях // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21, № 11. С. 915-921.
- 11. Б.А. Фомин. Метод параметризации газового поглощения атмосферной радиации, позволяющий получить К-распределение с минимальным числом членов // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 3. С. 268-271.
- B.A. Fomin. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 1. FKDM, fast k-distribution model for the longwave // J. Geophys. Res. 2004. Vol. 109, D02110.

- B.A. Fomin, P.M. Correa. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 2. FKDM, fast k-distribution model for the shortwave // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110, D02106.
- E.J. Mlawer, S.J. Taubman, P.D. Brown, M.J. Iacono, and S.A. Clough. 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.
- S. Cusack, J.M. Edwards, J.M. Crowther. Investigating k-distributing method for parametrizing gaseous absorption in the Hadley Centre Climate Model // J. Geophys. Res. 1999. Vol. 104. P. 2051-2057.
- T. Nakajima, M. Tsukamoto, Y. Tsushima, A. Numaguti, T. Kimura. Modeling of the radiation process in an atmospheric general circulation model // Appl. Opt. 2000. Vol. 39. P. 4869-4878.
- 17. R.J. Hogan. The Full-Spectrum Correlated-k Method for Longwave Atmospheric Radiative Transfer Using an Effective Planck Function // J. Atmos. Sciences. 2010.
- 18. Б.Н. Четверушкин. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985, 204 с.
- 19. А.В. Шильков, М.Н. Герцев. Верификация метода лебеговского осреднения // Математическое моделирование, 2015, т. 27, № 8, с. 13–31.
- 20. Б.Н. Четверушкин, И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.М. Чечеткин, В.С. Мингалев, О.В.Мингалев. Газодинамическая модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование. 2017, т. 29, № 8, С. 59-73
- 21. И.В. Мингалев, Е.А. Федотова, К.Г. Орлов. Построение параметризаций молекулярного поглощения в нижней и средней атмосфере Земли в ИКдиапазоне // Оптика атмосферы и океана, 2018, т. 31, № 10, с. 779-786.
- 22. L.S. Rothman, et al. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2013. Vol. 130, P. 4-50.
- 23. E.J. Mlawer, et al. Development and recent evaluation of the MT CKD model of continuum absorption // Phylosophical Transactions of the Royal Society, 2012, Vol. 370, pp. 2520-2556.
- 24. Н.И. Игнатьев, И.В. Мингалев, А.В. Родин, Е.А. Федотова. Новый вариант метода дискретных ординат для расчета собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере // ЖВМ и МФ, 2015, т. 55, № 10, с. 109–123.
- 25. А.А. Самарский, Е.С. Николаев. Методы решения сеточных уравнений. Москва: Гл. ред. физ.-мат. лит. изд.-ва Наука, 1978. 592 с.
- 26. И.В. Мингалев, Е.А. Федотова, К.Г. Орлов. Влияние оптически толстых слоев на нагрев атмосферы собственным излучением // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, 2017, т. 14, № 5, с. 100–108.
- R.A. McClatchey, H.-J. Bolle, K.Ya. Kondratyev. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation // World Climate Research Programme. International Association For Meteorology And Atmospheric Physics, Radiation Commission. 1986. WCP 112, WMO/TD-No. 24. 60 p.

- 28. В.А. Гасилов, П.А. Кучугов, О.Г. Ольховская, Б.Н. Четверушкин. Решение самосопряженного уравнения переноса энергии излучением на гибридных вычислительных системах // Журнал вычисл. матем. и матем. физ., 2016, т. 56, № 6, с. 999–1007.
- 29. Е.А. Федотова, И.В. Мингалев, К.Г. Орлов. Набор параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в ИК-диапазоне // Труды КНЦ РАН, 2017, т. 8, № 7, с. 125-133.

Сведения об авторах

Федотова Екатерина Алфеевна

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: godograf87@mail.ru

Мингалев Игорь Викторович

д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Полярный геофизический институт, Апатиты; E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Орлов Константин Геннадьевич,

к. ф.-м. н., заместитель директора по научной работе, Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: orlov@pgia.ru

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.235-239 УДК 524.1

Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ОБРАЗОВАНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ И СКОРОСТИ ИОНИЗАЦИИ ЗЕМЛИ ПОТОКАМИ ЯДЕР АЗОТА И КИСЛОРОДА ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Аннотация

Рассматривается численное моделирование прохождения ядер элементов с Z>2 (азота и кислорода) галактических космических лучей через атмосферу Земли. Для вычислений используется программный комплекс RUSCOSMICS, основанный на методе Монте-Карло и пакете для разработки программ GEANT4. Получен результат в виде высотных профилей частиц вторичной компоненты и скорости ионизации.

Ключевые слова:

космические лучи, метод Монте-Карло, физика частиц, радиационная безопасность

E.A Maurchev, Yu.V. Balabin

QUANTITATIVE EVALUATION OF SECONDARY PARTICLES FORMATION AND THE EARTH IONIZATION RATE BY THE NITROGEN AND THE OXYGEN FLUXES OF THE GALACTIC COSMIC RAYS

Abstract

A numerical simulation of the transport of nuclei of elements with Z> 2 (nitrogen and oxygen) of galactic cosmic rays through the Earth's atmosphere is considered. For calculations the RUSCOSMICS software package is used, based on the Monte Carlo method and the GEANT4 software development toolkit. The result is obtained in the form of high-altitude particle profiles of the secondary component and ionization rate.

Keywords:

cosmic rays, Monte Carlo method, particle physics, radiation safety

Введение

Основными частицами, входящими в состав первичных галактических космических лучей (ГКЛ) и солнечных космических лучей (СКЛ), являются протоны, их доля может составлять более 90 %. Оставшаяся часть потока состоит из электронов и ядер с зарядовым числом $Z \ge 2$. Вторгаясь в вещество атмосферы Земли эти частицы также, как и протоны, испытывают серии взаимодействий (в основном, с ядрами азота и кислорода), теряя свою энергию как в электромагнитных, так и в ядерных реакциях, в ходе которых рождаются целые каскады вторичных частиц (электроны, протоны, нейтроны, каоны, мюоны, гамма-кванты) [1].

Современные 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 представленной работе рассматривается частный случай, при котором входными параметрами генератора первичных частиц являются энергетические спектры ядер азота и кислорода, при этом сами частицы моделируются не как элементарные, а как реальное ядро и состоят из набора нуклонов. Основной задачей выполняемой работы является попытка оценить, насколько сильный вклад в образование вторичных частиц и ионов вносят ядра элементов с Z>2, входящие в состав КЛ, а также определить характер высотных кривых (в первую очередь – высоту расположения максимума профиля, это значение фактически говорит о том, в какой точке образуется каскад).

