MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION OF THE RUSSIAN FEDERATION

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

Proceedings of the 42th Annual Seminar

Apatity 11 - 15 March 2019



Apatity 2019

Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation

Polar Geophysical Institute

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 42nd Annual Seminar

Apatity

11-15 March 2019

Apatity

2019

Published by decision of the Scientific Council of the Polar Geophysical Institute

The organizing committee: Andris Lubchich (chair) Irina Despirak Nadezhda Semenova Tatyana Popova Victor Yurov Konstantin Orlov

Addresses:

Apatity department

Akademgorodok, 26a Apatity, 184209 Murmansk region Russia

Murmansk department

Khalturina str., 15 Murmansk, 183010 Russia

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42

ISSN 2588-0039

The editorial board: N.V. Semenova A.A. Lubchich

http://pgia.ru/seminar

© Polar Geophysical Institute, 2019

CONTENTS

SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

V.B. Belakhovsky, V.A. Pilipenko, Ya.A. Sakharov, V.N. Selivanov	Substorm influence on GIC registered in electric power lines: The magnetic storm of 7-8 September 2017	9
I.V. Despirak, T.V. Kozelova, B.V. Kozelov, A.A. Lubchich	Westward propagation of substorm by THEMIS and ground-based observations	13
I.V. Despirak, A.A. Lubchich, N.G. Kleimenova	Magnetic substorms in dependence of large-scale structure of the solar wind	17
L.I. Gromova, N.G. Kleimenova, S.V. Gromov, L.M. Malysheva	High-latitude geomagnetic response to the abrupt IMF changes during the 22 July 2009 magnetic storm	20
N.G. Kleimenova, L.I. Gromova, I.V. Despirak, S.V. Gromov, L.M. Malysheva	Dayside polar magnetic disturbances during a magnetic storm: Event on 4-5 June 2011	24
V.V. Safargaleev, A.E. Kozlovsky, V.N. Mitrofanov	Polar substorm pre-onset phenomena and features of auroral breakup: A case study	28
I.I. Shagimuratov, S.A. Chernouss, I.V. Despirak, M.V. Filatov, I.I. Efishov, N.Yu. Tepenitsyna, G.A. Yakimova, S.V. Pilgaev	Occurrence of TEC fluctuations and GPS positioning errors over Europe during geomagnetic disturbances on 4 and 9 November 2018	32
Н.А. Бархатов, В.Г.Воробьев, С.Е. Ревунов, И.С. Ундалова	Нейросетевая классификация суббуревой активности, вызываемой магнитными облаками солнечного ветра	36
В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, Е.Е. Антонова	Ионное давление на границах авроральных высыпаний в спокойные периоды и в периоды суббурь	40
Л.А. Дремухина, Ю.И. Ермолаев, И.Г. Лодкина	Анализ развития магнитных бурь, инициированных различными структурами солнечного ветра	44
Б.В. Козелов, С.А. Черноус, И.И. Шагимуратов, М.В. Филатов, И.И. Ефишов, Н.Ю. Тепеницина, Ю.В. Федоренко, С.В. Пильгаев	Гелиогеофизические факторы, влияние которых могло обусловить ошибки в работе GPS в период военных учений НАТО «Trident Juncture» с 25/10/2018 по 7/11/2018	48
Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов, В.А. Билин, В.Г. Николаев	Экстремальные величины геоиндуктированных токов в региональной энергосистеме	53

SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

R. Belyaev, A. Divin, V. Semenov, I. Kubyshkin, I. Zaytsev, J. Deca	On the correlation between lunar crustal magnetic fields and the solar wind ion reflection map	57
I.P. Kirpichev, E.E. Antonova, V.G. Vorobjev, O.I. Yagodkina, M.V. Stepanova, I.L. Ovchinnikov, M.S. Pulinets, S.S. Znatkova, N.V. Sotnikov, S.K. Mit', P.S. Kazarian	Ion kappa distribution parameters in the equatorial plane at geocentric distances smaller than 20 R_E and auroral oval mapping to the equatorial plane	61
И.В. Зайцев, А.В. Дивин, И.В. Кубышкин, Р.И. Беляев, В.С. Семенов	Особенности ионной динамики в процессе распада токового слоя	65
SESSION 3. WAVES, WAVE-PAH	RTICLE INTERACTION	
V.B. Belakhovsky, K. Shiokawa, A.V. Losev, A. Matsuoka, SY. Wang, Y. Kazama, S. Tam, S. Kasahara, S. Yokota, K. Keika,	The study of the generation mechanism of monochromatic Pc4 pulsations with using ERG satellite data	69

T. Hori, I. Shinohara, Y. Miyoshi

О.И. Ахметов, И.В. Мингалев,О.В. Мингалев, З.В. Суворова,В.Б. Белаховский, С.М. Черняков	Исследование особенностей распространения сигнала ИНЧ в атмосфере высоких широт при различных гелиогеофизических условиях	73
В.А. Любчич	Изучение амплитудно-фазовых характеристик фиктивных магнитных токов, возбужденных контролируемым источником электромагнитных полей в трехмерных неоднородных средах, по результатам экспериментальных исследований радиоголографическим методом	77
О.С. Михайлова,	Классификация дневных пульсаций Рс4: статистическое	81

Д.Ю. Климушкин, П.Н. Магер исследование с использованием спутников Van Allen Probes

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

П.Е. Терещенко, А.Е. Сидоренко Влияние ионосферы на распространение низкочастотных 89 радиоволн по результатам экспериментов с мощными контролируемыми источниками в эксперименте «FENICS»

SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

A.V. Borisenko, I.M. Podgorny, A.I. Podgorny	Using of the supercomputer calculations for study of solar flare mechanism via coronal MHD simulation	92
I.M. Podgorny, A.I. Podgorny	The physical mechanism of the solar flare, studied on the basis of the results of observations and MHD simulation	96
L. Rakhmanova, M. Riazantseva, G. Zastenker, Yu. Yermolaev, I. Lodkina	Evolution of ion-scale turbulence during plasma crossing of the Earth's bow shock	100
O.V. Sapunova, N.L. Borodkova, G.N. Zastenker, Yu. I. Yermolaev	Analysis of the interplanetary shock front fine structure, observed by BMSW experiment	104
M.I. Sukhovey, V.A. Shishaev, G.F. Remenets	Comparison of the diurnal variations of the bottom edge of the ionosphere during two proton precipitations on and after 29 September 1989, 19 October 1989	107
О.М. Бархатова, Н.А. Бархатов, В.Г. Воробьев, С.Е. Ревунов, Д.С. Долгова	Частотные особенности структур магнитных облаков солнечного ветра	111
А.В. Борисенко	Изучение эволюции долгоживущей корональной дыры в северном полушарии в солнечный минимум за 2015-2017 г.	115
А.В. Германенко, Е.А. Маурчев, Е.А. Михалко	Использование полученных во время полета на самолете измерений скорости счета заряженной компоненты космических лучей в качестве одного из методов верификации программного комплекса RUSCOSMICS	119
М.С. Калинин, Г.А. Базилевская, М.Б. Крайнев, А.К Свиржевская, Н.С. Свиржевский, Ю.И. Стожков, М.В. Филиппов	Особенности временного хода интенсивности галактических космических лучей в минимуме между 24 и 25 солнечными циклами	122
Б.В. Козелов	Статистика измерения радиации в атмосфере на высотах рейсовых самолетов в 2017-2018 годах	126
М.Б. Крайнев	Сравнение результатов регулярного баллонного мониторинга ГКЛ и прямых измерений интенсивности ГКЛ в экспериментах PAMELA и AMS-2	130

М.Б. Крайнев	О поведении солнечных и гелиосферных характеристик в фазе минимума между солнечными циклами 24 и 25	134
Е.А. Маурчев	Моделирование результатов эксперимента регулярного баллонного мониторинга космических лучей в случае использования данных РАМЕLA как входного параметра энергетического спектра источника первичных ГКЛ	138
Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин	Расчет скорости ионизации нижней атмосферы Земли протонами космических лучей в области высоких широт во время события GLE No 61 и оценка вклада в этот процесс ядер кислорода в случае спектра чисто галактических космических лучей	140
Е.А. Маурчев, А.В. Германенко, Е.А. Михалко, Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский	Ионизация атмосферы Земли протонами космических лучей в случае использования глобальной модели с учетом значений жесткостей геомагнитного обрезания	143
Е.А. Михалко, Е.А. Маурчев, А.В. Германенко	Сравнение данных эксперимента по запуску шаров-зондов с полученными при помощи RUSCOSMICS высотными профилями и анализ представленных результатов	146

SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

S.M. Cherniakov, V.A. Turyansky	Determination of temperature in the mesosphere using partial reflection method	148
B.V. Kozelov, A.V. Roldugin, S.V. Pilgaev, V.F. Grigoriev	Triangulation of auroral structures in Barentsburg, the first data of the season 2018-2019	152
I.A. Nosikov, D.S. Kotova	Some convergence aspects of a variational approach in the ionospheric ray tracing problem	156
O.S. Ugolnikov, I.A. Maslov	Clouds and aerosol in stratosphere and mesosphere: Polarization analysis and trends in the beginning of 21st century	159
R.V. Vasilyev, A.B. Beletsky, M.V. Eselevich, K.I. Ivanov, E.S. Komarova, A.V. Mikhalev, A.V. Podlesny, S.V. Podlesny	Fast variations of the upper atmosphere airglow due to the meteors and human activity	164
О.В. Антоненко, А.С. Кириллов, Ю.Н. Куликов	Исследование влияния вариаций атомарного кислорода на интенсивность свечения ночного неба в атмосфере Земли	168

Г.Г. Вертоградов, В.П. Урядов,М.С. Скляревский,Ф.И. Выборнов	Позиционирование мелкомасштабных неоднородностей субавроральной ионосферы с помощью ЛЧМ КВ радара бистатической конфигурации во время магнитной бури 22-23 июня 2015 г.	172
В.И. Косолапенко, А.А. Галкин, С.А. Иванов	Измерения поглощения космического излучения на частоте 30 МГц в обсерватории «Ловозеро»	176
В.К. Ролдугин, Б.В. Козелов, С.М. Черняков, А.В. Ролдугин	К вопросу об определении электронной концентрации в D-области на радаре частичных отражений во время серебристых облаков	180
В.В. Сафаргалеев, В.Н. Митрофанов	Пятна яркости в дуге перед началом суббури – ускорение или рассеяние?	183
В.А. Телегин, Н.А. Дятко, И.В. Кочетов	Исследование особенностей F-рассеяния в зимний период по данным спутника ИК-19	187
В.А. Телегин, Н.Ю. Романова, В.А. Панченко, Г.А. Жбанков	Ориентация поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей и направление дрейфа в F-области ионосферы: значимость выбора области наблюдения (на примере Московского региона, январь 2014 г.)	190
В.А. Ульев, Д.Д. Рогов, А.В. Франк-Каменецкий	Эффект утренне-дневной аномалии (УДА) во время поглощения типа полярной шапки (ППШ) в сентябре 2017 г.	194
В.П. Урядов, Г.Г. Вертоградов, М.С. Скляревский, Ф.И. Выборнов	Позиционирование неоднородностей высокоширотной ионосферы с помощью ЛЧМ КВ радара бистатической конфигурации на трансэкваториальной трассе Алис Спрингс (Австралия) – Ростов-на-Дону (Россия)	198
В.П. Урядов, Ф.И. Выборнов, А.В. Першин	Влияние солнечной и магнитной активности на ионосферный КВ канал по данным наклонного зондирования в сентябре 2017 г.	202

SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

A.S. Kirillov, V.B. Belakhovsky	Emission intensities of first and second positive system bands of N_2 in the Earth's middle atmosphere during precipitations of relativistic electrons	206
A.S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva	The study of the role of intermolecular processes in the kinetics of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in upper atmospheres of planets of Solar System	210

Y.Y. Kulikov, A.F. Andriyanov, V.G. Ryskin, V.I. Demin, A.S. Kirillov, B.V. Kozelov, V.A. Shishaev	Microwave observation of middle atmosphere ozone during polar night in December 2017 and 2018 in Apatity	214
Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский, А.В. Германенко, Е.А. Маурчев, Е.А. Михалко, Л.И. Щур	Сравнения событий возрастания гамма-фона при осадках в высокогорье и равнинной местности	218
В.И. Демин, Б.В. Козелов	Особенности вертикального распределения температуры в холмистом рельефе и оценка интенсивности городского острова тепла в Апатитах	222
В.И. Демин, Б.В. Козелов, Ю.А. Горбань, Ю.В. Меньшов	О влиянии солнечной радиации на формирование городского острова тепла в Апатитах	226
В.И. Демин, В.А. Шишаев	Концентрации приземного озона в Апатитах в аномально жаркий период 2018 года	230
М.О. Кузнецова, Б.В. Козелов, В.И. Демин	Особенности распределения температуры воздуха над Кольским заливом в Мурманске	234
И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.С. Мингалев	Результаты численного моделирования зарождения крупномасштабных вихрей в земной тропосфере в области внутритропической зоны конвергенции	238
Е.А. Федотова, И.В. Мингалев, К.Г. Орлов	Эталонные расчеты поля солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли	242

SESSION 7. HELIOBIOSPHERE

П.А. Кашулин, Н.В. Калачева, Э.И. Журина	Биоритмы северных древесных растений на спадающей фазе цикла солнечной активности	246
М.В. Рагульская, Н.К. Белишева	Космические лучи как фактор эволюционного отбора	250

Author index



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.9-12

SUBSTORM INFLUENCE ON GIC REGISTERED IN ELECTRIC POWER LINES: THE MAGNETIC STORM OF 7-8 SEPTEMBER 2017

V.B. Belakhovsky¹, V.A. Pilipenko^{2, 3}, Ya.A. Sakharov¹, V.N. Selivanov⁴

¹Polar Geophysical Institute, Apatity ²Institute of the Physics of the Earth, Moscow ³Geophysical Center, Moscow ⁴Kola Scientific Center RAS, Apatity

Abstract. Influence of the substorm and its fine structure on GIC growth has been considered for the geomagnetic storm 7-8 September 2017. GIC were registered in electric power lines of Kola Peninsula and Karelia by the system of Polar Geophysical Institute and Kola Scientific Center. Geomagnetic field variability was examined using data from the IMAGE magnetometer array. It is shown that during the considered impulsive events the ionospheric currents fluctuate in both the East-West and North-South directions, and they do induce GIC in latitudinally extended electric power line. The both vortex-like currents connected with the field-aligned currents and auroral electrojet have significant contribution into the strong GIC variations. The spatial-temporal distribution of the geomagnetic field variations are does not coincide with the spatial-temporal distribution. So the strong GIC is not always associated with the strong geomagnetic disturbance but it associated with fast geomagnetic disturbances embedded into strong magnetic bay.

Introduction

One of the most significant factors of space weather for terrestrial technological systems is geomagnetically induced currents (GICs) in conductor systems caused by abrupt changes of the geomagnetic field [*Lanzerotti*, 2001]. GICs associated with great magnetic disturbances were found to be dangerous for various technological systems, causing malfunction of railway equipment, disruption of ground and transatlantic communication cables, deleterious impacts on telephone lines, and reduction of the lifetime of pipelines [*Pirjola et al.*, 2005].

GIC are often modeled as fluctuations of intensity of the East-West auroral electrojet producing telluric currents in the longitudinal direction [*Boteler et al.*, 1998]. On the basis of these notions, it is commonly supposed that geomagnetic disturbances are most dangerous for technological systems (like power lines, and oil/gas pipe lines) extended in the longitudinal direction. However, it was found that fast small-scale ionospheric current structures can provide a significant contribution to rapid geomagnetic field variations, responsible for GIC generation [*Viljanen et al.*, 2001; *Belakhovsky et al.*, 2018; *Belakhovsky et al.*, 2017]. Thus, to characterize the geomagnetic field variability one needs finer characteristics than the widely used time derivative of the X-component (North-South) of the geomagnetic field dX/dt. It is still tempting to find an adequate tool to reveal the temporal-spatial features of geomagnetic field variations most relevant to the GIC generation.

Here we consider the contribution of geomagnetic disturbances to the rapid growth of the GIC in electric power lines of Kola Peninsula and Karelia for the 7-8 September 2017 strong geomagnetic storm.

Data and methods

A system to monitor the impact of GIC on power lines was deployed in 2011 in the Kola Peninsula and Karelia by the Polar Geophysical Institute and the Center for Physical and Technical Problems of North's Energetic. The system consists of 4 stations at 330 kV power line and a station at the 110 kV power line. Each station records a quasi-DC current in the dead-grounded neutral of the transformer.

The variations of the geomagnetic field were measured by IMAGE magnetometers with 10-sec time resolution. For an array of magnetometers oriented along a geomagnetic meridian, the vector diagram method can be applied. The Finnish Meteorological Institute provides the online (*http://space.fmi.fi/image/beta/*) capability to compute and visualize 2D ionospheric equivalent current vectors from the IMAGE magnetometers. For the equivalent current modeling, the method of spherical elementary current systems has been used [*Amm & Viljanen*, 1999]. The method is based on the fact that the horizontal ionospheric currents can be divided into divergence-free and curl-free components. The curl-free horizontal currents close the field-aligned currents linking the upper atmosphere with magnetospheric processes. The technique determines the divergence-free component of the equivalent ionospheric currents (which roughly describes the distribution of ionospheric Hall currents) from ground-based magnetometer data.

GIC event induced by substorm on 7-8 September 2017

We consider the strong magnetic storm on 7-8 September 2017 that was initiated by an interplanetary shock arrival at ~23:30 UT on 7 September. After ~20:00 UT on 7 September, IMF Bz gradually turned southward (<0) and remained steady at about -10 nT to -30 nT until ~04:00 UT on 8 September. The solar wind speed reaches the high value 870 km/s. This produced driving of the magnetosphere into a magnetic storm, during which geomagnetic indices reached maximal values of $|Dst| \sim 150$ nT and AE ~ 2700 nT.