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], например для 65.57 N, 33.39 Е этот параметр R_{cutoff} = 0.65 GV. Минимальная энергия частиц, попадающих на границу атмосферы в случае изотропного излучения, будет зависеть от их типа и определяется формулой [10]:

$$E = -M_0^2 + \sqrt{M_0^2 + \left(\frac{Z}{A} \cdot R\right)^2},$$

где M_0 – масса покоя частицы (0,938 ГэВ - для протонов и 0,939 ГэВ/нуклон - для ядер), Z и A – заряд и массовое число соответственно, R – значение жесткости в ГВ. Тогда минимальная граница для энергий частиц, падающих на границу атмосферы (условно в модели это 80 км) для географических координат г. Апатиты может быть представлена при помощи таблицы 1.

Таблица 1. Минимальные значения энергий различных частиц, используемые в представленной работе

Table 1. The minimum values of the energies of various particles used in the present work

Протоны	Ядра кислорода	Ядра азота
0,26 ГэВ	1,728 ГэВ/ядро	1,512 ГэВ/ядро

Источник первичных частиц в модели реализован в виде генератора случайных чисел, где энергия частиц выбирается в соответствии с заданной функцией плотности распределения вероятности. Для ее определения используются дифференциальные энергетические спектры. Так, для протонов этот параметр можно описать формулой [11]:

$$F(E) = \frac{D \cdot E^{\alpha}}{(10^{-2} \cdot E + B)^4} + C \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), (c \cdot M^2 \cdot cp \cdot M \cdot B)^{-1},$$

где Е – кинетическая энергия протона, D, B, C, а – параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла. Для ядер это формула [12]:

$$F_{nucl}(E) = \frac{D \cdot (E/A)^{\alpha}}{[10^{-2} \cdot (E/A) + B]^{\gamma} \cdot A} + \frac{C}{A} \cdot exp\left(-\frac{E}{A \cdot E_0}\right), (C \cdot M^2 \cdot Cp \cdot M \cdot B)^{-}, ^{I}$$

где Z и A – заряд и массовое число соответственно, E – кинетическая энергия ядра, D, B, C, α , E₀ – параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла, $\gamma = 3,6$ и 4,4 для кислорода и азота соответственно. Графическое представление используемых спектров приведено на рис. 1.



Рис. 1. Спектры различных частиц галактических космических лучей (ядер кислорода и азота, протонов), используемые как входные значения для параметризации функции плотности распределения вероятности генератора случайных чисел, лежащего в основе модельного источника частиц

Fig. 1. Spectra of various particles of galactic cosmic rays (oxygen and nitrogen nuclei, protons) used as input values for the parameterization of the probability density function of the probability generator of the random numbers underlying the model particle source

Таким образом, 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 в случае изотропного излучения практически не влияет на конечный результат при расчете скорости ионизации, 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. Результаты вычислений

В результате моделирования прохождения ядер кислорода и азота ГКЛ были получены стандартные высотные профили потоков вторичных частиц, а также скорость ионизации. Графическая иллюстрация этих зависимостей показана на рис. 2. Следует заметить, что в поток вторичных частиц суммарно входят протоны, электроны, позитроны, мюоны, а также гамма-кванты.



Рис.2. Высотные профили потоков вторичных частиц (а) и скорости ионизации вещества атмосферы Земли (б), полученные в результате моделирования прохождения первичных частиц ГКЛ

Fig. 2. The altitude profiles of the secondary particles fluxes (a) and the ionization count rate of the Earth's atmosphere (b) obtained as a result of modeling the passage of primary GCR particles

Заключение

В работе приводится описание метода, позволяющего при моделировании взаимодействия КЛ с атмосферой Земли учитывать не только протоны, но и другие элементы, входящие в состав потока первичных частиц. При помощи профилей высотной зависимости потоков и скорости ионизации показаны особенности развития каскадов для ядер азота и кислорода, выступающих как первичные частицы. Следует заметить, что на сегодня группой авторов уточняется и разрабатывается метод нормировки полученных значений к первичному потоку. В будущем эти данные должны сыграть огромную роль при оценке скорости ионизации на высотах более 70 км (в особенности – для высоких широт), а также для верификации модуля RUSCOSMICS.

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

Литература

- 1. Мурзин В. С. Астрофизика космических лучей: Учебное пособие для вузов // Университетская книга. М.: Логос. 2007. 488 с. ISBN 978-5-98704-171-6.
- 2. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya, G.A., et al. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. I. 10. P. 1124-1137.
- Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D10302.
- 4. Velinov P. I.Y., Balabin Yu. V., Maurchev 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;
- 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. Р. 3-10.
- 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.
- Gvozdevsky B.B., Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Gushcina R.T., Ptuskin V.S. Geomagnetic cutoff rigidities of cosmic rays and their specular changes // Proc. 42nd COSPAR Scintific Assembly. California, USA, 2018. ID. D1.2-31-18. 2018.
- 10. ГОСТ 25645.150-90. Лучи космические галактические. Модель изменения потоков частиц.
- 11. ГОСТ 25645.122-85. Протоны галактических космических лучей. Энергетические спектры.
- 12. ГОСТ 25645.124-85. Группа средних ядер галактических космических лучей. Энергетические спектры.

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

DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.240-249 УДК 524.1

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

ВЛИЯНИЕ ПРОТОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ И ИОНИЗАЦИЮ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Аннотация

Рассматривается численное моделирование прохождения протонов галактических космических лучей через атмосферу Земли. Этот подход основан на методе Монте-Карло с использованием моделей и сечений взаимодействий частиц для различных энергий. Особенностью является применение глобальной модели атмосферы Земли с учетом значений жесткости геомагнитного обрезания. Как результат получены энергетические спектры и угловые распределения вторичной компоненты космических лучей, а также скорость ионизации для заданных значений широты и долготы, которые могут быть использованы в задача радиационной безопасности.

Ключевые слова:

космические лучи, метод Монте-Карло, физика частиц, радиационная безопасность

E.A Maurchev, Yu.V. Balabin, A.V. Germanenko, E.A. Mikhalko, B.B. Gvozdevsky

INFLUENCE OF THE COSMIC RAYS PROTONS ON THE SECONDARY PARTICLES FORMATION AND THE IONIZATION PROCESS IN THE EARTH ATMOSPHERE

Abstract

A numerical simulation of the galactic cosmic rays protons transport through the Earth's atmosphere is presented. This approach is based on the Monte Carlo method with models and cross sections of particle interactions for the various energies. A feature of this work is the global Earth's atmosphere model usage, taking into account the geomagnetic cutoff rigidity values. As a result, the energy spectra and the angular distributions of the secondary component of cosmic rays, as well as the ionization rate for given values of latitude and longitude, which can be used in the radiation safety tasks, are obtained.

Keywords:

cosmic rays, Monte Carlo method, particle physics, radiation safety

Введение

Галактические космические лучи (ГКЛ) в большей мере (> 90 %) состоят из протонов, которые облучают Землю со всех направлений в одинаковом количестве (изотропно). Их энергетический спектр на условной границе магнитосферы также одинаков, однако на высотах порядка 80 км над уровнем моря картина значительно меняется в зависимости от широты и долготы, поскольку для каждой точки важную роль играет значение геомагнитной жесткости обрезания. Этот параметр устанавливает нижнюю границу энергии, в зависимости от него будет определяться характер образования вторичных КЛ [1, 2].

Вторгаясь в атмосферу Земли, протоны передают свою энергию веществу либо через обычную ионизацию, либо через образование каскадов путем неупругих соударений с ядрами воздуха, рис. 1 (преимущественно азота и кислорода). Первый процесс характерен для нуклонов с энергией E < 1 ГэВ, второй – для E > 1 ГэВ. На сегодня основным методом исследования вторичной компоненты КЛ является экспериментальный подход с использованием различных детекторов корпускулярного излучения (газоразрядные счетчики и сцинтилляционные пластины в установках самых разных конфигураций [3, 4, 5, 6]).





Fig. 1. A conventional schematic diagram demonstrating the stages of the elementary particles transport through the Earth's atmosphere and the cascade progress [7], which underlies the choice of geometry and models of interaction processes in the RUSCOSMICS software package

Однако применение оборудования накладывает ряд ограничений на возможности наблюдений, выражающихся в достаточно жесткой привязке к месту проведения измерений, невозможностью обеспечить непрерывные ряды данных в течение длительного периода и т.д. Поэтому необходимо в дополнение к существующим экспериментальным методам использовать возможности численного моделирования, позволяющие существенно улучшить качество проводимых исследований. Так, например, оценка скорости ионизации с верификацией по данным, полученным при помощи счетчиков Гейгера, установленных на шарах-зондах [3], дает хорошие результаты не только для заданной локализации, но и для остальных точек с различными значениями жесткости геомагнитного обрезания. В представленной работе предлагается использовать численные методы Монте-Карло и современные модели взаимодействия частиц, реализованные в пакете для разработки программ GEANT4 [8] для решения задачи определения параметров потоков вторичных частиц и количественной оценки скорости ионизации, вызванной прохождением протонов ГКЛ через атмосферу Земли во время минимума солнечной активности.

1. Параметризация модели и входные данные для источника первичных частиц

Для параметризации атмосферы Земли при расчете прохождения протонов ГКЛ используется эмпирическая модель NRLMSISE-00 [9]. Для каждого значения широты и долготы рассчитываются параметры температуры, плотности и процентного соотношения химических элементов в интервале высот от 0 км до 80 км с шагом 0,1 км.



Рис. 2. Блок-схема алгоритма расчета значений высоты и плотности для одного слоя атмосферы в модели прохождения протонов КЛ. Этот процесс повторяется N-1 раз, а на N расчет производится посредством простого усреднения оставшихся значений в таблице данных NRLMSISE. Следует заметить, что показатели процентного содержания веществ (водород, гелий, кислород, азот и аргон) вычисляются также, как и в случае с плотностью, по уже известным данным

Fig. 2. The flowchart of the algorithm for calculating altitude and density values for one atmosphere layer in the model of the CR proton transport. This process is repeated N-1 times, and N is calculated by simply averaging the remaining values in the NRLMSISE data table. It should be noted that the percentages of substances (hydrogen, helium, oxygen, nitrogen and argon) are calculated as well as in the case of density, according to already known data

Но такое количество слоев в значительной мере увеличивает время вычислений, поэтому в реальности еще используется оптимизация (алгоритм представлен на рис. 2), которая заключается в усреднении параметров по процентному отношению массы вещества в каждом слое от общей массы столба воздуха. Пример значений плотности и температуры воздуха, полученных при помощи NRLMSISE-00 и оптимизированных при помощи вышеописанной обработки, представлены на рис. 3.



Рис. 3. Значения температуры и плотности атмосферы Земли, полученные путем расчетов при помощи модели NRLMSISE-00 для географических координат 67 с.ш. и 33 в.д. с шагом по высоте составляет 0,1 км (а), а также аналогичные параметры, оптимизированные для вычислений. Хорошо видно, что при таком подходе заметно снижается количество используемых слоев, что положительно

сказывается на скорости вычислений

Fig. 3. The values of the temperature and density of the Earth's atmosphere, obtained by calculation using the NRLMSISE-00 model for geographic coordinates 67 N and 33 E with a step in height is 0.1 km (a), as well as similar parameters optimized for calculations. It is clearly seen that with this approach, the number of layers used is significantly reduced, which positively affects the speed of calculations

Для сбора информации о вторичной компоненте КЛ используются специальные детектирующие объемы, которые встроены в основные слои геометрии и являются не возмущающими (т.е., не влияют на параметры моделируемого трека частицы). При пролете границ таких чувствительных объемов интересующие параметры энергия Е, количество N, угол относительно направления полета первичной частицы соs(θ)) записываются в массивы данных. Условно такой процесс можно представить графически (рис. 4.), либо описать при помощи следующего алгоритма:

- 1. Вначале задаются параметры и координаты детектирующего объема, происходит его расположение в необходимой области.
- 2. Во время инициализации определяются переменные HIST_MAX, HIST_MIN, которые являются границами диапазона энергий, в котором будет собираться вся необходимая информация о вторичных частицах. Ширину столбца при этом можно выразить при помощи формулы:

$$W = \frac{HIST_{MAX} - HIST_{MIN}}{N_{BINS}},$$

где N_{BINS} – количество таких столбцов.

 После запуска моделирования происходит сбор гистограмм с параметрами потоков частиц вторичных КЛ, при этом номер ячейки, которую необходимо увеличить на единицу, можно определить по формуле:

$$N_c = floor\left(\frac{PARAM - HIST_{MIN}}{W}\right),$$

где *PARAM* – интересующий параметр (например, энергия).

4. Если это необходимо, в конце моделирование гистограммы нормируются к первичному потоку при помощи множителя $F_{norm} = \frac{N_{prim}}{J_{down}^{prim}}$, где J_{down}^{prim} – поток первичных частиц, а N_{prim} – количество зарегистрированных событий.