This period coincided with a period of maximum of magnetic bay magnitude at the IMAGE magnetic stations from 20-04 UT (Fig. 1). The magnetic bay was observed only in the *X*-component (more than 3000 nT at SOD station). During the period of maximal magnetic disturbance, intense Pi3 pulsations were superposed on the magnetic bay. These pulsations are not quasi-sinusoidal waves like typical Pc5 pulsations; they are rather quasi-periodic sequences of magnetic impulses. The time scale of these oscillations varies from ~20 min at lower latitudes up to ~10 min at higher latitudes (Fig. 1).

During this substorm extremely high values of GIC were recorded (up to \sim 85 A per node) at station VKH, from \sim 22:00 to \sim 02:00 UT on 7-8 Sept 2013 (Fig. 2).





Figure 1. X-component of geomagnetic fields at the latitudinal array of stations NOR-IVA-SOD-OUJ-HAN for the 7-8 September 2017. Geomagnetic latitudes are indicated near the station codes.

Figure 2. GIC data at stations VKH, KND for the 7-8 September 2017. Geomagnetic coordinates are shown near station codes.

During the magnetic storm the magnetic disturbance gradually increased and then slowly decayed, and was mainly oriented in the X-direction. However, during the maximal disturbance magnetic variations became more chaotic. Comparison of the magnitude of magnetic disturbances ΔX and ΔY with amplitudes of time derivatives |dX/dt|, |dY/dt| (Fig. 3) shows that though the magnetic disturbance was much larger in the X-component than in the Y-component, $|\Delta X| >> |\Delta Y|$, the time derivative $|dY/dt| \ge 1200$ nT/min was larger than the time derivative $|dX/dt| \ge 1000$ nT/min. Therefore, variations of both horizontal components provided a similar contribution to the increase of $|d\mathbf{B}/dt|$. Magnetic field variations are composed from time variations and variations caused by fast azimuthal drift of Pi3 structures. The vector diagrams of ionospheric current variations (Fig. 4) with time cadence 1 min show that the Pi3 pulsations were a sequence of localized vortex-like structures.

The method of 2D equivalent currents reveals the formation of the vortex-like intensifications during the growth of GIC with epicenter at 66°-67° geomagnetic latitudes, i.e. under the Kola Peninsula (Fig. 5). It is seen that for some moments the ionosphere currents have vortex-like structure (left panel), for another moment the structure of the ionosphere currents is complicate. It seems like a mixture of the auroral electrojet and vortex like currents connected with the field-aligned currents in the magnetosphere.

The analysis of the spatial-temporal distribution of the geomagnetic field variations are does not coincide with the spatial-temporal distribution of its derivation (Fig. 6) during the strong GIC growth at VKH and KND stations. So the strong GIC is not always associated with the strong geomagnetic disturbance but it associated with fast geomagnetic disturbances embedded into strong magnetic bay.





Figure 3. Comparison between GIC amplitudes, time derivatives |dX/dt| and |dY/dt| [nT/min], and ΔX and ΔY components of geomagnetic field [10⁴·nT] at nearby stations VKH and LOZ for the 7-8 September 2017.

Figure 4. Vector diagrams of magnetic field variations corresponding for the 7-8 September 2017 with time cadence 1 min.



Figure 5. The 2D model of equivalent ionosphere currents constructed from the IMAGE magnetometer data for the 7-8 September 2017 at 16.05 UT (*left*) and 23.57 UT (*right*).

Conclusions

The analysis of the geomagnetic disturbances and GIC variations for the strong magnetic storm 7-8 September 2017 shows that the large-scale structure of the X-component of the disturbed geomagnetic field is mainly determined by

the ionospheric East-West electrojet. In smaller regional scales, weaker but rapidly varying localized vortex-like current systems are superposed on the electrojet. These current structures produce intense GICs, as observed by the GIC recording system of the power lines in the Kola Peninsula.



Figure 6. The GIC at VKH, KND stations; latitude-UT distribution of the geomagnetic field variations (Xcomponent) according to the IMAGE magnetometer data; latitude-UT distribution of the dX/dt.

The spatial-temporal distribution of the geomagnetic field variations are does not coincide with the spatial-temporal distribution of its derivation. So the strong GIC is not always associated with the strong geomagnetic disturbance but it associated with fast geomagnetic disturbances embedded into strong magnetic bay.

A quasi-periodic sequence of localized vortex-like structures observed by magnetometers produces very high values of GIC (up to ~85 A). The night-side solitary vortices observed as magnetic pulses with large amplitudes superposed on the substorm-related magnetic bay have been observed to be accompanied by very intense GICs. These results have confirmed that GIC cannot be modeled by a simple model of the extended ionospheric current and dictate the necessity to take into account superposed localized vortex-like current systems.

Acknowledgements. We thank the national institutes that support the IMAGE magnetic observatories (*http://www.ava.fmi.fi/image*). The interplanetary parameters were taken from the OMNI database (*https://omniweb.gsfc.nasa.gov*).

Reference

- Amm O., A. Viljanen. Ionospheric disturbance magnetic field continuation from the ground to the ionosphere using spherical elementary current systems // Earth Planets Space, 51, 431-440, 1999.
- Belakhovsky V.B., V.A. Pilipenko, Ya.A. Sakharov, D.L. Lorentzen, S.N. Samsonov. Geomagnetic and ionospheric response to the interplanetary shock on January 24, 2012 // Earth, Planets and Space, 69:105, doi:10.1186/s40623-017-0696-1, 2017.
- Belakhovsky V.B., V.A. Pilipenko, Ya.A. Sakharov, V.N. Selivanov. Characteristics of the geomagnetic field variability for the study of the magnetic storm and substorm impact on electrical power systems // Physics of Solid State, №1, 173–185, 2018.
- Boteler D.H., R.J. Pirjola, H. Nevanlinna. The effects of geomagnetic disturbances on electrical systems at the Earth's surface // Adv. Space Res. 22, 17-27, 1998.
- Lanzerotti L.J. Space weather effects on technologies // Space Weather, Geophys. Monogr. Ser. AGU. 125, p. 11, 2001.
- Pirjola R., K. Kauristie, H. Lappalainen, A. Viljanen, A. Pulkkinen. Space weather risk // Space Weather. 3. S02A02. 2005.
- Viljanen A., H. Nevanlinna, K. Pajunpaa, A. Pulkkinen. Time derivative of the geomagnetic field as an activity indicator // Ann. Geophys. 19. 1107-1118. 2001.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.13-16

WESTWARD PROPAGATION OF SUBSTORM BY THEMIS AND GROUND-BASED OBSERVATIONS

I.V. Despirak, T.V. Kozelova, B.V. Kozelov, A.A. Lubchich

Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia, e-mail: despirak@gmail.com

Abstract. The analysis of the substorm activity on December 24, 2014 in the interval from ~ 16 to ~ 17:30 UT was carried. During this period, the substorm disturbances of the fields and fluxes of energetic particles were recorded on THE and THD satellites, which were in the midnight sector of the magnetosphere at $r \sim 8.5$ -10.3 R_E. The disturbances in the geomagnetic field are registered at Tiksi, Dixon, Amderma, Lovozero stations and IMAGE magnetometer network. In addition, aurora activity was observed by all-sky camera in Apatity (APT). Magnetic activity began at the DIX at $T_0 \sim 16:10$ UT, then the increasing of the westward electrojet occurred at more western stations, from AMD at $T_1 \sim 16:35$ UT to LOZ at $T_2 \sim 16:45$ UT. An analysis of ground-based data showed that certain variations of the D-component of the magnetic field were registered and these variations appear at different longitudes according to the moving of the westward traveling surge (WTS). We suggested that the active arc associated with the "onset" of this substorm was located between THD and THE (in the radius direction), because near moment T_0 the different signs of the E_X components on two satellites were observed and more early beginning of the disturbances was registered on THE satellite. The propagation of disturbances from onset region to the West from the region of "onset": small, discrete, localized on latitude, auroral arc, the western edge of this arc propagated westward; so-called "beads" in the auroras; "auroral horn", i.e. the bright arc, which moving ahead the WTS faster than WTS. Several precursors confirm the azimuthal propagation of the disturbance from the onset region to the West.

Introduction

Among all substorm observations were investigated also such cases of auroral activity, when the onset and the expansion of the substorm occurs at one longitude sector, but main observations were located at another longitude sector. For example, cases, when the substorm onset was registered at the one longitude, but all-sky camera data were available only on \sim 2-3 MLT to the West. Therefore, arises the opportunity to register some precursors of substorm, which occurs before, simultaneously or small after the substorm onset at more western longitude sector.

Researchers often described the substorm precursors that are registered in the auroras before breakup. Among them distinguished North-South aligned (N-S) auroral features, which occur at the polar auroral boundary and propagated equatorward. Presumably these N-S aligned auroral features are associated with the PBIs (Polar Boundary Intensifications) (e.g. [1]). However, according to the precursors classification of [2], may be also East -West aligned forms of auroras preceding breakup. These E-W features of auroras may be related to the ballooning waves propagating in the plasma sheet [3]. One of the precursors of substorm is the "auroral horn" which sometimes observed before the front of the West Traveling Surge (WTS) ([4]; [5]; [6]). Fig. 1 shown the schematic picture of the westward propagation of "auroral horn" [7]. Onset of the substorm was near Novaya Zemlya archipelago (the geographic longitude \sim 50°E), after two minutes from onset the auroral "horn" reached the longitude of 12°E, i.e. their velocity was ~ 16 km/s. While the WTS velocity was estimated as ~ 2-3 km/s.

In our work we analyzed the substorm on 24 December 2014 with the onset near Amderma (longitude $\sim 61^{0}40'E$), which was registered by ground-based and satellites data, the propagation of substorm to the West according magnetometers data and the occurrence of some precursors of substorm above Apatity (longitude $\sim 33^{0}24'E$).



Figure 1. Schematic picture of the auroral horn. Figure takes from work [7]

Data

Ground-based auroras observations on MAIN cameras in Apatity (APT) ($67^{\circ}34'N$; $33^{\circ}24'E$), magnetic disturbances at Dixon (DIX), Tiksi (TIK), Amderma (AMD), Loparskaya (LOP) and Lovozero (LOZ) stations and IMAGE magnetometers and also the variations of the fields and particle fluxes from two THEMIS satellites (THE and THD) were used. Schematic development of substorm, coordinates of magnetic stations, projections of THD and THE orbits are presented in Fig. 2. Both satellites were over Amderma region at ~ 16: 30- 17:00 UT, then THD moved to the West and ~ 18: 30 UT reached the Kola Peninsula, and THE turned to the South. Schematic locations of magnetic stations DIX, AMD, LOP, APT and IMAGE network indicated by blue stars. Vertical lines marked the onset of the disturbances by ground-based data and moments of the onset of disturbances on satellites: T_0 - the onset of the substorm near the DIX (red line); $T_{FD} \mu T_{FE}$ – the moments of the onset of fast plasma flows on the corresponding satellite (green lines); T_2 - the onset of the substorm expansion phase on the satellite (green lines).



Figure 2. Projections of the THD (*red line*) and THE (*blue line*) from 14:30 to 20:50 UT on 24 December 2014. The locations of magnetic stations are marked by stars. Orange strips shown the schematic substorm expansion to the West.

Results

a) Substorm development by satellite and magnetometers data

In Fig. 3a shown the variations of magnetic and electric fields, fluxes of energetic electrons in the initial period, from 16:30 to 16:38 UT. Following moments were distinguished: T_{FD} =16:33:24 UT, moment of beginning of the plasma flow and E- and B- field variations for THD; T_{FE} = 16:31:12 UT, the moment of the beginning of the local dipolarization of the magnetic field and localized increases in the electron fluxes on THE. It is seen the almost simultaneous onset of growth of the magnetic field and plasma flows were registered both for THE and THD satellite. However, it was observed the advance of the beginning of these growth on the THE. The first to observe an increase in the azimuthal velocity component in a western direction ($V_{Y} \sim 150$ km/s) on the THE. Moreover, the different signs of the X- components of electric field on the two satellites near moments T_{FD} and T_{FE} were registered: for THD E_X >0 before T_{FD} moment and E_X <0 for THE before T_{FE} moment. It indicates that the active arc associated with the substorm onset was located in radial direction between THD and THE.

The development of magnetic disturbances according to ground-based data is shown in the Figs. 3b and 3c (bottom). Fig. 3b shown the data from FGM, EFI, SST, MOM instruments of THD satellite and magnetometers (TIK, AMD, DIX, LOV, IVA, KEV, MUO, AND) data. In Fig. 3c the same instruments from THE satellite and AMD magnetometer data are presented. First short localized magnetic bay $\Delta H < 0$ was observed at DIX at ~16:10 UT (dotted line). This bay was accompanied by riometric absorption (picture not presented), which usually appearing in the grow phase of the substorm. Accordingly, onset of the substorm was registered at the DIX (~16:10), then westward electrojet decreases at eastern stations and occurs at AMD (~16:35) and LOZ (~16:45). The smooth start of the increasing of electrojet at AMD was determined by a small increase in the D-component ($\Delta D> 0$) around the time T₁~ (16: 35-16: 37) UT. Noted that a weak burst of Pi1B pulsations was recorded in Lovozero at this time (picture not presented here). It is seen the azimuthally westward moving of E-component maximums, from AMD to AND station, i.e. from the onset region to the West. Two red dotted lines marked the propagations of magnetic field variations during two substorm intensifications.

Substorm variations from THD and THE satellite data are recorded on the top panels in Figs. 3b and 3c. It is shown the behavior of magnetic field, electric field and particle fluxes in the magnetosphere on $r \sim 8.5-10.3$ R_E during substorm expansion phase, in the period 16:00 - 17:30 UT. Moments T₁, T₂, T₃ were distinguish by all-sky camera data (see Fig. 4) and shown here for comparison. It is seen that these moments do not coincide with the onset of disturbances on satellites, first variations in the magnetosphere were registered before T₁ (onset of pseudo-breakup). Near T₁, T₂, T₃ were registered the dipolarization fronts (DF), which usually characterized by sudden jump of magnetic field, B_Z component of magnetic field, increasing of ion and electron fluxes.

I.V. Despirak et al.



Figure 3. *a*) THD (*top*) and THE (*bottom*) in the initial period of disturbances, 16:30-16:38 UT; *b*) FGM, EFI, SST, MOM instruments of THD and magnetometers (Tiksi, Amderma, Dixon, Lovozero, Ivalo, Kevo, Muonoi, Andoya); *c*) the same instruments from THE + Amderma magnetometer. Vertical lines marked time moments distinguished by all-sky camera (*blue lines*) and by satellite data (*green lines*).

b) auroras observations

Fig. 4 and Fig. 5 demonstrated the auroral activity by data of all-sky camera at the Apatity: keograms for 16:30-17:00 and images of all-sky camera for period 16:33-16:53UT.

According to auroras development, the following time points can be determined: 1) $T_1 \sim (16:35-16:37)$, the appearance of a weak narrow auroral arc along the latitude $\varphi \sim 67.5^{\circ}$ (precursor of the pseudo-breakup, that occurs near AMD); 2) $T_2 \sim (16:43-16:45)$, the appearance of a new very bright arc to the North of LOZ along the latitude $\varphi \sim 68.5^{\circ}$ (onset of the breakup); 3) $T_3 \sim (16:52-16:53)$ - the moment when the west edge of westward traveling surge (WTS) of auroras passes by the LOZ meridian. Moments T_1 , T_2 and T_3 are marked in Fig. 3 for comparison with THE and THD data. Noted, that moments T_2 and T_3 correspond the time moments of the onset and the maximum of Pi1B pulsations with period $\tau = 0.2-15$ s, which were observed in Lovozero (the picture not presented here).

First precursor was observed near the moment T_1 . It was the discrete, localized on latitude, auroral arc occurs over Apatity, then this arc propagated westward. Noted that this arc arises ~ the 2 MLT to the West from the region of substorm "onset" which was determined from Siberian magnetometers. We purpose that this arc is the precursor of "onset" of pseudobreakup, which was registered near Amderma in this time. We estimated the velocities of westward propagation for the arc moving and for moving of onset disturbances registered by THE and THD satellite. According our calculations, the velocity of arc was ~2.5 km/s, while the velocity of propagation of magnetospheric disturbances in the ionosphereic projections (onto the map) was ~3 km/s. Second precursor was registered near ~16:40 -16:42 UT, it was so-called "beads" structure in the auroras, which were usually observed before the breakup arc [8] (the picture not shown here). Additionally, near the moment T_3 , it is seen also the bright arc, which moving ahead the WTS front and was aligned from East to West, so-called "auroral horn" [4]. In our event there were three "horns" observed, we estimated the velocity of the third "horn", it was ~ 14.3 km/s. Whereas, according to magnetometers data, the WTS velocity was ~ 3.1 km/s.

Conclusions

1) "Onset" of the substorm was located near AMD, between THD and THE.

- 2) DFs and injection of energetic electrons in the magnetosphere were observed near the moments of a sudden auroras increase (brightening of auroral arcs, breakup and the appearance of WTS).
- 3) The azimuthal propagation of the distributions from "onset" region to the West, which confirmed early beginning of disturbances on the eastward satellite (THE) and westward propagation of certain variations of the D components of the ground-based magnetic field.
- 4) Several precursors (small, localized auroral arc, which propagated westward; so-called "beads" structure in the auroras and "auroral horn"), which were observed before breakup, confirm the propagation of the disturbance from the onset region to the West.



Figure 4. Keograms for time period from 16:30 to 17:00 UT: (a) – filtered by the horizontal-time gradient; (b)- by the vertical-spatial gradient, (c)- non-filtered.



Figure 5. Some images of auroras projections on the altitude 100 km for period 16:33-16:53 UT.