Рис. 4. Визуальное представление работы детектирующего объема в модели, предназначенной для расчета прохождения космических лучей через атмосферу. В точке, отмеченной как «Шаг 2» собирается информация о частице (ее энергия, координаты или просто инкремент к общему числу частиц), после чего расчет трекинга частицы продолжается. Не испытывая взаимодействий, частица пересекает детектор и расчет каскада продолжается с точки входа частицы в объем, представляющий слой атмосферы. Точки «Шаг 1» и «Шаг 3» здесь показывают, что в остальном объеме частица испытывает взаимодействия, заданные с помощью физического листа

Fig. 4. A visual representation of the sensitive volume work in a model designed to calculate the cosmic rays transport through the atmosphere. At the point marked as "Step 2" information is collected about the particle (its energy, coordinates or simply the increment to the total number of particles), after which the calculation of particle tracking continues. Without experiencing interactions, the particle crosses the detector and the calculation of the cascade continues from the point of entry of the particle into the volume representing the atmosphere layer. The points "Step 1" and "Step 3" here indicate that in the rest of the volume the particle experiences the interactions specified by the physical sheet

Поскольку в модели источник первичных протонов представляет собой не что иное, как генератор случайных чисел, то определение его характеристик заключается в задании функции плотности вероятности (ФПВ). В представленной работе рассматриваются протоны ГКЛ, поэтому ФПВ должна повторять энергетический спектр этих частиц, который описывается формулой (ГОСТ 25645.122-85 Протоны галактических космических лучей. Энергетические спектры):

$$F(E) = \frac{D \cdot E^{\alpha}}{(10^{-2} \cdot E + B)^4} + C \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), \ (c \cdot M^2 \cdot cp \cdot M \ni B)^{-1}$$

где Е – кинетическая энергия протона, D, B, C, а – параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла. График полученных значений представлен на рис. 5.



Рис. 5. Дифференциальный энергетический спектр протонов ГКЛ, используемый при моделировании в качестве исходных данных для формирования функции плотности вероятности генератора первичных частиц



Во время моделирования скорости ионизации всей атмосферы Земли также необходимо использовать сетку значений жесткости геомагнитного обрезания. Она получается при помощи методики, представленной в работе [10]. Для описываемой в этой статье задачи использовался шаг, равный 5 градусам, рис. 6.



Рис. 6. Сетка значений жесткости геомагнитного обрезания, используемая для расчета скорости ионизации для всей атмосферы Земли при ее бомбардировке протонами ГКЛ во время минимума солнечной активности

Fig. 6. A grid of geomagnetic cutoff rigidities values used to calculate the ionization rate for the entire Earth's atmosphere when it is bombarded by GCR protons during a minimum of solar activity

2. Результаты вычислений

Угловые характеристики и энергетические спектры вторичных частиц

В результате проведения моделирования с указанными выше параметрами получаются массивы данных для интересующих географических координат в виде энергетических спектров, угловых распределений относительно направления полета первичной частицы, а также высотные профили скорости счета. Типовые графики некоторых таких зависимостей для г. Апатиты показаны на рис. 7 и рис. 8.



Рис. 7. Угловые распределения нейтронов (а) и протонов (б) в атмосфере Земли, полученные путем моделирования прохождения протонов ГКЛ при помощи RUSCOSMICS

Fig. 7. Angular distributions of (a) neutrons and (b) protons in the Earth's atmosphere, obtained by simulating the propagation of GCR protons using RUSCOSMICS



Рис. 8. Энергетические спектры электронов и позитронов в атмосфере Земли, полученные путем моделирования прохождения протонов ГКЛ при помощи RUSCOSMICS

Fig. 8. Energy spectra of electrons and positrons in the Earth's atmosphere, obtained by simulating the GCR protons transport using RUSCOSMICS

Скорость ионизации атмосферы Земли

Наряду с представленными выше возможностями, в модели RUSCOSMICS предусмотрена еще одна особенность, которая заключается в способности расчета скорости ионизации всей атмосферы Земли.





Fig. 9. The result of the Earth's atmosphere ionization cont rate calculating by the GCR protons during a period of minimum solar activity for a height of 10 km — the most common for flight routes of medium and large passenger airliners

Так, для высоты 10 км типовая ионограмма, полученная при помощи моделирования прохождения протонов ГКЛ с энергетическим спектром, соответствующим периоду минимума солнечной активности, приведена на рис. 9. Более подробные данные, распределенные в диапазоне высот от 0 до 79 км с шагом 1 км можно посмотреть на официальном сайте проекта http://ruscosmics.ru.

Заключение

В работе приведено краткое описание основы построения модуля RUSCOSMICS, предназначенного для расчета прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли. Показаны особенности работы детектирующих слоев и генератора первичных частиц. Как результат получены не только важнейшие для задач физики КЛ параметры потоков вторичных частиц, но и произведена оценка скорости ионизации для широко диапазона географических координат и высоты. Такие данные имеют ключевое значение при обеспечении радиационной безопасности во время выполнения трансатлантических перелетов. Следует заметить, что на сегодня авторы представленной работы адаптируют модель для расчета этих параметров для солнечных КЛ, также на всей сетке широт и долгот.

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

Литература

- 1. Мурзин В. С. Астрофизика космических лучей: Учебное пособие для вузов // Университетская книга. М.: Логос. 2007. 488 с. ISBN 978-5-98704-171-6.
- 2. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей // М: Наука. Москва. 1975. 462 с.
- 3. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya, G.A. et al. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. I. 10. P. 1124-1137.
- 4. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В. Большие и малые множественности на нейтронных мониторах: их различия. // Изв. РАН: Серия физическая. 2015. V.79. № 5. Р. 708-710.
- 5. Mikhalko E.A., Balabin Yu.V., Maurchev E.A., Germanenko A.V. New narrowbeam neutron spectrometer in complex monitoring system // Solar-Terrestrial Physics. 2018. T. 4. № 1. P. 71-74.
- 6. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Луковникова А.А., Торопов А.А., Суточная и сезонная вариации мягкого гамма-излучения в нижней атмосфере // Известия РАН: Серия физическая. 2019. Т. 83. № 5. Р. 655-658.
- 7. Filges D., Handbook of Spallation Research: Theory, Experiments and Applications, 2009, DOI:10.1002/9783527628865.
- Agostinelli S et al. Geant4 A Simulation Toolkit // Nuclear Instruments and Methods. 2003. A 506. P. 250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- 9. Picone J. M. et al. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. 2002. 107(A12). P. 1468.

 Gvozdevsky B.B., Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Gushcina R.T., Ptuskin V.S. Geomagnetic cutoff rigidities of cosmic rays and their specular changes // Proc. 42nd COSPAR Scintific Assembly. California, USA, 2018. ID. D1.2-31-18. 2018.

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

Германенко Алексей Владимирович

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

Михалко Евгения Александровна

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

Гвоздевский Борис Борисович

к. ф.-м. н., н.с., Полярный геофизический институт, Апатиты; E-mail: gvozdevsky@pgia.ru DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.250-259 УДК 681.3+533.951

А.С. Кириллов

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В ЭЛЕКТРОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВЕРХНИХ И СРЕДНИХ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Аннотация

Приведены результаты расчетов концентраций состояний Герцберга с ${}^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $A'{}^{3}\Delta_{u}$, $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ молекулярного кислорода на высотах 70 и 50 км во время высыпания высокоэнергичных частиц в среднюю атмосферу Земли. Впервые показано значительное влияние межмолекулярных процессов переноса энергии с метастабильного молекулярного азота N₂($A^{3}\Sigma_{u}^{+}$) на кинетику электронновозбужденных молекулярного да с метастабильного влияние межмолекулярных процессов переноса энергии с метастабильного молекулярного азота N₂($A^{3}\Sigma_{u}^{+}$) на кинетику электронновозбужденных молекул O₂. Также рассмотрено влияние межмолекулярных процессов переноса энергии с метастабильного молекулярного азота N₂($A^{3}\Sigma_{u}^{+}$) на кинетику электронновозбужденной молекулы монооксида углерода CO($a^{3}\Pi$) в освещенных Солнцем атмосферах Титана, Тритона, Плутона. Показано, что данный процесс переноса энергии начинает доминировать в возбуждении нижних колебательных уровней CO($a^{3}\Pi$) с ростом давления в атмосферах планет.

Ключевые слова:

электронно-возбужденные состояния, молекулярный азот, молекулярный кислород, моноокись углерода, атмосферы планет

A.S. Kirillov

THE STUDY OF THE ROLE OF MOLECULAR NITROGEN IN ELECTRONIC EXCITATION OF THE COMPONENTS IN THE UPPER AND MIDDLE ATMOSPHERES OF PLANETS OF SOLAR SYSTEM

Abstract

The results of calculations of the concentrations of Herzberg states $c^1\Sigma_u^-$, $A^{3}\Delta_u$, $A^{3}\Sigma_u^+$ molecular oxygen at altitudes of 70 and 50 km during the precipitation of high-energy particles into the Earth's atmosphere are presented. For the first time, a significant effect of intermolecular processes of energy transfer from metastable molecular nitrogen N₂($A^{3}\Sigma_u^+$) on the kinetics of electronically excited O₂ molecules has been shown. The influence of intermolecular processes of energy transfer from metastable molecular nitrogen N₂($A^{3}\Sigma_u^+$) on the kinetics of the electronically excited carbon monoxide molecule CO(a³Π) in the atmospheres of the Titan, Triton, and Pluto for conditions of solar radiation is also considered. It is shown that this process of energy transfer dominates in the excitation of lower vibrational levels of CO(a³Π) with increasing pressure in the atmospheres of the planets.

Keywords:

electronically excited states, molecular nitrogen, molecular oxygen, carbon monoxide, atmospheres of planets

Введение

Как следует из спектроскопических данных [1], изоэлектронные молекулы $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ и CO($X^1\Sigma^+$) имеют близкие значения энергий колебательных квантов молекул в основном состоянии E_{N2} =2330 см⁻¹ и E_{CO} =2143 см⁻¹, что

обусловлено одинаковой конфигурацией электронных орбиталей $1\sigma_g^2 1\sigma_u^2 2\sigma_g^2 2\sigma_u^2 1\pi_u^4 3\sigma_g^2$ и $1\sigma^2 2\sigma^2 3\sigma^2 4\sigma^2 1\pi^4 5\sigma^2$ данных молекул [1]. Аналогично и нижние электронно-возбужденные триплетные состояния $A^3\Sigma_u^+$ (N₂) и $a^3\Pi$ (CO) имеют близкие значения энергий 49755 и 48473 см⁻¹. Данный энергетический резонанс приводит к ускорению обмена энергий между колебательными квантами N₂(X¹Σ_g⁺) и CO(X¹Σ⁺), а также к быстрому обмену энергии между триплетными состояниями этих двух молекул при N₂-CO неупругих столкновениях [2]:

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, \nu \geq 0) + CO(X^{1}\Sigma^{+}, \nu = 0) \rightarrow N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, \nu'' \geq 0) + CO(a^{3}\Pi, \nu')$$
(1)

Смесь газов N₂ и СО применяется в активных средах инфракрасных лазеров СО [3-5]. Наличие других молекулярных газов в газовой смеси с монооксидом углерода приводит к перераспределению энергий колебательных квантов между молекулами и влияет на временную зависимость динамики усиления слабого сигнала [3]. Результаты исследования Басова и др. [4] о влиянии N₂ на усиление слабого сигнала и характеристики генерации СО-лазера, работающего на обертонных колебательных переходах в молекуле угарного газа, показали, что взаимодействие молекул N₂ с высоковозбужденным СО играет существенную роль в создании инверсии населенностей на высоких колебательных уровнях. Кроме того, экспериментальные исследования [5] были использованы для исследования энергетического баланса в смесях CO-N₂ и в данных исследованиях [5] было получено, что молекулярный азот также играет важную роль в стабилизации теплового режима в активных средах СО-лазеров. Поэтому исследование электронной кинетики в смеси N2-CO представляет интерес для моделирования процессов в активной среде СО-лазеров, излучающих в инфракрасном диапазоне при переходах между колебательными уровнями $X^1\Sigma^+$ состояния СО молекулы.

Расчет констант скоростей переноса энергии возбуждения с $N_2(A^3\Sigma_u^+,\nu'=0-6)$ на атомы кислорода при неупругих взаимодействиях:

$$N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu' \ge 0) + O(^3P) \to N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu'') + O(^1S)$$
 (2)

был проведен в [6]. При расчете использовалось квантово-химическое приближение Ландау-Зинера. При расчетах в [6] было получено, что наибольшая эффективность переноса энергии возбуждения с метастабильного азота на атом кислорода с образованием состояния ¹S происходит для нулевого колебательного уровня $A^{3}\Sigma_{u}^{+}, v'=0$. Для остальных рассмотренных шести колебательных уровней v'=1-6 получаются значительно меньшие скорости образования O(1 S) в процессе (2). Этот результат согласуется с выводами авторов [7] о том, что учет всех колебательных уровней $A^{3}\Sigma_{u}^{+}, v \ge 0$ с эффективностью образования атома O(1S) в процессе (1), равной измеренной скорости в [8] для нулевого уровня и'=0, может привести к значительному превышению результатов расчета нал экспериментальными данными свечения зеленой линии атома кислорода в полярной ионосфере.