References

- 1. Rostoker, G., A.T.Y., Lui, C.D. Anger, J.S. Murphree (1987a), *Geophys. Res. Lett.*, 14, 407–410. doi:10.1029/GL014i004p00407.
- 2. Mende, S.B., H.U. Frey, V. Angelopoulos, Y. Nishimura (2011), J. Geophys. Res., 116, A00I31. doi:10.1029/2010JA015733.
- 3. Kornilov, I.A., T.A. Kornilova, I.V. Golovchanskaya (2015), Geomagn. Aeron., 55, no. 2, 222–230.
- 4. Yahnin, A.G., V.A. Sergeev, R.J. Pellinen, W. Baumjohann, K.U. Kaila, H. Ranta, J. Kangas, O.M. Raspopov (1983), J. Geophys. Res., 53, 182.
- 5. Opgenoorth, H.J., R.J. Pellinen, W. Baumjohann, E. Nielsen, G. Marklund, L. Eliasson (1983), J. Geophys. Res. 88, 3138.
- 6. Rostoker, G., A. Valiance Jones, R.L. Gattinger, C.D. Anger, J.S. Murphree (1987b), *Geophys. Res. Lett.*, 14, 399.
- 7. Koskinen, H.E.J., T.I. Pulkkinen, R.J. Pellinen (1990), Planet.Space Sci., 38(9), 1179-1186.
- 8. Kornilov, I.A., T.A. Kornilova, I.V. Golovchanskaya (2016), Geomagn. Aeron., 56, no. 2, 200-208.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.17-19

MAGNETIC SUBSTORMS IN DEPENDENCE OF LARGE-SCALE STRUCTURE OF THE SOLAR WIND

I.V. Despirak¹, A.A. Lubchich¹, N.G. Kleimenova²

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia, e-mail: despirak@gmail.com ²Schmidt Institute of the Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

Abstract. The aim of our work is to study a possible influence of the solar wind large-scale structure on the substorm appearance. The substorms have been studied basing on the data obtained from SuperMAG and IMAGE networks. Three types of substorms have been considered: two types of the substorms observed at the geomagnetic latitudes higher ~ 70° CGC ("polar" and "expanded" substorms) and the supersubstorms (substorms with SML index < - 2500 nT). Different solar wind types were determined by OMNI data base and the catalog of the large-scale solar wind phenomena. Six basic solar wind types were considered: the high speed streams from coronal holes (FAST); the interplanetary manifestations of coronal mass ejections: the magnetic clouds (MC) or EJECTA; the regions of compressed plasma before these streams – CIR and SHEATH; the slow solar wind (SLOW) streams. It is shown that the distribution of these 3 types of substorms on the different solar wind streams is almost opposite. "Expanded" substorms are observed during FAST streams, in plasma compression regions (CIR and SHEATH) and sometimes during EJECTA observed against the background of FAST streams. "Polar" substorms are observed during SLOW streams and EJECTA that occur against the background of a slow stream and sometimes at the end or the beginning of a FAST. Supersubstorms (SSS) were associated with SHEATH, MC, EJECTA and they almost did not observe during FAST and SLOW streams. Thus, the impact of the different solar wind large-scale structure controls the ground-based substorm type appearance.

Introduction

It is known that solar wind is not inhomogeneous, there are different streams and structures [1], [2], [3]. The complex large-scale structures of the solar wind can be divided into three main types: (i) Slow solar wind. It is the slow flux of solar plasma above the coronal streamers, with the velocity \sim 300-450 km/s. (ii) Quasistationary high speed streams over coronal holes (velocity \sim 600-1000 km/s). There are recurrent streams with the period of appearance 27 days. These streams responsible for recurrent geomagnetic disturbances. (iii) Interplanetary Coronal mass ejections (CME), which are sources of sporadic high-speed streams and sporadic geomagnetic activity. Moreover, certain solar wind type can be considered as a driver of geomagnetic activity. Because certain type of the solar wind is characterized by different plasma and field parameters and within certain solar wind type values of these parameters vary only slightly.

At the present time different classifications of the solar wind types were developed; one of these is the catalog of large-scale solar wind phenomena [4]. The purpose of our work is the study of the influence of different types of the solar wind on the geomagnetic disturbances, namely on magnetic substorms.

Data

We defined the solar wind types using the catalog of the large-scale solar wind phenomena (*ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni/*) and the OMNI data base. In this catalog there were 3 quasistationary, 5 disturbed types of the solar wind and shock waves are distinguished: 1) heliospheric current sheet (HCS); 2) slow plasma flows above streamers (SLOW); 3) high speed streams over polar coronal holes (FAST); 4) and 5) coronal mass ejections, which consists from body of CME – magnetic cloud (MC) or EJECTA- and the plasma compression region on their front (SHEATH); 6) a plasma compression region before the fast stream (CIR);7) and 8) direct and reverse shock waves (IS and ISa). In our work we were considered first 6 these types of the solar wind, but HCS was considered not as separated type, it included in the SLOW type.

The substorm intensity is measured usually by AE, AL, AU indices of geomagnetic activity. However, in our work we used the SML index, which calculated by using the data from all SuperMAG system station, because we considered very intense substorms (supersubstorms), which develop in wide area, from lower to high geomagnetic latitudes.

To study the high-latitudinal substorm dynamic, we used the magnetic data of the IMAGE network, from 57° to 75° of the geomagnetic latitudes. Note that the westward electrojet may be not inhomogeneous, and the concept of the electrojet "center" (the location of most intense current) was often used for the determination of the latitudinal location of the electrojet. We used this concept for the determination of the location of maximal latitude, which was registered by polar expansion of westward electrojet. Accordingly, high-latitude magnetic substorms were identified using the data from the IMAGE meridian chains TAR–NAL (Tartu (TAR), CGC lat. = 54.47° ; Ny Ålesund (NAL), CGC lat. =

75.25°) for 1995, 1996, 1999, and 2000 years. For these four years there were over 400 events of high-latitude substorms selected and analyzed.

Results

The aim of our work is to consider three special types of substorms, which are only recently identified: extremely intense substorms [5], [6] and substorms observed at very high latitudes [7], [8]. We analyzed three special types of magnetic substorms:

1) First type represents extremely intense substorms (supersubstorms - SSS) which are typically observed at auroral latitudes. There are substorms, when SML or AL indices reach very high negative values (< -2500 nT). The study of the SSS events was based on the data from magnetic ground-based observations of the SuperMAG network and Scandinavian IMAGE network.

2) The second type represents the "substorms on the contracted oval" or "polar" substorms which were observed under quiet geomagnetic conditions, when the auroral oval is compressed and shifted poleward of the location of those stations from which standard magnetic activity indices are calculated. Fig. 1 presents some magnetic stations, which correspond to the location of "contracted", "extended" and "normal" auroral oval. It is seen that "polar" substorms are substorms, which are registered only at the magnetic latitudes over 70 degrees in the absence of disturbances at the lower latitudes.

3) The third type represents the "substorms on the extended auroral oval" or "expanded" substorms, which were observed under disturbed geomagnetic conditions. These type of substorm starts at the latitudes of the auroral zone and then moves poleward. Namely, the substorm onset was observed at latitudes from 54 to 66 degrees of geomagnetic latitudes. In the maximal phase of the substorm, the "center" of the westward electrojet is observed at very high geomagnetic latitudes (above 75 degrees), at the LYR or NAL station. Fig. 1 presents some magnetic stations, which correspond to the location of "contracted", "extended" and "normal" auroral oval.



Blue points – stations on contracted oval Green points – stations on auroral oval (normal) Red points – station of extended auroral oval

Figure 1. The map of some magnetic stations, which correspond to the location of "contracted", "extended" and "normal" auroral oval.

Some examples of supersubstorms, "polar" and "expanded" substorms collected from-SuperMAG and IMAGE stations have been presented in our previous works [8, 9]. The objective of this work is to systematize the previously obtained results and to reveal the connection between supersubstorms (SSS), "polar" and "expanded" substorms and the large-scale solar wind structure.

We performed the comparative analysis of the distribution of substorms on the solar wind types. The occurrence of SSS events, "polar" and "expanded" substorms was compared with the simultaneous observations of different types of the solar wind. The comparative histograms of the supersubstorms distribution by the solar wind types shown in Fig. 2. It is shown that the distributions of these three types of substorms differ sharply, the observation conditions are almost opposite.



Figure 2. Histograms of distribution of "expanded" (*burgundy color*), "polar" (*blue color*) and supersubstorms (*red color*) by solar wind type. The number of events is plotted along the vertical axis.

It is seen that supersubstorms are observed: (i) mainly during solar wind magnetic clouds and SHEATH region (plasma compression region before MC/Ejecta); (ii) only sometimes they may be observed during Ejecta; (iii) very seldom SSS can be observed during FAST and CIR region (plasma compression region before FAST).

The "polar" substorms are observed: (i) mainly during SLOW solar wind streams; (ii) at the end of high-speed streams (FAST); (iii) sometimes during Ejecta. But it was only during Ejecta against to background of the SLOW stream; (iiii) not observed – during magnetic clouds.

It is seen that the "expanded" substorms are observed: (i) mainly during high-speed streams (FAST); (ii) during two regions of plasma compression – CIR and SHEATH; (iii) sometimes during Ejecta. But during these Ejecta which were observed against the background of a high speed stream (FAST); (iiii) only few events are registered during SLOW streams; (iiiii) only few events are registered without certain types of the solar wind.

Conclusions

The comparative analysis shown that under different space weather conditions different types of substorms are observed:

- The supersubstorms were observed during SHEATH and MC, namely during interplanetary manifestations of coronal mass ejections.
- The "expanded" substorms were registered during high-speed streams from coronal holes and compressed plasma region (Sheath and CIR).
- The "polar' substorms were observed during slow streams and Ejecta which were associated with slow stream, also at the end of high speed streams, when solar wind velocity decrease from high to low values.

Thus, 3 types of substorms appear under different solar wind types and we can suppose, that they reflect different sources. But this question is open yet.

References

- 1. Pudovkin, M.I. (1996). Solar wind. Sorovskii Obraz. Zh. 12, 87-94.
- Yermolaev, Yu.I. (1991). Large-scale structure of solar wind and its relationship with solar corona: Prognoz 7 observations. *Planet. Space Sci.*, 39, no. 10, 1351–1361.
- 3. Liou, K., T. Sotirelis., I. Richardson (2018). Substorm occurrence and intensity associated with three types of solar wind structure. J. Geophys. Res. 123. 485–496, doi:10.1002/2017JA02445
- Yermolaev, Yu.I., N.S. Nikolaeva, I.G. Lodkina, M.Yu. Yermolaev (2009). Catalog of large-scale solar wind phenomena during 1976-2000. Cosmic Research (Engl. Transl.), 47, 81-94.
- 5. Tsurutani, B.T., R. Hajra, E. Echer, J.W. Gjerloev (2015). Extremely intense (SML≤-2500 nT) substorms: isolated events that are externally triggered? *Ann. Geophys.*, 33, 519–524.
- Hajra, R., B.T. Tsurutani, E. Echer, W.D. Gonzalez, J.W. Gjerloev (2016). Supersubstorms (SML <-2500 nT): Magnetic storm and solar cycle dependences. J. Geophys. Res.: Space Physics, 121, 7805–7816, doi: 10.1002/2015JA021835
- Kleimenova, N.G., E.E. Antonova, O.V. Kozyreva, L.M. Malysheva, T.A. Kornilova, I.A. Kornilov (2012) Wave structure of magnetic substorms at high latitudes. *Geomagn. Aeron.*, 52, no. 6, 746–754.
- 8. Despirak, I.V., A.A. Lyubchich, N.G. Kleimenova (2014). Polar and high latitude substorms and solar wind conditions. *Geomagn. Aeron.*, 54, no. 5, 575–582.
- 9. Despirak, I.V., A.A. Lubchich, N.G. Kleimenova (2018). High-latitude substorm dependence on space weather conditions in solar cycle 23 and 24 (SC23 and SC24). J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 177, 54–62. doi 10.1016/j.jastp.2017.09.011



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.20-23

HIGH-LATITUDE GEOMAGNETIC RESPONSE TO THE ABRUPT IMF **CHANGES DURING THE 22 JULY 2009 MAGNETIC STORM**

L.I. Gromova¹, N.G. Kleimenova^{2,3}, S.V. Gromov¹, L.M. Malysheva²

¹Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Troitsk, Moscow, Russia, e-mail: gromova@jzmiran.ru

²Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

³Space Research Institute, Moscow, Russia

Abstract. The strongest magnetic storm has happened on 22 July 2009 in the deep minimum of the solar cycle activity. This storm was short, only about one day duration. In the storm main phase, the SymH value reached almost -100 nT at \sim 06 UT, after that, the direction of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) became northward, and the storm recovery phase started. However, at about 07 UT, the IMF turned southward, that caused the beginning of the second step of this magnetic storm. Near the maximum of this stage, the strong irregularity is appeared when the IMF By and Bz components simultaneously changed from \sim +7 nT to \sim -14 nT and from \sim -15 nT to \sim +5 nT correspondingly. In this paper we analyzed the global effects these abrupt IMF changes on the geomagnetic activity at the high-latitudes. The strong dayside magnetic bay occurred at the Scandinavian IMAGE magnetometer chain. As a rule, such dayside magnetic bays are observed under the absent of the night side substorm activity. However, in the considered event, the dayside polar magnetic bay was accompanied by the intense high-latitude disturbances observed not only in the night side, but in the global scale as well. We suppose that this dayside polar magnetic bay was not typical and was not associated with the local polar field aligned currents enhancement. Probably, it was caused by the development of the global complicated system of the ionospheric currents as a response to the abrupt IMF changes.

Introduction



Figure 1. Progression of the Solar Cycles 23 and 24 (https://www.swpc.noaa.gov/products).

In the deep minimum of the solar activity (Fig. 1), the magnetic storm was observed on 22 July 2009. It was the 2009 strongest storm of (Ap=24), see https://www.spaceweatherlive.com. This storm could be classified as a CIR driven storm [Perez et al., 2012]. The magnetic storms driven by corotating interaction regions (CIRs) originating at coronal holes on the Sun is especially interesting because while they are generally weaker storms, they often result in more efficient coupling into the Earth's magnetosphere [e.g., Tsurutani et al., 2006]. We analyzed the global effects of the abrupt IMF changes on the geomagnetic activity at the highlatitudes. Typically, high-latitude daytime magnetic bay-like disturbances are observed under the northward IMF and in the absent of the night side substorm activity [Kleimenova, 2015, Gromova, 2016]. But during this storm, the polar magnetic bay observed at 09-10 UT under the positive IMF Bz was accompanied by the intense high-latitude disturbances observed

not only in the night side, but in the global scale as well.

The aim of our paper is to analyze the global effects these abrupt IMF changes on the geomagnetic activity at the high-latitudes during the storm that was untypical for the most magnetically quiet 2009 year and characterized by unusual development of the recovery phase.

Observations

1. As for every CIR driven storm [e.g., Tsurutani et al., 2006], during the magnetic storm on 22 July 2009, the solar wind was characterized by the slow changes in the velocity (300 - 450 km/s). The solar wind density slowly rose (from 12 up to 45 1/cm³ over the 6 hours interval) and rapidly dropped near the peak of the storm (from 45 to 15 1/cm³ in one hour). Variations of the By and Bz components of the IMF, the solar wind parameters V, Np and SymH and Al indices of the geomagnetic activity are shown in Fig. 2 (from the IMF data sets of OMNI database, http://omniweb.gsfc.nasa.gov).

The storm had two steps in its development caused by the change of the IMF direction. In the storm main phase, the SymH value reached almost -100 nT at \sim 06 UT, after that, the IMF direction became northward, and the first recovery phase started. But at about 07 UT, the IMF turned southward, that caused the beginning of the second step of this magnetic storm. Near 09 UT, the IMF Bz and By suddenly abrupt changed, the IMF Bz changed from negative to positive (from ~-15 nT to ~+5 nT) while the IMF By became strong negative (from ~+7 nT to ~-14 nT).

2. As a response of the 09 UT abrupt IMF change, the strong (up to 400 nT) negative magnetic bay appeared near local noon at the polar latitude stations of the Scandinavian IMAGE magnetometer chain (Fig. 3a, data from *http://space.fmi.fi/image*). Its sign coincided with the IMF due to the ratio |IMF By|/|IMF Bz| > 3. The equivalent ionospheric currents by MIRACLE model (*http://www.space.fmi.fi/MIRACLE/ECLATandMIRACLE/*) demonstrate the time evolution of the westward equivalent currents at the polar latitudes. They shifted from ~70° to ~77° of the geomagnetic latitudes Φ (Fig. 3b).



Figure 2. The IMF components, the solar wind parameters and the geomagnetic activity indices SymH and AL on 22 July 2009. The blue arrow shows the time point of the polar substorm under consideration.



Figure 3. (*a*) High-latitude IMAGE magnetograms. The blue arrow shows the time point of the short polar substorm. (*b*) Equivalent ionospheric currents by MIRACLE model. Blue colors (negative numbers on the scale) mark westward currents.

Discussion

Geomagnetic disturbances in the dayside sector of the high latitudes could be indicated by the horizontal electric currents in the ionosphere which were termed the polar electrojet [*Aakjær*, 2016]. Similar disturbances have been previously reported by many authors [e.g., *Iwasaki*, 1971; *Friis-Christensen and Wilhjem*, 1975; *Feldstein*, 1976, 2006]. It was shown that dayside high-latitude magnetic bays are typically observed under the positive IMF Bz.-The direction of these ionospheric currents (i.e., the sign of the dayside polar bay) is mainly controlled by the IMF By sign [*Sumaruk and Feldstein*, 1973; *Pudovkin et al.*, 1977].

Typically, the high-latitude daytime magnetic bay-like disturbances are observed under the IMF Bz > 0 in the absent of the night side substorm activity [*Kleimenova et al.*, 2015, *Gromova et al.*, 2016]. But during this storm, the dayside polar magnetic bay, observed at 09-10 UT under the positive IMF *Bz* and the negative IMF *By*, was accompanied by the intense high-latitude night side disturbances, so observed in the global scale.

Fig. 4 shows the high-latitude magnetograms and the geographic map with their location. The short negative magnetic bay was observed simultaneously at the high-latitude IMAGE stations (NAL, BJN) in the local daytime, at GDH in the local magnetic morning (blue), and at YKC near the local midnight (dark blue) as well as at other high-latitude stations located in the post-midnight sector of the Earth, e.g., BLC (*http://www.intermagnet.org/*).

L.I. Gromova et al.



Figure 4. The high-latitude magnetograms at different local time (a) and the polar geographic map (b). The dayside stations are shown in red, the morning one – in blue and the night side station – in dark blue.



Figure 5. The map of the vectors of electric field calculated according to the measured magnetic disturbances at the SuperMAG station set.

The global distribution of the ionospheric currents provided by SuperMAG system service (*http://supermag.jhuapl.edu/*) demonstrates the occurrence of the high-latitude vortexes occurred simultaneously at the day-, morning- and night-sides at 0930 UT (Fig. 5a) which quickly disappeared by 0950 UT (Fig. 5b).

At the same time, $\sim 09 - 10$ UT, the GOES 11 satellite demonstrated the dipolarization [*Perez et al.*, 2012] that could cause the development of the global complicated system of the ionospheric currents as a response to the abrupt IMF changes. It is seen that the westward electrojet was observed at high latitudes from the Harang discontinuity (~ 21 MLT) through the midnight and morning sectors up to the late afternoon expanding to the polar latitudes.

According to PGI model of different precipitation zone location auroral precipitation model (*http://apm.pgia.ru/docs/api*) we concluded that the considered polar substorm was developed near the poleward border of the auroral oval, i.e., inside of the closed magnetosphere.

During the considered event, the westward electrojet expanded along the longitude from the Harang discontinuity up to the late post-noon including the polar electrojet (PE) and the dayside polar magnetic bay is a result of the westward electrojet flow from the night toward the dayside as it's shown [Feldstein et al., 2006]. We suppose that the strong IMF Bz (about – 16 nT) before 09 UT promoted the energy loading in the tail which unloaded by the dipolarization leading the westward electrojet development. This westward electrojet expanded azimuthally far from the night-side toward the dayside due to the abrupt IMF changes and the strong value of the ratio |IMF Bz|/|IMF Bz|>3.



Figure 6. The map of different auroral precipitation zones from PGI model.



Figure 7. The scheme of electrojet location during the substorm.

Conclusion

The untypical global magnetic bay has been found during the strong magnetic storm in the deep minimum of the solar activity. The bay was caused by impact of the abrupt change in IMF *Bz* and *By*.

In the considered event, the dayside polar magnetic bay was accompanied by the intense high-latitude disturbances observed not only in the night side, but in the global scale as well. We suppose that these global high-latitude magnetic disturbances were the results of the development of the global complicated system of the ionospheric currents as a response to the abrupt IMF changes which caused the dipolarization in the magnetosphere tail.

Acknowledgement. The work of N.K. and L.M. was partly supported by the Program № 12 of the Russian Academy of Sciences (RAS).

References

- Aakjær, C.D., Olsen, N., and Finlay, C. (2016). Determining polar ionospheric electrojet currents from Swarm satellite constellation magnetic data. Earth, Planets and Space, 68(1), https://doi/10.1186/s40623-016-0509-y
- Feldstein, Y.I. (1976). Magnetic field variations in the polar region during magnetically quiet periods and interplanetary magnetic fields. Space Sci. Rev., 18, N5/6, 777-861.
- Feldstein, Y.I., Popov, V.A., Cumnock, J.A., Prigancova, A., Blomberg, L.G., Kozyra, J.U., Tsurutani, B.T., Gromova, L.I., and Levitin, A.E. (2006). Auroral electrojets and boundaries of plasma domains in the magnetosphere during magnetically disturbed intervals. Ann. Geophys., 24, 2243-2276.
- Friis-Christensen, E., and Wilhjelm, J. (1975). Polar cap currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane. J. Geophys. Res., 80(10), 1248 1256.
- Gromova, L.I., Kleimenova, N.G., Levitin, A.E., Gromov, S.V., Dremukhina, L.A., and Zelinsky, N.R. (2016). Daytime geomagnetic disturbances at high latitudes during a strong magnetic storm of June 21–23, 2015: The storm initial phase. Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.), 56(3), 281–292, *http://doi/10.1134/S0016793216030051*
- Iwasaki, N. (1971). Localized abnormal geomagnetic disturbance near the geomagnetic pole and simultaneous ionospheric variation. Rep. Ionos. Space Res. Japan., 25, 163-286.
- Kleimenova, N.G., Gromova, L.I., Dremukhina, L.A., Levitin, A.E., Zelinskii, N.R., and Gromov, S.V. (2015). Highlatitude geomagnetic effects of the main phase of the geomagnetic storm of November 24, 2001 with the northern direction of IMF. Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.), 55(2), 174–184.
- Perez, J.D., Grimes, E.W., Goldstein, J., McComas, D.J., Valek, P., and Billor, N. (2012). Evolution of CIR storm on 22 July 2009. J. Geophys. Res., 117, A09221, https://doi/10.1029/2012JA017572
- Pudovkin, M.I., Kozelov, V.P., Lazutin, L.L., Troshichev, O.A., Chertkov, A.D. (1977). Physical basis of the forecast of magnetospheric disturbances, Leningrad, Nauka, 312p.
- Sumaruk, P.V, and Feldstein, Y.I. (1973). Seasonal variation of *L*, in the polar region caused by the IMF *By*. Geomagn. Aeron., 13(3), 545-550.
- Tsurutani, B.T., Gonzalez, W.D., Gonzalez, A.L.C., Tang, F., Arballo J.K., and Okada M. (2006). Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: A review. J. Geophys. Res., 111, A07S01, https://doi:10.1029/2005JA011273



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.24-27

DAYSIDE POLAR MAGNETIC DISTURBANCES DURING A MAGNETIC STORM: EVENT ON 4-5 JUNE 2011

N.G. Kleimenova¹, L.I. Gromova², I.V. Despirak³, S.V. Gromov², L.M. Malysheva¹

¹Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia, e-mail: kleimen@ifz.ru

²Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Troitsk, Moscow,

Russia

³Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

Abstract. The complicated event of dayside polar bay-like magnetic disturbances at geomagnetic latitudes above 70° N has been analyzed. The event was observed during the small (SymH ~-50 nT) magnetic storm on 4-5 June 2011, when the IMF By was positive. The MIRACLE model of the ionospheric equivalent currents classified this event as the eastward electrojet. We assume that the sign of this daytime polar disturbance was controlled by the sign of the IMF By. The considered magnetic storm was caused by the impacts of the sequence of the different types in the solar wind: SHEATH and following it a magnetic cloud (MC), again SHEATH and following it EJECTA. The catalog of the large-scale solar wind phenomena (ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni/) and OMNI data base have been used for determination of the solar wind types. We found that the most favorite conditions for the daytime polar perturbation excitation were created by the SHEATH passages, when the solar wind dynamic pressure significantly increased. It was shown that both SHEATHs were accompanied by occurrence of daytime polar disturbances. A possible interpretation is discussed basing on the multi-instrument observations including the geomagnetic field data from the IMAGE magnetometer chain and INTERMAGNET data set, the Field Aligned Current (FAC) distributions from the AMPERE set of 66 low-altitude commercial satellites measurements, the particle precipitations from DMSP-17 satellite. We suppose that the considered dayside polar magnetic disturbances, recorded in the vicinity of the poleward boundary of the auroral oval, are caused by the sudden enhancement of the solar wind dynamic pressure and generated by the same mechanism as the dayside shock auroras observed by ultraviolet images of many satellites.

Introduction

The properties of dayside polar magnetic disturbances observed at the geomagnetic latitudes above 70°, i.e., in the vicinity of the polar boundary of the auroral oval, are poorly investigated. In the early papers, these magnetic variations have been defined as "DPY- disturbances" [*Friis-Christensen and Wilhjelm*, 1975]. Later in some papers, e.g., [*Kleimenova et al.*, 2015; *Levitin et al.*, 2015; *Gromova et al.*, 2016], the dayside polar magnetic bays appearing during strong magnetic storms under positive IMF *Bz* were called "daytime polar substorms". In the most of the cases, the sign of these bays was controlled by the IMF *By* [*Gromova et al.*, 2017]. We suppose that the daytime polar magnetic disturbances could occur during moderate storms and small magnetic ones as well. So, one of these complicated dayside magnetic events was observed at the Scandinavian IMAGE magnetometer chain on 5 June 2011 during the small magnetic storm.

The aim of this paper is the analysis of this event as a responce on large-scale solar wind irregularities. The study was based on the multi-instrument observations: (i) the magnetic field data from the IMAGE magnetometer chain (*http://www.space.fmi.fi/IMAGE*), (ii) the solar wind and Interplanetary Magnetic Field (IMF) data provided by OMNIWeb (*http://omniweb.gsfc.nasa.gov/*), (iii) the Field Aligned Current (FAC) distributions from the AMPERE project available at (*http://ampere.jhuapl.edu*), (iiii) the particle precipitations by DMSP-17 measurements (*http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/spectrogram/*).

Observation and discussion

Fig. 1a shows the considered here dayside high-latitude alternating magnetic disturbances, recorded on 5 June 2011 at ~08-14 UT by the IMAGE magnetometer chain. The event was observed during the small (SymH ~-50 nT) magnetic storm caused by the consecutive arriving of the large-scale solar wind structures: SHEATH + magnetic cloud (MC) and SHEATH + EJECTA (*ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni/*) as it is shown in Fig. 1b. We found that the most favorite conditions for the excitation of the daytime polar perturbation were created by the SHEATH passages, when the solar wind dynamic pressure significantly increased. Both SHEATHs were accompanied by the dayside high-latitude magnetic bay-like variations. During the first SHEATH, these disturbances were recorded at CBB (77.4° MLAT) and BRW (69.7° MLAT) stations located at the dayside (not shown here).

The second SHEATH (on 5 June) was characterized by the relatively stable IMF with the positive By and Bz components, and the burst of the strong enhanced solar wind dynamic pressure Psw (up to ~40 nPa) lasting of about

one hour. The impact of this Psw pulse caused the high-latitude magnetic disturbances at the dayside of the Earth starting at ~09 UT as the decreasing of the X-component of the geomagnetic field. The MIRACLE model of the ionospheric equivalent currents (Fig. 2a) classified this event as the eastward electrojet, which very quickly shifted to the lower latitudes after 13 UT.

It is seen (Fig. 1a and 2a) that around 09 UT, the occurrence of the magnetic bay at polar latitudes (NAL station) suddenly suppressed the generation of the Pc5 pulsations at all station where they were observed (from TAR to NOR). The similar effect has been seen during the September 2017 strong magnetic storm [*Kleimenova et al.*, 2018].



Figure 1. (*a*) - Magnetograms from the selected Scandinavian IMAGE chain stations; (*b*) - OMNI data of the IMF (Bx, By, Bz) and solar wind (Vsw, T, Psw) parameters as well as the AL- and SymH indexes during the considered time.



Figure 2. (a) - The MIRACLE model of the ionospheric equivalent currents showed the eastward electrojet; (b) -the electron precipitation data by DMSP-17.

N.G. Kleimenova et al.

Near 01 UT, near the end of the first SHEATH, the negative pulse of the IMF *Bz* occurred, the *AL*-index reached 1000 nT and the strong magnetic substorms were recorded by IMAGE magnetometers (Fig. 1a). Strong magnetic disturbances were observed in the global scale as it is seen in the globally increasing of the FACs (Fig. 3a).

However, later on during the second SHEATH under the positive IMF Bz, the enhanced FACs were observed only in the dayside of the Earth as it is shown in Fig. 3b. In this time, in the dayside sector of the Earth, the precipitation of the soft particles, both electrons and ions, was recorded by the low-altitude satellite DMSP-17 at ~74-77° MLAT.



Figure 3. The AMPERE global maps of the FAC distribution (the upward FAC is marked by red and downward – by blue) calculated on the base of the magnetic measurements by the 66 low-altitude commercial satellites. It is shown that the currents were globally observed at ~ 01 UT (a) and were concentrated in the dayside sector at ~10 UT (b).

The similar feature was observed during the first SHEATH under the increased solar wind dynamic pressure and strong variations of the IMF *Bz* as it is shown in Fig. 4. The enhanced FACs were recorded only at the very high geomagnetic latitudes in the dayside of the Earth (Fig. 4a). At that time, the ground-based negative magnetic disturbances were recorded at CBB and BRW stations (not shown here), located in the vicinity of the intensified upward FACs. The IMF *By* was negative (Fig. 4b) confirming that the sign of the ground-based daytime high-latitude magnetic bays is controlled by the sign of the IMF *By*.



Figure 4. The global maps of the FAC (a) and OMNI data (b) on 4 June during the first SHEATH.

We suppose that the considered dayside polar magnetic disturbances are caused by the shock or the sudden enhancement of the solar wind dynamic pressure by the same mechanism as the dayside shock auroras which have been identified in ultraviolet images by Dynamic Explorer 1 (DE1), Polar UVI, IMAGE FUV satellites [e.g., *Craven et al.*, 1986; *Vo and Murphree*, 1995; *Spann et al.*, 1998; *Zhou and Tsurutani*, 1999; *Vorobjev et al.*, 2001; *Zhou et al.*, 2003]. An impact of a sudden pressure enhancement compresses the magnetosphere and cause various physical

processes on the magnetopause boundary layer including magnetic reconnection, magnetic shearing, plasma and waves transport. Magnetopause perturbation may lead to the polar-latitude precipitation of the low-energy electrons, the field-aligned current generation and the dayside auroral intensification in the poleward region of the auroral oval [*Lui et al.*, 1989; *Southwood and Kivelson*, 1990; *Sibeck*, 1990; *Fasel et al.*, 1992; *Leontyev et al.*, 1992; *Zhou et al.*, 2003]. The schematic model of these processes is discussed in [*Zhou and Tsurutani*, 1999; *Zhou et al.*, 2003].

Summary

We found that the most favorite conditions for the dayside polar magnetic disturbances are created by the SHEATH passages, when the solar wind dynamic pressure significantly increased. The sign of the dayside polar magnetic bays is controlled by the sign of the IMF *By*.

We suppose that the considered dayside polar magnetic disturbances are caused by sudden enhancement of the solar wind dynamic pressure and are exited in the vicinity of the polar boundary of the auroral oval by the same mechanism as the dayside shock auroras observed by ultraviolet images of many satellites.

References

- Craven J.D., Frank L.A., Russel C.T., Smith E.E., Lepping R.P., Global auroral responses to magnetospheric compressions by shocks in the solar wind: Two case studies, in Solar Wind - Magnetosphere Coupling, edited by Y. Kamide and J. A. Slavin, pp. 367–380, Terra Sci., Tokyo, 1986.
- Fasel G.J., Minow J.I., Smith R.W., Deehr C.S., Lee L.C., Multiple brightenings of transient dayside auroral forms during oval expansions, Geophys. Res. Lett., 19, 2429-2433, 1992.
- Friis-Christensen E., Wilhjelm J., Polar currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane, J. Geophys. Res., 80, 1248–1260, 1985.
- Gromova L.I., Kleimenova N.G., Levitin A.E., Gromov S.V., Dremukhina L.A., Zelinskii N.R., Daytime Geomagnetic Disturbances at High Latitudes during a Strong Magnetic Storm of June 21–23, 2015, Geomagn. Aeron. (Engl.Transl.), 56(3), 281–292, 2016.
- Gromova L.I., Kleimenova N.G., Levitin A.E., Dremukhina L.A., Antonova E.E., Gromov S.V., High-latitude daytime magnetic bays as effects of strong positive IMF Bz: case study. Sun and Geosphere, 12 (2), 125-131, 2017.
- Kleimenova N.G., Gromova L.I., Dremukhina L.A., Levitin A.E., Zelinskii N.R., Gromov S.V., High-latitude geomagnetic effects of the main phase of the geomagnetic storm of November 24, 2001 with the northern direction of IMF, Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.), 55, (2), 174–184, 2015.
- Kleimenova N.G., Gromova L.I., Gromov S.V., Malysheva L.M., Large Magnetic Storm on September 7–8, 2017: High-latitude geomagnetic variations and geomagnetic Pc5 pulsations, Geomagn. Aeron., 58 (5), 597–606, 2018.
- Leontyev S.V., Starkov G.V., Vorobjev V.G., Zverev V.L., Feldstein Ya.I., Dayside aurorae and their relation to other geophysical phenomena, Planet. Space Sci., 40, 621-639, 1992. https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90003-7
- Levitin A.E., Kleimenova N.G., Gromova L.I., Antonova E.E., Dremukhina L.A., Zelinsky N.R., Gromov S.V., Malysheva L.M., Geomagnetic disturbances and pulsations as a highlatitude response to considerable alternating IMF variations during the magnetic storm recovery phase (Case Study: May 30, 2003), Geomagn. Aeron. (Engl. Transl), 55(6), 755–768, 2015.
- Lui A.T.Y., Venkatesan D., Murphree J.S., Auroral bright spots on the dayside oval, J. Geophys. Res., 94, 5515-5522, 1989. https://doi.org/10.1029/JA094iA05p05515
- Sibeck D.G., A model for the transient magnetospheric response to sudden solar wind dynamic pressure variations, J. Geophys. Res., 95, 3755-3771, 1990. *https://doi.org/10.1029/JA095iA04p03755*
- Southwood D.J., Kivelson M.G., The magnetohydrodynamic response of the magnetospheric cavity to changes in solar wind pressure, J. Geophys. Res., 95, 2301-2309, 1990. https://doi.org/10.1029/JA095iA03p02301
- Spann J.F., Brittnacher M., Elsen R., Germany G.A., Parks G.K., Initial response and complex polar cap structures of the aurora in response to the January 10, 1997 magnetic cloud, Geophys. Res. Lett., 25, 2577-2581, 1998.
- Vo H.B., Murphree J.S., A study of dayside auroral bright spots seen by the Viking Auroral Imager, J. Geophys. Res., 100, 3649-3655, 1995. *https://doi.org/10.1029/94JA03138*
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Sibeck D.G., Liou K., Meng C.-I., Polar UVI observations of dayside auroral transient events, J. Geophys. Res., 106, 28897-28911, 2001. https://doi.org/10.1029/2000JA000396
- Zhou X.-Y., Tsurutani B.T., Rapid intensification and propagation of the dayside aurora: Large-scale interplanetary pressure pulses (fast shocks), Geophys. Res. Lett., 26, 1097-1101, 1999.
- Zhou X.-Y., Strangeway R.J., Anderson P.C., Sib D.G., Tsurutani B.T., Haerendel G., Frey H.U., Arballo J.K., Shock aurora: FAST and DMSP observations, J. Geophys. Res., 108(A4), 8019, 2003. https://doi:10.1029/2002JA009701.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.28-31

POLAR SUBSTORM PRE-ONSET PHENOMENA AND FEATURES OF AURORAL BREAKUP: A CASE STUDY

V.V. Safargaleev¹, A.E. Kozlovsky², V.N. Mitrofanov¹

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

²Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finland e-mails: vladimir.safargaleev@pgia.ru; alexander.kozlovsky@oulu.fi; valmetr@yandex.ru

Abstract. The results of a comprehensive analysis of a moderate polar substorm (the term was proposed by *Kleimenova et al.*, 2012) are presented. Data of multi-instrument observations in auroral zone and polar cap were used. The onset took place near the poleward boundary of the auroral oval that is not typical for traditional substorms. It was preceded by two negative excursions of IMF Bz component with 15-min interval between them, two enhancements of antisunward convection in polar cap with approximately the same repetition period and 15-minute oscillations in geomagnetic H-component in auroral zone. The distribution of pulsation intensity along meridian has two maxima at equatorial and pole boundaries of auroral oval where pulsations occurred in out-of-phase mode resembling the field-line resonance event. The fast poleward shift of auroras (auroral breakup) had a form of poleward progressing auroral torch that also is not typical for ordinary substorms. The set of satellite and ground data fits better in the near-tail current disruption scenario.