Молекулярный азот N_2 является основным молекулярным газом в атмосферах Земли, Титана, Тритона и Плутона. Взаимодействие высокоэнергетических солнечных ультрафиолетовых фотонов, магнитосферных частиц и космических лучей с молекулами атмосфер приводит к образованию потоков свободных электронов в их атмосферах в процессах ионизации.
Произведенные свободные электроны возбуждают различные триплетные состояния N₂ при неупругих столкновениях:

$$e + N_2(X^{1}\Sigma_g^{+}, \nu=0) \to N_2(A^{3}\Sigma_u^{+}, B^{3}\Pi_g, W^{3}\Delta_u, B^{\prime3}\Sigma_u^{-}, C^{3}\Pi_u, \nu\geq 0) + e \quad .$$
(3)

Излучение полос Ву-Бенеша (WB), послесвечения (AG), второй положительной (2PG) и первой положительной (1PG) систем при спонтанных излучательных переходах:

$$N_2(W^3\Delta_u, \nu) \to N_2(B^3\Pi_g, \nu') + h\nu_{WB} \quad , \tag{4a}$$

 $N_2(B^{'3}\Sigma_u^{-}, \nu) \to N_2(B^{'3}\Pi_g, \nu') + h\nu_{AG}$, (46)

$$N_2(C^{3}\Pi_u, v) \to N_2(B^{3}\Pi_g, v) + hv_{2PG} \quad , \tag{4B}$$

$$N_2(B^{S}\Pi_g, v') \to N_2(A^{S}\Sigma_u^+, v) + hv_{1PG}$$
(5)

приводят к накоплению энергии электронного возбуждения на колебательных уровнях низшего триплетного состояния $A^3\Sigma_u^+ N_2$. Коэффициенты Эйнштейна дипольных разрешенных переходов (4а-в, 5) имеют большие величины [9], и излучение указанных полос играет очень важную роль в электронной кинетике молекулярного азота и в перераспределении энергии возбуждения между триплетными состояниями N_2 на высотах верхних атмосфер планет.

Основной целью данного исследования является моделирование колебательных населенностей состояний Герцберга $O_2(c^1\Sigma_u^-, A'^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+)$ в смеси N_2 и O_2 (атмосфера Земли) и триплетной моноокиси углерода CO($a^3\Pi$) в смеси N_2 с примесью газов CO, CH₄ (атмосферы Титана, Тритона, Плутона). Моделирование колебательных населенностей вышеуказанных состояний на высотах верхних атмосфер планет проводится с учетом вклада триплетных состояний молекулярного азота $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ в колебательные населенности молекулярного кислорода и угарного газа.

Константы скоростей взаимодействия $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ с молекулами O_2 и CO

Расчет констант скоростей неупругого взаимодействия при молекулярных столкновениях [10] показал, что взаимодействие метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+,\nu'=0)$ с молекулой O_2 приводит к возбуждению состояний Герцберга $c^1\Sigma_u^-$, $A'^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$:

$$N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0) + O_2(X^3\Sigma_g^-, v=0) \rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+, v^*\geq 0) + O_2(c^1\Sigma_u^-, v''=4,5,6)$$
, (6a)

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, \nu'=0) + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-}, \nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, \nu^{*}\geq 0) + O_{2}(A^{'3}\Delta_{u}, \nu''=4,5) \quad , \quad (66)$$

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+},\nu'=0) + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-},\nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu^{*}\geq 0) + O_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+},\nu''=4)$$
(6B)

с общей константой взаимодействия $k_{6a}+k_{6b}=1.1\cdot10^{-12}$ см³с⁻¹ и к процессу диссоциации

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, \nu'=0) + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-}, \nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, \nu^{*}\geq 0) + O + O$$
(6r)

с константой взаимодействия $k_{6r}=1.0\cdot10^{-12}$ см³с⁻¹. Рассчитанная общая константа $k_6=2.1\cdot10^{-12}$ см³с⁻¹ для процессов (6а-6г) находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (1.9 ± 0.3)· 10^{-12} см³с⁻¹ [11], (2.3 ± 0.4)· 10^{-12} см³с⁻¹ [12] и (2.5 ± 0.4)· 10^{-12} см³с⁻¹ [13]. В случае взаимодействия N₂(A³Σ_u⁺, ν '>0) с O₂ главным образом происходит перенос энергии возбуждения на отталкивательные состояний O₂ с образованием двух атомов кислорода [10,14].

В дальнейшем энергия состояний Герцберга $Y = c^1 \Sigma_u^-$, $A^{i3} \Delta_u$, $A^3 \Sigma_u^+$ переходит в энергию возбуждения синглетных состояний $a^1 \Delta_u$ и $b^1 \Sigma_g^+$ при неупругих внутримолекулярных и межмолекулярных процессах переноса:

$$O_2(Y,v') + N_2, O_2 \to O_2(a^1 \Delta_g, v'') + N_2, O_2$$
, (7a)

$$O_2(Y,v') + N_2, O_2 \to O_2(b^1\Sigma_g^+,v'') + N_2, O_2$$
, (76)

$$O_{2}(Y,v') + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-},v=0) \to O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-},v\geq 0) + O_{2}(a^{1}\Delta_{g},v'') , \qquad (7B)$$

$$O_{2}(Y,v') + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-},v=0) \to O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-},v\geq 0) + O_{2}(b^{1}\Sigma_{g}^{+},v'') \qquad (7D)$$

$$O_2(Y,v') + O_2(X^{3}\Sigma_{g},v=0) \to O_2(X^{3}\Sigma_{g},v\geq0) + O_2(b^{1}\Sigma_{g},v') \quad , \tag{7r}$$

Расчет констант скоростей взаимодействия при молекулярных столкновениях метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu'\geq 0)$ с молекулой СО показал, что взаимодействие с молекулой угарного газа приводит к возбуждению состояния а³П [2]. При расчетах констант было получено хорошее согласие с результатами экспериментальных измерений [11,15].

Перенос энергии возбуждения с метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u{}^+)$ на молекулы O_2 в атмосфере Земли

При вторжении в атмосферу Земли высокоэнергичных протонов (энергии несколько сотен МэВ) или электронов (энергии несколько МэВ) их неупругое взаимодействие с атмосферными молекулами приводит к образованию энергетического спектра вторичных электронов, образованных во время процессов ионизации. Вторичные электроны возбуждают различные триплетные состояния N₂ при неупругих столкновениях (3), а также приводят к образованию электронно-возбужденных состояний Герцберга молекулы O₂:

$$e + O_2(X^{3}\Sigma_{g}, \nu=0) \to O_2(c^{1}\Sigma_{u}, A^{3}\Delta_{u}, A^{3}\Sigma_{u}; \nu\geq 0) + e \quad .$$
(8)



Рис.1. Схема процессов возбуждения и гашения электронно-возбужденных состояний молекулярного азота и молекулярного кислорода в атмосфере Земли

Fig.1. The scheme of processes of the excitation and the quenching of electronically excited states of molecular nitrogen and molecular oxygen in the Earth's atmosphere

При расчете скоростей возбуждения различных триплетных состояний молекул азота и состояний Герцберга молекул кислорода вторичными электронами на высотах средней атмосферы Земли воспользуемся методом деградационных спектров электронов в воздухе [16], где учтены все процессы возбуждения колебательных уровней основного состояния, различных электронно-возбужденных состояний, процессы ионизации и диссоциации. При этом рассмотрим как процессы прямого возбуждения вторичными электронами (8) состояний Герцберга с¹ Σ_u^- , A'³ Δ_u , A³ Σ_u^+ , так и процессы возбуждения при молекулярных столкновениях (ба-6в) (см. рис.1).