1. Introduction

One of the challenges in substorm physics is to understand where and when substorm processes initiate. Two competing scenarios based on in-space observations have been proposed. Many authors have concluded that substorm origin is in the near-Earth portion of the plasma sheet. Dawn-to-dusk current disruption around 10 R_E due to development of some kind of MHD or kinetic instability has been suggested as the initiation of substorm onset. As a result, the current wedge is formed, auroral structure in the form of westward traveling surge develops and the magnetic field is dipolarized. In accordance with other scenario, the substorm starts at 20-30 R_E as a result of magnetic reconnection. In ionospheric projection, the closer substorms are associated with maximal negative bays in Hcomponent inside the auroral oval whereas distant substorms should be displayed close to its poleward boundary. Kleimenova et al. (2012) proposed to distinguish the substorms that are the magnetic bays at high latitudes ("polar") substorms) from those that start inside the auroral zone and then expand poleward. The relatively small statistics show that polar substorms constitute a noticeable part of total amount of substorm disturbances. Similar to classical substorm, polar substorm is accompanied with auroral breakup. However, it occurs in the form of large-scale vortex (Kleimenova et al., 2012) or poleward progressing auroral torch-like structure (Safargaleev et al., 2018) rather than auroral bulge or WTS which are typical shape of breaking auroras during classical substorms. Multiple onsets are a feature of many substorms on the ground. If they occur before the main breakup, they are called pseudobreakups. Some researchers believe that pseudobreakups are substorm precursor or even trigger.

The substorm trigger in interplanetary medium is one more discussion issue. Substorm may be initiated by variations both in solar wind dynamic pressure and interplanetary magnetic field (IMF). The investigations show that variations in IMF Bz component seem to be more effective factor affecting the state of magnetosphere. *Russel* (2000) suggested that double storm onsets can occur in a time sequence while the northward IMF turns southward and then northward again. *Mishin et al.* (2001) and *Safargaleev et al.* (2018) supposed that the polar substorm might be initiated by the quasi-sinusoidal variation in Bz component with period ~ 15 min. However, IMF is very changeable and one has to be guided by some *a- priori* information to associate substorm onset with a certain IMF variation. Such information may be a time delay between the arrival of IMF irregularity to the magnetopause and the beginning of the substorm which can vary from a few minutes to several hours.

The general aims of the presented study are to expand the statistics on the "polar" substorms and discuss a mechanism that most closely matches the observations.

2. Instrumentation

As the basic instrument we use Scandinavian network of magnetometers IMAGE In addition to magnetograms, IMAGE allows also the presentation of local geomagnetic activity via the dynamic of ionospheric equivalent currents. In the equivalent current map a potential footprint of a localized field-aligned currents (FAC) can be identified by a quasi-circular clockwise (counterclockwise) equivalent current vortex around location of upward (downward) FAC. Two all-sky cameras (at Barentsburg, BAB, 78.09° N, 14.21° E and at Sodankylä, SOD, 67.37° N, 26.63° E) were

monitoring auroral activity inside the auroral oval and in polar cap close to oval boundary, respectively. Satellites WIND, THB and THC probed IMF and plasma in solar wind whereas GEOTAIL monitored duskside plasma sheet parameters and was magnetically conjugated to the sector where the instruments operated. DMSP F18 data used to estimate the location of BJN station as to be close to the poleward boundary of auroral oval. AMPERE data were used to estimate the location of auroras relatively field aligned currents. The European Incoherent Scatter Radar on Svalbard (ESR) observed density and ion velocity in the F region over Spitsbergen about of 40 km east from all-sky camera in Barentsburg. In addition, data from the SuperDARN were used for monitoring the large-scale ionosperic plasma convection patterns.





Figure 1. (*a*) keograms showing aurora dynamics over Barentsburg, BAB (*top panel*) and Sodankylä, SOD (*bottom panel*) and magnetic data from five IMAGE observatories (*middle panel*); (*b*) SOD all-sky camera image at 557.7 nm. DMSP F18 trajectory is mapped, and the triangle marks the location of the satellite at the time of the image. (*c*) DMSP spectrograms with the magnetospheric boundaries showing the location of BJN near the auroral oval poleward boundary. T_0 is the time of polar substorm onset.



Figure 2. *Left panel:* snapshot of 2-D equivalent current and mapped SOD and BAB all-sky images showing the shape and location of auroral torch-like structure between pair of field aligned currents corresponding to two current vortexes. Black square and circles indicate the position of GEOTAIL footprint and IMAGE observatories, respectively. *Right panel:* distribution of the FAC inferred from AMPERE satellite data. Upward currents are shown by red and downward currents in blue. Circles indicate field of view of the all-sky cameras.

3. Results

We present the comprehensive description of the moderate "polar" substorm focusing on the multi-instrumental study of pre-onset events in the solar wind, ionosphere and on the ground. The onset took place at pre-midnight near the poleward boundary of the auroral oval that is not typical for classical substorms (Fig. 1). We have shown that the auroral breakup developed between two field-aligned currents with downward current poleward the breaking auroras

V.V. Safargaleev et al.

and upward current south of them (Fig. 2). This morphological feature distinguishes the polar substorm from classical ones.

The onset was preceded by two negative excursions of IMF Bz component with repetition period ~ 15 min (Fig. 3). These variations caused periodic reconnection at the magnetopause. Two enhancements of the antisunward convection in the polar cap and appearance of the ionospheric patch near the polar cap boundary support the reconnection hypothesis (Fig. 4). On the one hand, the reconnection leads to the increase of the magnetic energy in the lobes and corresponding thinning of the plasma sheet that creates favorable conditions for substorm initiation. On the other hand, the periodic erosion of the magnetopause excites the global 15-min oscillation of the magnetospheric cavity. The oscillations are observed in the auroral zone (Fig. 5). Period of the oscillations does not depend on the latitude which means that the pulsations represent forced oscillations of the magnetosphere cavity. Latitudinal distribution of the oscillations' intensity has maxima near the equatorial and poleward boundaries of the auroral oval where the oscillations occur in the out-of-phase regime resembling the field-line resonance.

The onset was accompanied by disruption of the dawn-to-dusk current in the plasma sheet around $(X, Y) \sim (-16, 16)$ R_E and the current wedge formation. We conclude this from data of the GEOTAIL satellite magnetically conjugated with the area of ground observations, enhancement of the westward electrojet and the large positive variation in Hcomponent at low latitudes (Fig. 6). We think that the onset might be initiated by the out-of-phase oscillations in the same way as field-line resonance does (e.g., *Rae et al.*, 2014). One more possible reason for the substorm triggering might be the interchange or ballooning instabilities. External excitation of the out-of-phase oscillations is regarded as the reason for the auroral arc brightening prior and just after onset.



150

100 17:00 logN_e

11.5

11

10.5

10 Τ_i, K

2500

2000

1500

1000

500

Figure 4. Ionosheric signatures of dayside reconnection. Left panel: enhanced convection in polar cap in SuperDARN data. *Right panel*: ionospheric patch in ESR data (upper diagram). Ion temperature increase ahead the poleward expanding auroras indicates the presence of field aligned current (lower diagram).

17:05 17:10 17:15

17:20

Universal time

17:25 17:30 17:35

17:40

17:45

Polar substorm pre-onset phenomena and features of auroral breakup: A case study



Figure 5. Wave "portrait" of polar substorms (*from left to right*): geomagnetic variations in a band 15 ± 5 min; latitudinal distribution of pulsation intensity, the presumable width of auroral oval is indicated with gray; out-of-phase variations at stations SOD and HOP where pulsations have maxima. Open arrows indicate time of enhancement of pre-breakup arcs. T₀ and T₁ are the times of onset and torch-like structure formation, respectively.



Figure 6. Signatures of current sheet disruption (*from left to right*): decrease of differential ion flux and Bx component on GEOTAIL magnetically conjugated with westward electrojet; enhancement of westward electrojet; unexpectedly large magnetic variation at nightside low-latitude station ABG.

Acknowledgement. We are grateful to FMI/GEO and other institutes that maintain the IMAGE magnetometer network. We acknowledge CDAWeb for use satellite data (data providers V. Angelopoulos at UCB, NASA NAS5-02099, S. Kokubun at STELAB Nagoya University, Japan and D. Williams at APL/JHU, A. Szabo and K. Ogilvie at NASA/GSFC). The DMSP particle detectors were designed by D. Hardy, F. Rich, and colleagues at AFRL at Hanscom AFB in Boston. Most of particle data was obtained through WDC-A (NOAA). The Kp and Dst indices are from the Kyoto World Data Center C-2 in Kyoto, Japan. We thank INTERMAGNET for promoting high standards of magnetic observatory practice. The authors acknowledge the use of SuperDARN data which are available from the SuperDARN website hosted by Virginia Tech. The authors appreciate the EISCAT Scientific Association for making the data freely accessible. BAB and SOD cameras are operated by PGI, Russia and SGO, Finland. We thank N. Safargaleeva (PGI) for assistance. V. Safargaleev acknowledges support from the Academy of Finland via grant 316991.

References

- 1. Kleimenova, N.G., Antonova, E.E., Kozyreva, O.V., et al. Wave structure of magnetic substorms at high latitudes, Geomagn.Aeron. (Engl. Transl.), 52 (6), 746, 2012.
- 2. Mishin, V.M., Saifudinova, T., Bazarzhapov, A., et al. Two distinct substorm onsets, J. Geophys. Res., 106 (13), 13118, 2001.
- 3. Rae, I.J., Murphy, K.R., Watt, C.E.J. et al., Field line resonances as a trigger and a tracer for substorm onset, J. Geophys. Res., 119 (7), 5343, 2014.
- 4. Russell, C. T. How northward turnings of the IMF can lead to substorm expansion onsets, Geophys. Res. Lett., 27, 3257, 2000.
- 5. Safargaleev, V., Mitrofanov, V., Kozlovsky, A. Complex Analysis of the Polar Substorm Based on Magnetic, Optical, and Radar Observations near Spitsbergen, Geomagnetism and Aeronomy (Engl. Transl.), 58 (6), 828, 2018.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.32-35

OCCURRENCE OF TEC FLUCTUATIONS AND GPS POSITIONING ERRORS OVER EUROPE DURING GEOMAGNETIC DISTURBANCES ON 4 AND 9 NOVEMBER 2018

I.I. Shagimuratov¹, <u>S.A. Chernouss²</u>, I.V. Despirak², M.V. Filatov², I.I. Efishov¹, N.Yu. Tepenitsyna¹, G.A. Yakimova¹, S.V. Pilgaev²

¹WD IZMIRAN, Kaliningrad, Russia ²Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

Abstract. In this report we analyzed the occurrence of GPS fluctuations during moderate geomagnetic storm on 4 - 5 November and during minor geomagnetic disturbances on 9 November 2018, as well as their impact on the performance of the satellite navigation system. Despite the low intensity of the disturbances these events caused serious disruptions in the operation of global navigation satellite systems (GNSS) at the high latitudes. We analyzed the similarities and differences in the occurrence of the TEC fluctuations and positioning errors for two periods of disturbances. The positioning errors were determined using the GIPSY - OASIS software. We found rather good similarity between the intensity of the TEC fluctuations and positioning errors.

Introduction

The irregularities of electron density, presented in the high latitude ionosphere, may be caused phase and amplitude fluctuations (scintillations) of the GPS signals [*Aarons et al.*, 2000; *Cherniak et al.*, 2015]. The intensity of fluctuations increases during geomagnetic storms and substorms. A strong ionospheric fluctuations of GPS signals were registered in the auroral oval and were associated with the auroral disturbances [*Chernouss et al.*, 2015].

In recent years, much attention has been paid on the impact the geomagnetic disturbances on the Precise Point Positioning [Jacobsen and Andalsvik, 2016; Shagimuratov et al., 2015, 2018] The direct comparison between the intensity of fluctuations and the positioning errors at the auroral stations shown that the accuracy of the point positioning precise at high latitudes was worse during substorms.

In most works the occurrence of the ionospheric fluctuations as well as the positioning errors are concerned with severe storms. In this work we presented the response to moderate and



Figure 1. Variations of Kp and Dst indices in the period from 1 to 10 November 2018 (*a*) and variations of AE index for 4 November and for 9 November (*b*).

minor storms which observed on 4 and 9 November 2018. We considered the similarities and differences of the occurrence of TEC fluctuations and positioning errors in the auroral ionosphere over Europe for these two events.

Data

Fig. 1a shows the variations of Kp and Dst indexes during time period from 1 to 10 November 2018. The first disturbance started on 4 November 2018. The active period started on the second day - on 5 November- and lasted all day. On 9 November the disturbances were short and occurred on the recovery phase of storm.



Figure 2. Development of TEC fluctuations (ROT) at different stations during November 4 (*at the left*) and during November 9, 2018 (*at the right*).



Figure 3. ROTI distributions at different stations on November 4 (*top panel*) and November 9, 2018 (*bottom panel*).

Fig. 1b shows the auroral activity on 4 and on 9 November 2018. It is seen that the development of the auroral activity was rather similar for both storms. On 4 November 2018 the auroral activity started after 12 UT and then gradually increased. Two local maximums took place around 19 and 20 UT. On 9 November the auroral activity sharply roses after 18 UT. So, the auroral activity was observed over Europe in the night time, around magnetic midnight and in this time often registered the was ionospheric fluctuation activity.

Result and discussion

We analyzed the temporal occurrence of the TEC fluctuations using the standard 30 seconds GPS phase measurements of RINEX format files. We evaluated the fluctuation activity by ROT (the rate of TEC) at 1 min interval. On their base is formed the picture (Fig. 2), which demonstrates the behavior of
the ROT over single station for all satellite passes on 24-hour interval. We analyzed the latitudinal behavior of the TEC fluctuations using GPS stations, which were located in the auroral and subauroral zones. It is seen that the temporal occurrence of TEC fluctuations during 4 and 9 November is similar, moreover, it associated with the time of development of auroral activity (Fig. 1).



Figure 4. The intensity of the TEC fluctuations (ROTI) and 3D positioning errors at different European stations during November 4 (*at the left*) and during November 9, 2018 (*at the right*).

As a measure of the intensity of fluctuation activity was used the rate of TEC Index (ROTI) based on the standard deviation of the ROT. Index ROTI was estimated by 10-minute interval. For obtain the spatial and temporal distribution of the TEC fluctuations it being formed ROTI images in Corrected Geomagnetic Latitude (CGL) and magnetic local time (MLT) (Fig. 3). As seen in Fig. 3, the maximal intensity observed on the station TRO1, in the period of increasing of the auroral activity. The intensity of fluctuations decreases with increasing of the latitude. The time span of the fluctuations occurrence also decreases with increasing of the latitudes stations the fluctuation activity is concentrated near the magnetic midnight.

We analyzed the link between the intensity of TEC fluctuations (index ROTI) and Precise Point Positioning (PPP) errors using the GIPSY software of the NASA Jet Propulsion Laboratory in the kinematic mode (*http://apps.gdgps.net*). The 3D position errors were computed with 5-min interval on the base this software. The 3D

position error (P3D) defined as the offset of the detrended coordinate from its median value (x_0, y_0, z_0) and it calculated for each epoch

$$P_{3D}(i) = \sqrt{(x(i) - x_0)^2 + (y(i) - y_0)^2 + (z(i) - z_0)^2}.$$

As median value (x_0 , y_0 , z_0) was used the coordinate calculated on 24-hour interval for previous day of the storm. We analyzed the link between ROTI and the 3D position errors for stations, located at auroral and subauroral zones, during 4 and 9 November 2018. We analyzed the link between ROTI and the 3D position errors for stations, located in the auroral and subauroral zones during 4 and 9 November 2018. Fig. 4 shows the temporal variations of the ROTI and the 3D positioning errors obtained for auroral and subauroral stations. We can see the very good similarity in the behavior of ROTI and positioning errors, with increasing of values ROTI increases the positioning error at discussed stations. A time behavior of positioning errors is very similar for both considered event of disturbances. It is seen that maximal errors took place at TRO1 station, where they reached more than 10 m. On lower latitudes errors decreased as well as the intensity of fluctuations.

The picture demonstrates the nonlinear character of position errors with respect to changes of ROTI. At NYAL station during 4 November a navigation errors were small, at the same time the errors were below the background. Noted that the NYAL station located at the polar edge of the auroral oval during discussed quiet conditions, while during geomagnetic disturbances it was located in the cusp. As known, TEC fluctuations are ordinary weak in the cusp at the night.

Summary

We analyzed the occurrence of the TEC fluctuations and the positioning errors associated with auroral disturbances over Europe during 4 and 9 November 2018. It is shown that these disturbances were registered at the evening time and the maximal intensity of the TEC fluctuations took place in the auroral ionosphere, while the weak fluctuations were observed in the subauroral zone. We related these effects with the dynamics of the auroral oval. We have also analyzed an impact of the geomagnetic disturbances on the Precise Point Positioning errors, which we determined by the GIPSY-OASIS software (APS-NASA). It is shown that more weakly storm, on 9 November 2018 (Kp index \sim 4) caused strong positioning errors of GNSS Navigation system, than more strong storm on 4 November 2018.

Acknowledgment. This investigation was supported by RFBR Grants № 19-05-00570 (Shagimuratov I. I.) and № 17-45-510341(Filatov M.V.) The authors are grateful for GNSS data provided by IGS/EPN.

References

- Aarons J., Lin B, Mendillo M., Liou K., Codrescu M. (2000). Global Positioning System phase fluctuations and ultraviolet images from the polar satellite. J Geophys. Res. Space. 105(A3), 5201–5213. DOI: 10.1029/1999ja900409.
- Cherniak Iu., Zakharenkova I. and Redmon J. (2015). Dynamics of the high-latitude ionospheric irregularities during the 17 March 2015 St. Patrick's Day storm: Ground-based GPS measurements. *Space Weather*. 13, 585 597. DOI: 10.1002/2015SW001237.
- Chernous S.A., Shvets M.V., Filatov M.V. et al. (2015). Studying navigation signal singularities during auroral disturbances. *Russian Journal of Physical Chemistry B*. 9(5), 778 784.
- Jacobsen K., Andalsvik Y. (2016). Overview of the 2015 St. Patricks day storm and its consequences for RTK and PPP positioning in Norway. J. Space Weather Space Clim. 6(A9). DOI:10.1051/swsc/2016004.
- Shagimuratov I.I., Chernous S.A., Cherniak Iu. et al. (2015). Phase fluctuations of GPS signals associated with aurora. *Proc.* 9th European Conf. on Antennas and propagation (EuCAP), Lisbon, 12-17 April 2015, paper 1570053943.
- Shagimuratov I.I., Chernouss S.A., Despirak I.V. et al. (2018). Occurrence of TEC fluctuations and GPS positioning errors at different longitudes during auroral disturbances. *Sun and Geosphere*. DOI: 10.31401.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.36-39

НЕЙРОСЕТЕВАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ СУББУРЕВОЙ АКТИВНОСТИ, ВЫЗЫВАЕМОЙ МАГНИТНЫМИ ОБЛАКАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Н.А. Бархатов¹, В.Г. Воробьев², С.Е. Ревунов¹, И.С. Ундалова¹

¹Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина, г. Нижний Новгород

²ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. С помощью искусственной нейросети (ИНС) типа слоя Кохонена выполнена классификация образов причинно-следственной связи суббуревой активности с параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля отвечающими солнечным потокам типа межпланетное магнитное облако (ММО) в интервалы их воздействия на земную магнитосферу. Исследование выполнено с использованием минутных данных, отвечающих интервалам наблюдений 33 ММО, зарегистрированных в 1998-2012 гг. Для каждого интервала ММО анализировались параметры солнечного ветра, компоненты вектора межпланетного магнитного поля (ММП), а также значения SYM/H и AL индексов магнитной активности. На основе имеющихся данных была создана информационная база, включающая в себя 34 параметра. Анализ классификационных результатов позволяет отождествлять выделенные классы суббурь с конкретной комбинацией возмущений параметров солнечного ветра и ММП в магнитных облаках солнечного ветра.

1. Введение

Согласно физическим представлениям, 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 [Бархатов и др., 2017; Воробьев и др., 2018; Бархатов и др., 2019] показывают важность накопления кинетической энергии солнечного ветра в процессах формирования суббурь. Целью выполняемой работы является формирование классов суббуревых событий, каждый из которых включает в себя не только параметры динамики суббуревой активности, но и параметры среды и магнитного поля в межпланетном магнитном облаке (ММО).

Предпринятое нами исследование опирается на применение искусственной нейронной сети (ИНС) типа слоя Кохонена. Эта ИНС классифицирует магнитную активность в авроральной зоне, регистрируемой в периоды взаимодействия магнитосферы Земли с магнитными облаками солнечного ветра. Нейросетевые эксперименты показывают, что классификация суббурь по их интенсивности (величина AL индекса в максимуме) на три класса является оптимальной для исследования причинно-следственной взаимосвязи уровня геомагнитной активности с параметрами ММО. В результате выполненного исследования показано, что уровень интенсивности магнитосферных суббурь определяется конкретным набором параметров плазмы и магнитного поля ММО.

2. Анализируемые данные и применяемый нейросетевой алгоритм

Выполненное исследование опирается на анализ 33 интервалов наблюдений межпланетных магнитных облаков за период с 1998 г. по 2012 г. (см. таблицу в [Бархатов и др., 2017]). Эти интервалы соответствуют магнитным облакам с ударными волнами и турбулентными областями. В пределах каждого интервала ММО с разрешением в 1 мин рассматривались параметры солнечного ветра, компоненты вектора B(Bx, By, Bz) межпланетного магнитного поля, значения Dst И AL индексов магнитной активности (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov). В результате была создана база обучающих данных включавшая в себя 34 параметра для рассматриваемых интервалов магнитных облаков. Даты начала рассмотренных интервалов: MMO-1=06.01.1998; MMO-2=04.03.1998; MMO-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-13=28.10.2000; MMO-14=06.11.2000; MMO-15=19.03.2001;

ММО-16=21.04.2001; ММО-17=30.09.2001; ММО-18=18.03.2002; ММО-19=17.04.2002; ММО-20=20.03.2003; ММО-21=14.06.2005; ММО-22=13.04.2006; ММО-23=14.12.2006; ММО-24=19.11.2007; ММО-25=05.04.2010; ММО-26=28.05.2010; ММО-27=03.08.2010; ММО-28=14.02.2011; ММО-29=30.03.2011; ММО-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. номер магнитного облака с указанием даты регистрации.

Обучающая база 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. Для целей настоящего исследования использованы данные отвечающие только телу магнитных облаков и вызываемых ими суббуревой активности. Рассматриваются следующие параметры: продолжительность тела облака, экстремум Bz, интегральный Bz, интегральный NV², экстремум AL, число суббурь, интегральный АL. Классификация суббуревой активности выполнялась с помощью созданной самообучающейся нейронной сети, типа слоя Кохонена. Обучение слоя Кохонена проводится согласно принципам самоорганизации нервных клеток. Самообучение этой ИНС ведет к усилению связей между возбужденными нейронами. В результате самообучения сеть становится способной находить общее в схожих образах и записывать их в конкретный класс. Таким образом, происходит сохранение информации при уменьшении объема данных. Проведенными численными экспериментами было установлено количество классов, про которых наиболее эффективно сохраняется информация, содержащаяся в данных. Известно, что алгоритмы машинного зрения требуют индивидуальной формы представления данных для использования их в обучении ИНС. Поэтому все параметры каждого набора данных были нормированы, что дает возможность представить весь массив данных на одной шкале не потеряв информацию об интенсивности событий. Важным в представлении данных является предлагаемая нами алгоритмическая визуализация наборов классификационных параметров в виде многоугольников. Такой способ подачи материала позволяет субъективно оценивать результаты классификации и, соответственно, качество работы ИНС. На рис. 1 показаны примеры визуализации данных.



Рисунок 1. Представление нормированных параметров для нумерованных ММО в случаях: *a*) одного параметра, *б*) двух параметров, *в*) трех параметров, *г*) четырех параметров. Здесь *ALm* – интенсивность возмущения, *Ns* – число суббурь

Расстояния от центра каждой, из показанных на рис. 1 единичной окружности, до вершин многоугольника являются соответствующими параметрами в пределах шкалы от 0 до 1. Номер облака показан внизу рисунка вместе с использованными параметрами. Направление обхода алгоритма визуализации параметров показано цифрами на рис. 1*а*. Теоретически возможна классификация по любому набору доступных параметров, в том числе и по всем возможным параметрами с получением 34-угольника. Поскольку физически обоснованная классификация должна содержать ограниченный набор параметров, то в качестве первого набора параметров принят визуальный образ причины каждого события (параметры MMO). Под вторым набором параметров принят визуальный образ последствий (геомагнитная реакция магнитосферы).

3. Установление оптимального числа классов

События проще всего классифицировать события по интенсивности магнитной активности в авроральной зоне, поэтому и был методом быстрого обучения выполнен поиск оптимального числа классов по одному параметру*ALm* в интервалы всех событий. При быстром обучении каждое событие предъявляется ИНС только 1 раз, в то время, как при нормальном обучении каждое событие должно предъявляется ИНС несколько раз. Таким образом, можно заранее предположить, что будет получено 3 класса интенсивности: слабая, умеренная и сильная суббуревая возмущенность. Поэтому первый классификационный эксперимент заключался в разделении на 3 класса. Итоги такой классификации говорят о том, что в класс 2 попали события с суббурями

Н.А. Бархатов и др.

средней и слабой интенсивности. Это означает, что классификация выполнена неполноценно. Заданное число классов либо недостаточно для обрабатываемой выборки, либо быстрое обучение было неуспешным. Во втором эксперименте выполняется быстрое обучение на 4 класса. В этом случае классы 1 и 4 могут быть объединены в один. Это доказывается путем нормального обучения ИНС с большим количеством обучающих циклов 800-1000. В этом случае все события устойчиво разделяются на 3 класса: слабые возмущения (условный класс 1), умеренные возмущения (условный класс 2), и сильные (условный класс 3). Поэтому все дальнейшие эксперименты выполнялись с разделением на 3 класса при количестве обучающих циклов равным 1000.



Рисунок 2. Представители каждого класса

4. Классификация причинно-следственной взаимосвязи событий

Классификационные эксперименты проводились с использованием различных комбинаций параметров. Первая комбинация параметров отвечает причинам событий (характеристики межпланетной среды). С этой комбинацией работала ИНС №1, которая классифицирует параметры, относящиеся к ММО. В результате получаем классы причин. Вторая комбинация параметров имеет отношение к последствиям событий (наземная геомагнитная активность). Эта комбинация обрабатывается ИНС №2, в результате чего мы получаем классы последствий. Полученные классы причин и классы последствий сопоставлялись между собой по предлагаемой специальной методике, реализующей алгоритм, по которому вычисляется отношение числа многократно повторяемых результатов разделения P на классы к общему числу рассматриваемых событий S=33. Проведение ~2000 численных нейросетевых экспериментов дало среднее отношение $P/S\sim66\%$. Это означает, что при независимой классификации причин и последствий 22 из 33 событий надежно попадают в один класс.

Оставшиеся события двигаются между классами и для них невозможно выявить однозначную причинноследственную закономерность. Анализ этих событий показал, что они плохо классифицируются по причине своей уникальности, которая часто связана с их экстремальностью. Например, экстремальное событие Bastille Day Event (15 июля 2000 г.) Такие события составляют примерно четверть от всей выборки, в связи с чем, в дальнейшем классификация выполнялась не только на 3, но и на 4 класса. В этом случае ИНС будет использовать предоставленный ей дополнительный условный четвёртый класс как коллектор 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 4 класса, этот дополнительный класс с его *N* нестандартными событиями, не учитывается при подсчете совпадений в трех оставшихся классах. Это означает, что классификацию следует выполнять на три класса. Каждый класс из обнаруженных классов отвечает разным событиям космической погоды с конкретной суббуревой активностью.

Исключение из рассмотрения дополнительного 4-го 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.

4. Заключение и выводы

Искусственная нейронная сеть типа слоя Кохонена использована нами для классификации образов причинноследственной связи суббуревой активности, наблюдаемой в периоды взаимодействия магнитосферы Земли с межпланетными магнитными облаками, с характеристиками крупномасштабных возмущений солнечного ветра. В результате установлена реакция высокоширотного геомагнитного поля, определяемого AL индексом на ММО имеющих различные характеристики. Полученные классы визуализированы образами в виде треугольников, отражающих наборы причинно-следственных параметров. Каждый набор содержит возмущения параметров солнечного ветра и магнитного поля в межпланетных магнитных облаках и вызывающую ими суббуревую активность. В результате выполненной классификации установлены три класса причинно-следственных комбинаций. Для лучшего представления форм полученных образов событий на рис. 2 показаны представители каждого класса.

Первый класс содержит динамику индекса AL отвечающую уединенным слабым суббурям с экстремумами до -800 нТл при медленно изменяющейся Bz компонентой магнитного поля в теле MMO. При этом интегральная величина Bz меняется со скоростью порядка 2 нТл в мин.

Второй класс отвечает умеренным проявлениям суббуревой активности в динамике индекса AL в виде уединенных суббурь или серий суббурь с экстремумами до -1600 нТл. Он содержит в качестве причины резкие изменения Bz компонент в теле MMO со скоростью изменения интегральной величины Bz в интервале 7 - 11 нТл в мин.

Третий класс соответствует экстремальным проявлениям суббуревой активности в виде серий суббурь с экстремальными значениями |AL|>2300 нТл. Он содержит резкие изменения Вz компоненты в теле MMO, как и у второго класса, но со значительным ростом величины ΣNV^2 с темпом $3*10^{15}$ 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%. Возможность нейросетевого выявления причинно-следственных классов указывает на тесную нелинейную связь динамики AL индекса с параметрами MMO. Разработанные нейросетевые алгоритмы могут быть применены для успешного 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 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. Созданная модель восстановления AL индекса может быть применена в качестве детектора магнитных облаков.

Благодарности. Работа Воробьева В.Г. выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Арктика – научные основы новых технологий освоения, сохранения и развития». Работа Ундаловой И.С. поддержана грантом РФФИ №18-35-00430. Работа Бархатова Н.А., Ревунова С.Е. выполнена в рамках Госзадания 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.

Список литературы

- 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. Doi:10.7868/S001679401803001X.
- 3. 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. Doi:10.1134/S0016794019040047.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.40-43

ИОННОЕ ДАВЛЕНИЕ НА ГРАНИЦАХ АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ В СПОКОЙНЫЕ ПЕРИОДЫ И В ПЕРИОДЫ СУББУРЬ

В.Г. Воробьев¹, О.И. Ягодкина¹, Е.Е. Антонова^{2,3}

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского

государственного университета имени М.В. Ломоносова, г. Москва

³Институт космических исследований, г. Москва

Аннотация. Данные спутника DMSP F7 за 1986 г. использованы для изучения поведения ионного давления на границах авроральных высыпаний. Рассмотрено более 5000 пролетов в секторе 21:00-24:00 MLT. Величина ионного давления определялась как среднее значение, полученное за 5 секунд наблюдений, что соответствует расстоянию длинной ~40 км на участках траектории спутника, примыкающих к границам высыпаний. Показано, что при всех уровнях магнитной активности давления плазмы на границах авроральных высыпаний почти линейно возрастает с ростом динамического давления солнечного ветра (P_{sw}). Получено широтное положение границ высыпаний и давление плазмы на границах в периоды всех фаз среднестатистической суббури интенсивностью в максимуме AL=-410 нTл. Показано, что с увеличением динамического давления наблюдается не только значительный рост давления плазмы на границах авроральных высыпаний, но и изменение широтного положения самих границ. С ростом P_{sw} широта приполюсной границы овала увеличивается, в то время как широта экваториальной границы уменьшается. Несмотря на значительное расширение области высыпаний, широтный градиент давления между границами овала в спокойные периоды (AL=-18 нTл, MMП B_z =+1.4 нTл) при отсутствии каких-либо возмущений в авроральной зоне увеличивается примерно в два раза от 0.06 нПа/град до 0.12 нПа/град.

1. Введение

Давление, плотность и температура плазмы в плазменном слое в значительной степени определяют как состояние магнитосферы Земли, так и динамические процессы, протекающие в системе магнитосфераионосфера. С помощью спутниковых наблюдений in situ свойства плазмы плазменного слоя исследовались в многочисленных работах. Альтернативным методом определения основных характеристик магнитосферной плазмы может быть использование данных низковысотных спутников, которые с высоким пространственновременным разрешением покрывают фактически всю высокоширотную ионосферу. Проведение таких исследований основывается на том, что в области изотропной плазмы её давление, температура и плотность остаются постоянными вдоль силовой линии геомагнитного поля. Таким образом, характеристики магнитосферной плазмы можно получить, проектируя ионосферные данные в экваториальную плоскость магнитосферы с использованием какой-либо модели магнитного поля. В исследованиях такого рода важное значение имеет выбор модели геомагнитного поля, от которой в условиях различной геомагнитной активности зависит точность получаемого пространственного распределения характеристик магнитосферной плазмы.

В работах [Антонова и др., 2014] использован метод "морфологического проецирования", исключающий влияние модели магнитного поля на результаты исследования. При изотропии давления в условиях магнитостатического равновесия давление плазмы, постоянное вдоль силовых линий, можно использовать в качестве "маркера" при сравнении измерений на больших и малых высотах. Авроральные высыпания, регистрируемые спутниками DMSP между границами b2i и b5 [Newell et al., 1996], характеризуются как изотропные. Эта область между границами b2i и b5 фактически совпадает с ночной частью области АОР (высыпания аврорального овала) по терминологии, используемой в работе [Vorobjev et al., 2013].