На рис.2-4 приведены результаты расчетов концентраций состояний Герцберга с ${}^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $A'{}^{3}\Delta_{u}$, $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ молекулярного кислорода для высот 70 и 50 км при энерговыделении в 1 см³ W=10⁶ эВ/см³с. Здесь также приведены вклады вторичных электронов (процесс (8)), и, кроме того, вклады процесса (6а-6в) при возбуждении только состояния $N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+})$ вторичными электронами, а также только состояний $N_{2}(B^{3}\Pi_{g}, W^{3}\Delta_{u}, B'{}^{3}\Sigma_{u}^{-}, C^{3}\Pi_{u})$ при переносе энергии с этих 4 состояний на $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ при спонтанных переходах (4а-4в, 5) и при молекулярных столкновениях [10, 14, 17].

Приведенные результаты наглядно демонстрируют влияние межмолекулярных процессов переноса энергии с метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ (процесс (6а-6в)) на состояния Герцберга $c^1\Sigma_u^-$, $A'^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$ молекулярного кислорода для рассмотренных высот 70 и 50 км. Этот факт указывает на необходимость учета электронной кинетики N_2 при расчетах концентраций электронно-возбужденных молекул кислорода в атмосфере Земли, а также в лабораторных условиях (активные среды разрядов, лазеров и т.п.).



Рис. 2. Рассчитанные концентрации O₂(c¹Σ_u⁻,v=0-8) на высотах 70 и 50 км: пунктиры – вклад процесса (8), крестики – вклад только состояния A³Σ_u⁺ молекулы азота, возбужденного вторичными электронами, круги – вклад состояний B³Π_g, W³Δ_u, B³Σ_u⁻, C³Π_u молекулы азота, возбужденных вторичными электронами, сплошная линия – сумма всех процессов

Fig. 2. The calculated concentrations of $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu=0-8)$ at the altitudes of 70 and 50 km: dashed lines are the contribution of the process (8), crosses are the contribution of the $A^3\Sigma_u$ state of molecular nitrogen excited by secondary electrons, circles are the contribution of the states $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ of molecular nitrogen excited by secondary electrons, the solid line is the sum of all processes



Рис.3. Рассчитанные концентрации O₂(A¹³Δ_u,*v*=0-5) на высотах 70 и 50 км (обозначения, как на рис.2)

Fig.3. The calculated concentrations of $O_2(A'^3\Delta_u, \nu=0-5)$ at the altitudes of 70 and 50 km (designations as in Fig.2)



Рис. 4. Рассчитанные концентрации $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu=0-4)$ на высотах 70 и 50 км (обозначения, как на рис.2)

Fig. 4. The calculated concentrations of $O_2(A^3\Sigma_u^+,\nu=0-4)$ at the altitudes of 70 and 50 km (designations as in Fig.2)

Перенос энергии возбуждения с метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ на молекулы СО в атмосферах Титана, Тритона, Плутона

Исследование кинетики триплетных состояний молекулярного азота в верхних атмосферах Титана и Плутона проводилась во многих работах [18-22]. При этом были рассмотрены различные излучательные переходы между триплетными состояниями, особенности свечения различных систем полос в атмосферах этих планет. Однако в работе [17] впервые была исследована роль межмолекулярных процессов переноса энергии в возбуждении угарного газа CO(a³П) при воздействии на атмосферу Титана фотоэлектронов, образованных в результате процессов фотоионизации. Используя рассчитанные в [2] константы скоростей процесса переноса энергии при неупругих столкновениях (1), в работе [17] были рассчитаны концентрации CO(a³П, ν =0-10). Впервые было показано, что с ростом плотности атмосферы Титана возрастает роль межмолекулярных процессов переноса энергии (1) в возбуждении CO(a³П), и для колебательных уровней ν "≤4 их вклад становится больше процессов прямого возбуждения фотоэлектронами (см. рис.5):

$$e + CO(X^{1}\Sigma^{+}, \nu=0) \rightarrow CO(a^{3}\Pi, \nu') + e$$
(9)



Рис.5. Схема процессов возбуждения и гашения электронно-возбужденных состояний молекулярного азота и моноокиси углерода в атмосфере Титана

Fig.5. The scheme of processes of the excitation and the quenching of electronically excited states of molecular nitrogen and carbon monoxide in the Titan's atmosphere

На рис.6 приведены результаты расчетов колебательных населенностей для метастабильного угарного газа CO($a^{3}\Pi, \nu=0-10$) в смеси N₂-CH₄-CO при концентрации [N₂] \approx 1.5 \cdot 10¹⁰ см⁻³ и [N₂] \approx 6 \cdot 10¹¹ см⁻³ (соответственно ба и бб), что соответствует приблизительно 320, 170 км в атмосфере Тритона и 660, 420 км в атмосфере Плутона. Здесь приведены вклады процесса переноса электронного возбуждения при молекулярных столкновениях (1), а также процесса прямого возбуждения фотоэлектронами (9).

При расчетах расстояние от Тритона до Солнца полагалось $R_{\text{Tri-S}}=30$ а.е., а от Плутона до Солнца рассмотрен случай перигелия, т.е. $R_{\text{PI-S}}=30$ а.е. Распределение фотоэлектронов по энергии в атмосфере молекулярного азота в зависимости от проходимой массы N₂ учитывались согласно [19], представленных для верхней атмосферы Титана. Кроме того, было учтено, что расстояние от Титана до Солнца $R_{\text{Tit-S}}=9.5$ а.е., поэтому для распределения фотоэлектронов по энергии проводилась перенормировка с учетом расстояния до планет.

Расчеты наглядно показали, что с ростом плотности атмосфер (в данном случае смесь N₂-CH₄-CO) возрастает роль межмолекулярных процессов переноса энергии (1) в электронном возбуждении молекул угарного газа. Для нижних рассмотренных высот (~170 км у Тритона, ~420 км у Плутона) вклад процесса (1) превышает вклад процесса прямого возбуждения фотоэлектронами (10) для колебательных уровней $v''\leq4$ состояния а³П. Поэтому данный процесс будет усиливать свечение полос Камерона ультрафиолетового диапазона (спонтанные переходы а³П, $v'\rightarrow X^1\Sigma^+$,v'' у молекулы угарного газа). Данные процессы межмолекулярного переноса энергии электронного возбуждения (1) сказываются в интенсивности излучения верхних атмосфер Титана, Тритона, Плутона во время прохождения потоков фотоэлектронов.