Целью настоящей работы является изучение поведения ионного давления на границах аврорального овала в периоды геомагнитных возмущений и определение взаимосвязи между величиной ионного давления и динамическим давлением солнечного ветра.

2. Используемые данные

В работе использована база данных спутников DMSP за 1986 г. [Vorobjev et al., 2013; Воробьев и др., 2015]. Кроме характеристик высыпающихся частиц, база данных для каждого пролета спутника через зону авроральных высыпаний содержит необходимые для целей настоящего исследования средние 5 мин значения AL индекса магнитной активности и среднечасовые значения параметров солнечного ветра.

В настоящем исследовании основное внимание уделено ночной части зоны авроральных высыпаний, поэтому использованы данные спутника DMSP F7, траектория которого центрирована на меридиан 09-21 MLT. Всего рассмотрено более 5000 пролетов в секторе 21:00-24:00 MLT. Спутник F7 каждую секунду регистрировал спектр высыпающихся ионов в диапазоне энергий от 30 эВ до 30 кэВ. Для вычисления ионного давления использовалась методика, предложенная в работе [*Stepanova et al.*, 2006]. Величина ионного давления рассчитывалась как среднее значение, полученное за 5 секунд наблюдений с внутренней по отношению к зоне высыпаний стороны границы. Полетное время 5 секунд соответствует расстоянию длинной ~40 км на участках траектории спутника, примыкающих к границам высыпаний.

3. Давление на границах авроральных высыпаний

В работе [*Старков и др.*, 2003] показано, что овал полярных сияний статистически совпадает с областью структурированных высыпаний AOP (auroral oval precipitation), которая в ночном секторе определяется высыпаниями, регистрируемыми границами b2e и b5e по терминологии Newell et al. [1996]. Нас будут интересовать не только границы овала сияний, но и характеристики ионных высыпаний на этих границах, позволяющие получить величину ионного давления. Ниже, наряду с электронными границами, мы рассмотрим соответствующие границы b2i и b5i для высыпающихся ионов. Символы «е» и «i», следующие за нумерацией границ, относятся к электронным и ионным высыпаниям, соответственно.



Рисунок 1. Широтное положение границ авроральных высыпаний (*a*) и величина ионного давления на границах высыпаний (*б*) в зависимости от AL индекса магнитной активности.

На рис. 1*а* показано широтное положение вышеупомянутых границ в секторе 21:00-24:00 МLТ в зависимости от уровня магнитной активности в авроральной зоне, выраженной величиной AL индекса. Положение границы *b5* определяется широтой, на которой величина потока энергии высыпающихся частиц резко уменьшатся в 4 раза [*Newell et al.*, 1996]. Границы *b5* определяются раздельно для электронов и ионов, но их широтное положение с учетом ошибок при усреднении фактически совпадает, что хорошо иллюстрирует рис. 1*а*. Это дает основание рассматривать границу *b5i* в качестве приполюсной границы овала, которая в дальнейшем будет обозначаться как B_{pol} .

Граница b2i соответствует в работе [Newell et al., 1996] положению максимума потоков высыпающихся ионов и рассматривается как граница изотропизации (ГИ). Положение границы *b2i*, полученное по данным спутников DMSP, хорошо совпалает с ГИ определенной наблюдениям по энергичных захваченных и высыпающихся частиц на спутниках серии NOAA. Результаты исследования взаимного

положение дискретных форм полярных сияний и границ авроральных высыпаний показали, что в ночные часы наиболее экваториальные дуги сияний располагаются вблизи границы b2i, но всегда полюснее неё. Обозначим ниже эту границу как B_{eq} .

Граница *b2e* определена в работе [*Newell et al.*, 1996], как приполюсный край области, где изменение средней энергии электронов с увеличением широты $dE_e/d\Phi > 0$. Эта точка определяет начало главного или центрального плазменного слоя в хвосте магнитосферы. Давление ионов на этой границе обозначим как B_{ps} .

На рис. 16 показана средняя величина ионного давления на границах B_{pol} , B_{eq} и B_{ps} в зависимости от величины AL индекса. Сплошные линии на рисунке соответствуют уравнениям линейной регрессии. Рис. 16 показывает значительный рост ионного давления с увеличением |AL| на экваториальной границе овала, примерно постоянное давление на приполюсной границе овала и уменьшение давления на границе B_{ps} . Уменьшение ионного давления на границе B_{ps} связано с тем, что при |AL| < 200 нТл эта граница располагается экваториальнее ГИ, где потоки захваченных ионов превалируют над потоками высыпающихся частиц.

Давление плазмы (*P*) на границах авроральных высыпаний в зависимости от динамического давления солнечного ветра (*P*_{sw}) показано на рис. 2. Для построения графиков на рис. 2*a* использованы все имеющиеся в нашем распоряжении измерения ионного давления независимо от уровня магнитной активности. Влияние уровня магнитной активности в каждом измерении *P* было компенсировано использованыем уравнений регрессии согласно рис. 16. Рис. 2*a* показывает значительный рост давления плазмы на всех границах высыпаний с увеличением динамического давления солнечного ветра. Давление плазмы увеличивается и на границе B_{ps} . Это означает, что с ростом динамического давления солнечного ветра давление плазмы вдоль магнитной силовой линии (*P*_{||}) увеличивается и в области магнитосферы на расстояниях от Земли ближе, чем положение ГИ, в области, где $P_{\perp} > P_{\parallel}$. На рис. 2*б* показаны аналогичные зависимости *P*=*P*(*P*_{sw}) при низком

уровне магнитной активности |AL|<200 нТл. Очевидно, что и в спокойных условиях рост *P*_{sw} приводит к увеличению давления плазмы на границах высыпаний.

возмущения в максимуме составляет -410 нТл. В период фазы восстановления магнитная активность

4. Вариации ионного давления в периоды суббурь

Для исследования характеристик высыпаний в периоды суббурь для каждого пролета спутника была определена фаза магнитосферной суббури, в которой космический период аппарат регистрировал зону высыпаний. Было выделено четыре стадии магнитного возмущения: спокойный период и фазы зарождения, развития и восстановления суббури. Фазы суббури дополнительно разбиты на три равные по времени интервала, соответствующие начальной, средней и заключительной стадиям каждой фазы. Так как суммируются данные, относящиеся к разным возмущениям, полученное распределение, содержащее девять экспериментальных точек, будем называть синтетической суббурей.

В нижней части рис. 3 показано магнитное динамического давления солнечного ветра (*P*_{sw}). возмущение, соответствующее синтетической (*a*) - все данные; (*б*) – при |AL|<200 нТл. изолированной суббуре. По горизонтальной оси отложены фазы возмущения: 0 – спокойный период, 1 – фаза зарождения, 2 – фаза развития и 3 – фаза восстановления суббури. Спокойному периоду соответствует уровень магнитной активности AL=-18 нТл. В период фазы зарождения уровень AL постепенно уменьшается и достигает примерно -85 нТл перед началом фазы развития суббури. Величина среднего

возвращается к своему спокойному уровню.



Рисунок 3. Широтное положение границ высыпаний (а) и вариации ионного давления на границах (δ) в периоды всех фаз суббури.



Рисунок 2. Давление плазмы (*P*) на границах авроральных высыпаний в зависимости от динамического давления солнечного ветра (P_{sw}). (*a*) - все данные; (δ) – при |AL|<200 нТл.

На верхней панели рис. За показано широтное положение границ высыпаний в спокойный период и в периоды всех фаз суббури. В период фазы зарождения наблюдается отчетливо выраженное смещение всех границ высыпаний в более низкие широты. В период фазы развития суббури экваториальные границы высыпаний (Beg и Bps) продолжают смещаться к экватору, в то время как широта граница B_{pol} увеличивается в течение всей фазы развития и стадии фазы начальной восстановления суббури. Движение границы *B*_{pol} к полюсу соответствует расширению «выпуклости» в смещению полярных сияниях И eë приполюсной кромки в высокие широты.

Рис. Зб показывает вариации ионного давления на границах высыпаний. В спокойный период при северной ориентации ММП давление на границах B_{pol} и B_{eq} в среднем составляет ~0.15 нПа и ~0.55 нПа, соответственно. Значительное увеличение давления на границах высыпаний наблюдается уже в период фазы зарождения суббури. Динамическое давление плазмы солнечного

ветра на временных масштабах суббури изменяется незначительно. В этой связи увеличение ионного давления в период фазы зарождения, по всей вероятности, связан с появлением отрицательных значений B_z компоненты ММП, усилением продольных токов R1 и увеличением магнитного потока в долях хвоста магнитосферы. Высокий уровень давления плазмы (0.9-1.0 нПа) на границе B_{eq} в период фазы развития и восстановления суббури, по-видимому, связан с формированием продольных токов R2.

Верхняя панель рис. 4 показывает давление плазмы на границах высыпаний в зависимости от динамического давления солнечного ветра в период фазы «0» (AL=-18 нTл, B_z=+1.4 нTл). Рис. 4 (верхняя панель) показывает,

что в спокойные периоды, при полном отсутствии каких-либо геомагнитных возмущений давление плазмы на границах B_{eq} и B_{ps} значительно увеличивается с ростом P_{sw} . На нижней панели рис. 4 показано широтное положение границ в период фазы «0». Наблюдается отчетливая тенденция к изменению положения границ в зависимости от P_{sw} . При изменении P_{sw} от 1 до 6 нПа широта границы B_{pol} увеличивается на ~3° CGL, в то время как широта границ B_{ps} и B_{eq} уменьшается на ~2.5° CGL. Таким образом, широтные размеры области авроральных высыпаний значительно увеличиваются с ростом P_{sw} . составляя соответственно ~3° и ~7° CGL. Несмотря на значительное расширение области высыпаний, широтный градиент давления между приполюсной и экваториальной границами овала увеличивается примерно в два раза от 0.06 нПа/град до 0.12 нПа/град.



Рисунок 4. Давление плазмы на границах высыпаний (верхняя панель) и широтное положение границ высыпаний (нижняя панель) при разных значениях P_{sw} в зависимости от динамического давления солнечного ветра.

5. Заключение

Основные результаты исследований можно сформулировать следующим образом.

1. При всех уровнях магнитной активности давления плазмы на границах авроральных высыпаний почти линейно возрастает с ростом динамического давления солнечного ветра (*P*_{sw}).

2. При низком уровне магнитной активности |AL| < 200 нТл изменение P_{sw} от 1.0 до 7.0 нПа сопровождается увеличением давление на границах B_{eq} и B_{pol} примерно от 0.3 до 1.3 нПа и от 0.1 до 0.3 нПа, соответственно. Давление плазмы увеличивается и на границе B_{ps} соответственно от ~0.16 нПа до ~0.70 нПа.

3. Получено широтное положение границ высыпаний и давление плазмы на границах в периоды всех фаз среднестатистической суббури. Показано, что значительное увеличение давления на границах высыпаний наблюдается уже в период фазы зарождения суббури. На экваториальной границе высыпаний *B*_{eq} давление плазмы остается на высоком уровне в период всей фазы развития суббури.

4. Исследовано давление плазмы и поведение границ высыпаний в исключительно магнитоспокойные периоды (AL=-18 нTл, MMП B_z =+1.4 нTл). Показано, что с увеличением динамического давления наблюдается не только значительный рост давления плазмы на границах авроральных высыпаний, но и изменение широтного положения самих границ. С ростом P_{sw} широта границы B_{pol} увеличивается, в то время как широта границ B_{ps} и B_{eq} уменьшается. Несмотря на значительное расширение области высыпаний, широтный градиент давления между границами овала увеличивается примерно в два раза от 0.06 нПа/град до 0.12 нПа/град.

Благодарности. Данные спутника DMSP F7 взяты на страницах *http://sd-www.jhuapl.edu*, параметры ММП, плазмы солнечного ветра и индексы магнитной активности взяты на страницах *http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp*/ и *http://cdaweb.gsfc.nasa.gov*/. Работа Воробьева В.Г. и Ягодкиной

О.И. поддержана Программой Президиума РАН № 28 «Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей»

Литература

- Антонова Е.Е., Воробьев В.Г., Кирпичев И.П., Ягодкина О.И. Сравнение распределения давления плазмы в экваториальной плоскости и на малых высотах в магнитоспокойных условиях // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 3. С. 300–303. 2014. doi 10.7868/S001679401403002X
- Newell P.T., Feldstein Y.I., Galperin Yu.I., Meng C.-I. Morphology of nightside precipitation // J. Geophys. Res. V.101. No. A5. P. 10737-10778. 1996. doi 10.1029/95JA03516

Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Y. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atmos. S.-Terr. Phys. V. 102. P. 157-171. 2013. doi 10.1016/j.jstp.2013.05.007

- Tsyganenko N. A., Mukai T. Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data // J. Geophys. Res. V. 108. No. A3. 1136. 2003. doi 10.1029/2002JA009707
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И, Антонова Е.Е. Особенности планетарного распределения ионных высыпаний при разных уровнях магнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 5. С. 611–622. 2015. doi 10.7868/S0016794015050193
- Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.-M. Study of plasma pressure distribution in the inner magnetosphere using low-altitude satellites and its importance for the large-scale magnetospheric dynamics // Adv. Space Res. V. 38. No. 8. P. 1631-1636. 2006. doi 10.1016/j.asr.2006.05.013
- Старков Г.В., Реженов Б.В., Воробьев В.Г., Фельдштейн Я.И. Планетарное распределение авроральных высыпаний и их связь с областями аврорального свечения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 43. № 5. С. 609–619. 2003.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.44-47

АНАЛИЗ РАЗВИТИЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ, ИНИЦИИРОВАННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ СТРУКТУРАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Л.А. Дремухина¹, Ю.И. Ермолаев², И.Г. Лодкина²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), г. Москва, Россия

²Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), г. Москва, Россия e-mail: dremukh@izmiran.ru

Аннотация. В работе анализируются характеристики главных фаз магнитных бурь, индуцированных различными типами солнечного ветра (CB), и их связь с электрическим полем CB Ey=-V·Bz. На основании каталога идентифицированных крупномасштабных типов CB (ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/) и базы данных ОМNI за 1995-2016 гг. было отобрано 230 изолированных магнитных бурь и их межпланетные источники: выбросы корональной массы ICME, включающие магнитные облака MC и поршни Ejecta, области компрессии перед ICME Sheath и области взаимодействия разно-скоростных потоков CB CIR. Из-за небольшой статистики не проводилось разделение на Sheath перед MC и Sheath перед Ejecta, а также учет наличия или отсутствия ударной волны перед драйверами. Проведенный корреляционный анализ показал, что минимальные значения индекса Dst_{min} (максимальная интенсивность бури) тесно коррелируют (с коэффициентами корреляции > 0.6) со средними за период главной фазы значениями поля *Ey* для всех типов бурь, однако для Sheath- и CIR- индуцированных бурь эта связь наиболее сильная. Тесная корреляция между Dstmin и интегралом Ey за период главной фазы характерна для CIR-, Sheath- и Ejecta-бурь, в то время как для МС-бурь она практически отсутствует (коэффициент корреляции < 0.5). Корреляционная связь между средней скоростью развития бури на главной фазе $|\Delta Dst|/\Delta T$ и средними значениями Ey сильна для бурь, вызванных CIR и Sheath, ослабевает для MC, и практически отсутствует (коэффициент корреляции < 0.6) для Ејесtа-индуцированных бурь. Полученные результаты указывают на тенденцию зависимости развития магнитной бури (ее интенсивности и скорости роста) от типа ее межпланетного источника.

1. Введение

В работе продолжены исследования развития магнитных бурь, индуцированных разными межпланетными источниками, выполненные ранее на данных за 1976-2000 г.г. [Николаева и др., 2011, 2012, 2017; Yermolaev et al., 2014] с использованием более полного набора данных за 1995-2016 гг. Корреляционный анализ связи между параметрами СВ и геомагнитными индексами во время бурь, индуцированных разными межпланетными источниками, выполнялся во многих работах [Yermolaev et al., 2014; Николаева и др., 2011, 2012, 2017; Boroev and Vasiliev, 2018; Plotnikov and Barkova, 2007; Дремухина и др., 2018; и ссылки в них]. Однако в большинстве работ рассматриваются только такие источники магнитных бурь, как MC и CIR. В [Boroev and Vasiliev, 2018] было показано, что среднеширотные индексы активности на главной фазе бурь поразному зависят от величины поля Ey: средние за главную фазу бури значения Kp (Dst) коррелируют с Ey во время МС-бурь, но не коррелируют при СІR- событиях. В [Plotnikov and Barkova, 2007], напротив, получена нелинейная связь между Dst и Ey для MC-бурь и линейная для CIR-событий. Однако установлено, что самостоятельными источниками бурь можно считать также области сжатия перед ICME (Sheath), а в группе ICME выделить магнитные облака с сильным и плавно вращающимся магнитным полем и обладающие менее упорядоченным магнитным полем события Ejecta [Ермолаев и др., 2009]. В работе [Николаева и др., 2011] показано, что величина |Dst| индекса линейно увеличивается с ростом Ey для всех бурь независимо от их источника, но при высоких значениях поля *Ey*>11 мВ/м в MC она выходит на насыщение. Линейный характер зависимости Dst от интеграла Ey является следствием формулы [Burton et al., 1975] в случае пренебрежения на главной фазе бури членом, связанным с распадом кольцевого тока. Этот вывод был подтвержден в ряде экспериментальных работ без разделения магнитных бурь по типу их источника в СВ [Kane, 2005]. В данной работе мы исследуем корреляционные связи максимальных значений |Dstmin| и скорости развития бури $|\Delta Dst|/\Delta T$ с полем *Ey* в периоды магнитных бурь от разных межпланетных источников.