Рис. 6. Рассчитанные концентрации CO($a^{3}\Pi, \nu=0-10$) при $[N_{2}]\approx 1.5\cdot 10^{10}$ см⁻³ (а) и $[N_{2}]\approx 6\cdot 10^{11}$ см⁻³ (б): пунктиры – вклад процесса (9), крестики – вклад только состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ молекулы азота, возбужденного вторичными электронами (процесс 1), круги – вклад состояний $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{3}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ молекулы азота (процесс 1), сплошная линия – сумма всех триплетных состояний N_{2} в процессе (1)

Fig. 6. The calculated concentrations of CO($a^{3}\Pi$,v=0-10) at $[N_{2}]\approx 1.5 \cdot 10^{10}$ cm⁻³ (a) and $[N_{2}]\approx 6\cdot 10^{11}$ cm⁻³ (b): dashed lines represent the contribution of the process (9), crosses are the contribution of the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ state of molecular nitrogen excited by secondary electrons (process 1), circles are the contribution of the $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{'3}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ states of molecular nitrogen (process 1), the solid line is the sum of all triplet states of N₂ in the process (1)

Заключение

Исследование роли электронно-возбужденного молекулярного азота в электронной кинетике молекулярного кислорода в атмосфере Земли (смесь газов N₂-O₂) и Титана, Тритона, Плутона (смесь газов N₂-CH₄-CO) дало следующие результаты.

1. При вторжении в атмосферу Земли высокоэнергичных протонов (энергии несколько сотен МэВ) или электронов (энергии несколько МэВ) их неупругое взаимодействие с атмосферными молекулами приводит к образованию энергетического спектра вторичных электронов, образованных во время процессов ионизации. Вторичные электроны возбуждают различные триплетные состояния N₂ в неупругих столкновениях (3), а также приводят к образованию электронновозбужденных состояний Герцберга молекулы O₂. Впервые показано, что при взаимодействии N₂(A³ Σ_u^+) с молекулярным кислородом O₂ (процесс (ба-6в)) эффективно протекает процесс переноса электронного возбуждения с образованием O₂(c¹ Σ_u^- , A³ Δ_u , A³ Σ_u^+).

2. В атмосферах Титана, Тритона, Плутона метастабильный молекулярный азот $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ образуется в результате взаимодействия фотоэлектронов с основной газовой составляющей атмосфер N₂. Расчеты показали, что с ростом плотности атмосфер данных планет (смесь газов N_2 -CH₄-CO) возрастает роль межмолекулярных процессов обмена энергией (1) в электронном возбуждении молекул угарного газа, причем их вклад начинает превышать вклад прямого возбуждения фотоэлектронами (10). Данные процессы межмолекулярного переноса энергии электронного возбуждения (1) сказываются в интенсивности излучения ультрафиолетовых полос Камерона угарного газа в верхних атмосферах Титана, Тритона, Плутона во время прохождения потоков фотоэлектронов.

Литература

- 1. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. 1980, М.: Атомиздат, 240 с.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of N₂(A³Σ_u⁺,ν=0-10) with CO and N₂ molecules // Chem. Phys. Lett., 2016, v.643, p.131-136.
- Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Синицын Д.В. Динамика коэффициента усиления в импульсном лазерном усилителе на газовых смесях СО-Не, СО-N₂ и СО-О₂.// Квантовая Электроника, 2007, т.37, №2, с.111-117.
- 4. Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Котков А.А., Курносов А.К., МакКорд Дж.Е., Напартович А.П., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Хагер Г.Д., Шнырёв С.Л. Импульсный лазер на первом колебательном обертоне молекулы СО, действующий в спектральном диапазоне 2.5–4.2 мкм. 3. Коэффициент усиления и кинетические процессы на высоких колебательных уровнях // Квантовая Электроника, 2002, т.32, №5, с.404-410.
- 5. Klimachev Yu.M. Diagnostics of low temperature plasma by CO laser radiation (5.0-7.5 μ m) // J. Phys. Conf., 2016, v.666, 012020.

- 6. Кириллов А.С., Аладьев Г.А. Роль реакции N₂(A³Σ_u⁺,v)+О в свечении зеленой линии и колебательной кинетике молекулярного азота в высокоширотной верхней атмосфере // Космические исследования. 1998. т.36. №5. с.451-457.
- McDade I.C., Llewellyn E.J. A comment on proposed mechanisms for the excitation of O(¹S) in the aurora // Planet. Space Sci. 1984. v. 32. №9. p. 1195-1198.
- 8. Piper L.G. The excitation of O(¹S) in the reaction between $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and O(³P) // J. Chem. Phys. 1982. v. 77. No 5. p. 2373-2377.
- 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. №5. p. 1005-1107.
- Kirillov A.S. Electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in highlatitude lower thermosphere and mesosphere // Ann. Geophys. 2010. v. 28. №1. p. 181-192.
- 11. Dreyer J.W., Perner D., Roy C.R. Rate constants for the quenching of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v_A=0-8)$ by CO, CO₂, NH₃, NO, and O₂ // J. Chem. Phys. 1974. v. 61. No. p. 3164-3169.
- 12. Piper L.G., Caledonia G.E., Kennealy J.P. Rate constants for deactivation of N₂(*A*) *v*'=0,1 by O₂ // J. Chem. Phys. 1981. v. 74. №5. p. 2888-2895.
- 13. Thomas J.M., Kaufman F. Rate constants of the reactions of metastable $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in $\nu=0,1,2$, and 3 with ground state O_2 and O // J. Chem. Phys. 1985. v. 83. No 6. p. 2900-2903.
- 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. №13. p.2164-2174.
- Thomas J.M., Kaufman F., Golde M.F. Rate constants for electronic quenching of N₂(A³Σ_u⁺,v=0-6) by O₂, NO, CO, N₂O, and C₂H₄ // J. Chem. Phys. 1987. v. 86. №12. p. 6885-6892..
- Коновалов В.П. Деградационный спектр электронов в азоте, кислороде и воздухе // ЖТФ, 1993, т.63, №3, с.23-33.
- 17. Kirillov A.S., Werner R., Guineva V. The influence of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic kinetics of CO molecules // Chem. Phys. Lett. 2017. v. 685. p. 95-102.
- 18. De La Haye V., Waite J.H., Cravens T.E., Bougher S.W., Robertson I.P., Bell J.M. Heating Titan's upper atmosphere // J. Geophys. Res. 2008. v.113. №A11. A11314.
- 19. Campbell L., Kato H., Brunger M.J., Bradshaw M.D. Electron-impact excitation heating rates in the atmosphere of Titan // J. Geophys. Res. 2010. v. 115. № A9. A09320.
- Bhardwaj A., Jain S.K. Production of N₂ Vegard–Kaplan and other triplet band emissions in the dayglow of Titan // Icarus. 2012. v. 218. №2. p. 989-1005.
- Jain S.K., Bhardwaj A. Production of N₂ Vegard–Kaplan and Lyman-Birge-Hopfield emissions on Pluto // Icarus. 2015. v. 246. p. 285-290.
- 22. Lavvas P., Yelle R.V., Heays A.N., Campbell L., Brunger M.J., Galand M., Vuitton V. N₂ state population in Titan's atmosphere // Icarus. 2015. v. 260. p.29-59.

Сведения об авторах

Кириллов Андрей Серафимович,

д.ф.-м.н., зав. лабораторией, Полярный геофизический институт, Апатиты E-mail: kirillov@pgia.ru