2. Данные и методы

Для исследования из архива данных OMNI за1995-2016 гг. были отобраны 230 изолированных магнитных бурь с *Dst_{min}* ≤ -50 нТл и их межпланетные источники, представленные на сайте (*ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/*): выбросы корональной массы ICME, включающие магнитные облака MC (36 событий) и поршни Ejecta (46

событий); области компрессии Sheath перед МС и Ејесta (58 событий) и области взаимодействия разноскоростных потоков CB CIR (90 событий). События Sheath перед МС и Ејесta были объединены в одну группу из-за маленькой статистики. Для каждой из 4-х групп бурь исследовались корреляционные зависимости максимальных значений $|Dst_{min}|$ и скорости роста главной фазы бури $|\Delta Dst/\Delta T|$, где ΔT -длительность главной фазы, от трех функций электрического поля CB *Ey*: его интеграла по всей длительности главной фазы бури *sEy*; среднего значения за период главной фазы *Eym*; значения поля *Ey* в максимуме бури *Eymax*.

Таблица 1. Средние значения (со стандартными отклонениями) максимальных $|Dst_{min}|$, длительности главных фаз ΔT и скорости их развития $|\Delta Dst|/\Delta T$ для бурь, индуцированных разными типами CB.

Тип	Число	$< Dst_{min} >$,	<∆T>,	$< \Delta Dst /\Delta T>$,
CB	соб.	нТл	час	нТл/час
CIR	90	78.9 ± 35.3	9.2 ± 3.6	9.3 ± 5.2
Sheath	58	106.2 ± 76.5	8.9 ± 4.5	14.9 ± 13.5
MC	36	93.2 ± 30.2	11.6 ± 4.9	9.0 ± 7.9
Ejecta	46	75.3 ± 22.2	12.3 ± 5.2	5.9 ± 3.8

3. Результаты

В табл. 1 представлены средние значения величин | Dst_{min} |, длительности главных фаз ΔT и скорости развития главных фаз | ΔDst |/ ΔT для отобранных бурь. В таблице 2 представлены средние значения величин Ey_m и Ey_{max} для тех же выборок бурь. Из таблиц следует, что наибольшие средние значения | Dst_{min} | и скорости роста бурь | ΔDst |/ ΔT , так же как самая короткая средняя длительность главных фаз < ΔT >, относятся к Sheath-индуцированным бурям. Однако самые высокие средние значения

поля Ey_m и Ey_{max} характерны для главных фаз МС-бурь. На рис. 1 представлены диаграммы рассеяния, уравнения аппроксимации и коэффициенты корреляции для линейной связи значений - Dst_{min} с величинами sEy, Ey_m Ey_{max} . На рис. 2 приведены те же характеристики для связи скорости роста бури $|\Delta Dst|/\Delta T$ с величинами Ey_m и Ey_{max} . Анализ рис.1 и 2 показывает, что корреляционная связь между $|Dst_{min}|$ и интегралом электрического поля sEy достаточно сильна, коэффициенты корреляции имеют значимые значения $R1 \ge 0.7$ для всех типов бурь кроме МС- бурь. Для МС-бурь коэффициент корреляции имеют значения $R1 \le 0.5$, что дает основание предположить, что их развитие происходит независимо от предыстории условий в CB, и согласуется с выводами работ [*Николаева и др.*, 2012; *Plotnikov and Barkova*, 2007] о нелинейной зависимости $|Dst_{min}|$ от sEy во время МС-бурь. Линейную связь между $|Dst_{min}|$ и значениями Ey_m и Ey_{max} , можно оценить как очень сильную (коэффициенты $R1 \ge 0.73$) для СIR- и Sheath-индуцированных бурь и значимую (0.5 < R1 < 0.7) для МС- и Еjecta-бурь. Между скоростью роста бури $|\Delta Dst|/\Delta T$ и значениями Ey_m и Ey_{max} имеет место сильная корреляционная связь для Sheath- ($R1 \ge 0.74$) и CIR-бурь (($R1 \ge 0.66$), а для остальных двух групп бурь она существенно слабее ($0.5 \le R1 \le 0.6$).

Таблица 2. Средние значения (со стандартными отклонениями) электрического поля *Еу_m* и *Еу_{max}* для бурь, индуцированных разными типами CB.

Тип	Число	$< Ey_m >$,	$\langle Ey_{max} \rangle$,
CB	соб.	мВ/м	мВ/м
CIR	90	2.4 ± 1.8	2.6 ± 2.1
Sheath	58	3.3 ± 3.0	3.7 ± 4.3
MC	36	3.9 ± 1.9	4.2 ± 1.8
Ejecta	46	2.7 ± 0.9	3.1 ± 1.0

Таким образом, отклик в интенсивности и скорости роста бури различен в зависимости от типа СВ, индуцировавшего ее. Показателем геоэффективности каждого типа СВ можно считать абсолютные значения коэффициентов регрессии в полученных для них уравнениях аппроксимации, которые являются мерой магнитосферы на отклика одинаковые изменения в геоэффективном параметре (в нашем случае это sEy, Eym и Eymax). Линии регрессии на рис. 1 позволяют также «вручную» оценить пороговые значения параметров Еу для развития бури с определенным значением

 Dst_{min} . Согласно диаграммы на верхней панели рис. 1 для развития сильной магнитной бури с $Dst_{min} \leq -100$ при Sheath-событиях достаточно величины $sEy \sim 25$ мВ/м·ч, в то время как для бурь остальных трех групп это значение $sEy \sim 50$ мВ/м·ч. Для функций Ey_m и Ey_{max} такое различие в пороговых значениях их величин отсутствует. На рис. 3 приведены значения коэффициентов регрессии в линейной аппроксимации связи между $|Dst_{min}|$ и тремя рассмотренными функциями поля Ey, сверху вниз: для интеграла поля sEy; среднего Ey_m ; поля в максимуме бури Ey_{max} . Из рис. 3 следует, что для функций sEy и Ey_m наибольшие значения коэффициентов регрессии соответствуют Sheath-бурям, в то время как для MC-бурь они имеют самые низкие значения. Для Ey_{max} высокие значения коэффициентов получены также для Ejecta-бурь.



Рисунок 1. Диаграммы рассеяния для зависимостей максимальных интенсивностей |*Dst*_{min}| от *Ey*_{sum} (верхняя панель), |*Dst*_{min}| от *Ey*_m (средняя панель) и |*Dst*_{min}| от *Ey*_{max} (нижняя панель), их линейные аппроксимации (на каждой диаграмме справа внизу) и коэффициенты корреляции *R*1 для бурь, индуцированных разными типами CB.



Рисунок 2. Диаграммы рассеяния для зависимостей скорости роста бури $|\Delta Dst|/\Delta T$ от Ey_m (*верхняя панель*) и $|\Delta Dst|/\Delta T$ от Ey_{max} (*нижняя панель*), их линейные аппроксимации (на каждой диаграмме справа внизу) и коэффициенты корреляции *R*1для бурь, индуцированных разными типами CB.



Рисунок 3. Значения коэффициентов регрессии в линейных аппроксимациях, полученных для магнитных бурь, индуцированных разными источниками (указаны внизу рисунка): a - для зависимости $|Dst_{min}|$ от Ey_{sum} ; b - для зависимости $|Dst_{min}|$ от Ey_m ; c - для зависимости $|Dst_{min}|$ от Ey_m ; c - для зависимости $|Dst_{min}|$ от Ey_{max} .

Заключение

В результате проведенного корреляционного анализа было установлено:

- существует сильная линейная зависимость максимальных значений индекса |Dst_{min}| от интеграла электрического поля CB sEy в периоды главных фаз CIR-, Sheath- и Ejecta- индуцированных магнитных бурь (коэффициент корреляции R1 ≥ 0.7), в то время как для MC-бурь такая связь не установлена (R1 ≤ 0.5);
- корреляционную связь между максимальными |Dst_{min}| и значениями среднего за главную фазу бури электрического поля Eym, а также максимального поля Eymax, можно оценить как очень сильную (коэффициенты R1 ≥ 0.73) при CIR- и Sheath-бурях и значимыми (0.5 < R1 < 0.7) для МС- и Еjecta-бурь;
- между скоростью развития бури |∆Dst|/∆T и Ey_m и Ey_{max} имеет место сильная корреляционная связь с (R1 ≥ 0.66) для Sheath- и CIR-бурь и существенно более слабая для МС- и Ejecta-бурь (0.5 ≤ R1 ≤ 0.66);
- оценки пороговых значений интеграла электрического поля sEy для достижения уровня интенсивности сильных магнитных бурь (Dst_{min} ≤ -100 нTл) указывают на тенденцию их зависимости от типа источника магнитной бури; можно предположить, что, в среднем, области сжатия перед ICME имеют пороговые значения поля sEy в 1.5-2 раза ниже, чем сами ICME;
- наибольшая геоэффективность функций sEy и Eym, определенная по значениям коэффициентов регрессии, характерна для Sheath-событий в CB.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 19-02-00177а.

Список литературы

- Boroyev R.N., Vasiliev M.S. (2018), Substorm activity during the main phase of magnetic storms induced by the CIR and ICME events, Adv. Space Res., 61, 348-354. doi: org/10.1016/j.astr.2017.10.031.
- Burton R.K., McPherron R.L., Russell C. T. (1975), An empirical relationship between interplanetary conditions and *Dst*, J. Geophys. Res., 80, 4204-4214.
- Kane R.P. (2005), How good is the relationship of solar and interplanetary plasma parameters with geomagnetic storms? J. Geophys. Res., 110, № A2, A02213. doi:10.1029/2004JA010799. 2005.
- Plotnikov I.Y., Barkova E.S. (2007), Nonlinear dependence of *Dst* and *AE* indices on the electric field of magnetic clouds, Adv. Space Res., 40, 1858-1862.
- Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Y. (2014), Influence of the interplanetary driver type on the durations of the main and recovery phases of magnetic storms, J. Geophys. Res., 119, N 10, 8126-8136.
- Дремухина Л.А., Лодкина И.Г., Ермолаев Ю.И. (2018), Статистическое исследование воздействия солнечного ветра разных типов на генерацию магнитных бурь в период 1995-2016 гг., Геомагнетизм и Аэрономия, 58, № 6, 768-775. doi: 10.1134/S0016794018060032.
- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. (2009), Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976-2000 гг., Космические исследования, 47, № 2, 99-113.
- Николаева Н.С., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г. (2011), Зависимость геомагнитной активности во время магнитных бурь от параметров солнечного ветра для разных типов течений, Геомагнетизм и Аэрономия, 51, № 1, 51-67.
- Николаева Н.С., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г. (2012), Зависимость геомагнитной активности во время магнитных бурь от параметров солнечного ветра для разных типов течений. 2. Главная фаза бури, Геомагнетизм и Аэрономия, 52, № 1, 31–40.
- Николаева Н.С., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г. (2017), Зависит ли генерация магнитной бури от типа солнечного ветра? Геомагнетизм и Аэрономия, 57, № 25, 555–561.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.48-52

ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ, ВЛИЯНИЕ КОТОРЫХ МОГЛО ОБУСЛОВИТЬ ОШИБКИ В РАБОТЕ GPS В ПЕРИОД ВОЕННЫХ УЧЕНИЙ НАТО «TRIDENT JUNCTURE» С 25/10/2018 ПО 7/11/2018

Б.В. Козелов¹, <u>С.А. Черноус¹</u>, И.И. Шагимуратов², М.В. Филатов¹, И.И. Ефишов², Н.Ю. Тепеницина², Ю.В. Федоренко¹, С.В. Пильгаев¹

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия ²ФГБУН ИЗМИРАН, Калининградский филиал

Аннотация. Крупнейшие маневры НАТО со времен холодной войны под кодовым названием «Трайдент юнктер» (United Trident) проводились на территории Евроарктики с 25 октября по 7 ноября 2018 года. Солдаты из 32 стран принимали участие в маневрах на территории Норвегии, в Балтийском море и Северной Атлантике. Как сообщали различные источники, во время учений были отмечены нарушения работы Глобальной системы позиционирования (GPS). В этой работе мы представляем, какой отклик эти события нашли в официальной прессе Финляндии, Норвегии, Швеции и России. Даем объяснение почему эти сбои могли быть вызваны непредсказуемыми естественными гелиогеофизическими факторами. Для анализа были использованы данные полученные сети GPS в западной части Арктики и субарктической зоне от Нью-Олесунна до Апатитов и Калининграда. Проводим оценку отклонений позиционирования во время учений.

Введение

Крупнейшие со времен холодной войны учения НАТО Trident Juncture (Единый трезубец) проходили на территории Норвегии с 25 октября по 7 ноября. В маневрах на территории Норвегии, в Балтийском море и Северной Атлантике, а также в воздушном пространстве Швеции и Финляндии принимали участие военнослужащие из 32 стран, включая украинцев, финнов и шведов. Как отмечают различные источники [1-3], в период учений были отмечены нарушения в работе системы позиционирования GPS. Интересно проследить, какой отклик нашли эти события в Финляндии, Норвегии и России.

Отражение вопроса в СМИ

Согласно опубликованному заявлению, премьер-министра Финляндии Юха Сипиля [1-3] в интервью финской национальной вещательной компании YLE он утверждал, что «Перебои в работе системы глобального позиционирования на севере Финляндии произошли из-за некоего воздействия, возможно, со стороны России». Финские власти продолжили расследование помех в системе GPS во время учений. МИД Финляндии считает достоверными сведения, полученные от Норвегии, согласно которым вмешательство в работу GPS велось со стороны России, но не сообщает технических подробностей дела. Факт перебоев в работе GPS подтверждается существованием так называемых HOTAM (NOTAM - notice to airmen). Это система текстовых извещений об изменениях в состоянии воздушного пространства и навигации, которые распространяют различные организации, причастные к воздушному движению. Такие сообщения, помогают пилотам узнать об изменениях в обстановке по маршруту следования их воздушного судна. 6 ноября 2018 года аэронавигационная служба Финляндии действительно распространила НОТАМ, который действовал до конца 7 ноября и в котором говорилось о нестабильной работе системы GPS к северу от 67-го градуса северной широты и к востоку от 25-го градуса восточной долготы. Поскольку НОТАМ представляет собой короткое сообщение, в нем не раскрывались детали и характер перебоев в работе навигационной службы. Финские власти не говорят, какого рода проблемы возникали у летчиков в указанном районе и что означает термин "нестабильная" работа.

13 ноября 2018 года в минобороны Норвегии заявили агентству Ассошиэйтед пресс, что "осведомлены в том, что помехи были зафиксированы в период с 16 октября по 7 ноября и что они были вызваны действиями российских военных на Кольском полуострове" [2].

Норвежская региональная авиакомпания Widerøe также сообщала, что ее пилоты испытывали проблемы с GPS-навигацией. В одном случае это происходило в районе города Киркинес (69.72N, 30.04E), неподалеку от российской границы. В период проведения учений также распространялся HOTAM о блокировке сигнала GPS в районе города Тронхейм (63.43N 10.39E), рядом с которым проходили маневры. В этом HOTAMe не только напрямую указывалось то, что источником блокировки являются военные, но также сообщались координаты

района блокировки. В другом сообщении говорится: «Проблемы с GPS происходили во время проведения масштабных учений НАТО в Норвегии, и области, в которых они были зафиксированы, находились вблизи российских границ с Финляндией и Норвегией».



Рисунок 1. Планетарные индексы геомагнитной активности Dst (*верхняя часть рисунка*) и Кр (*нижняя часть рисунка*) за период учений с 25 октября по 7 ноября 2018 г.

Военный эксперт из России полковник запаса Виктор Мураховский в интервью Би-би-си сообщил, что в России существуют системы, способные подавлять сигнал GPS, не только наземного, но и воздушного базирования, но их воздействие ограничено условиями прямой видимости. Он пояснил, что тот факт, что блокировка охватывала обширную территорию и, в частности в отдалении от российских границ (например, Тронхейм), указывает на то, что источник помех находился не в России, так как мощность излучения падает прямо пропорционально квадрату расстояния до приемника. По его словам, в случае, когда речь идет о летательных аппаратах, которые во время полета находятся в зоне прямой видимости от источника помех, то дистанция может увеличиваться до ~100 километров.

Другой источник, военный обозреватель «Газеты.Ru» полковник запаса Михаил Ходаренок разбирался с деталями этого инцидента: «Что касается возможных сбоев функционирования системы GPS на учениях НАТО «Единый трезубец», то вполне возможно, что в ходе этих мероприятий были допущены нарушения в сфере электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств участников маневров». Это означает, что была разрешена работа некоторых РЭС вооруженных сил государств-участников НАТО на частотах, создающих помехи GPS, что в итоге и привело к возможным сбоям в работе системы. То есть, прежде чем обвинять Россию, надо тщательно разобраться с вопросами электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств участников учений «Единый трезубец».

Все эти объяснения, очевидно, в какой-то своей части справедливы, однако никто из цитируемых авторов не удостоил своим вниманием естественные природные причины, определяющие распространение радиоволн в Арктике. Это в первую очередь особенности гелиогеофизической обстановки в период учений и состояния полярной ионосферы.



Рисунок 2. Примеры полярных сияний 5 ноября 2018 г.

Гелиогеофизическая обстановка и состояние ионосферы

На рис. 1 приведены индексы вариаций геомагнитного поля в период учений, и по ним можно видеть, что максимальные возмущения пришлись на интервал 4-6 ноября. Именно при таких возмущениях происходит нарушения в работе GPS [4-9].

Б.В. Козелов и др.

Наиболее ярко связь геофизических возмущений и нарушений в работе GPS проявляется в наблюдениях оптических полярных сияний [4, 6, 8-12]. В данный период полярные сияния были зафиксированы авроральными камерами Полярного геофизического института, например, в обсерватории Ловозеро (рис. 2).

Согласно ранее полученным результатам [4-12], в периоды высокой геомагнитной активности происходят нарушения в работе GPS, в частности, флуктуации фазовых задержек при прохождении навигационных сигналов через полярную ионосферу, которые влияют на точность позиционирования.

Эти задержки могут быть обусловлены изменениями полного электронного содержания (ПЭС или TEC total electron content) во времени и в пространстве, то есть неоднородностями и флуктуациями ПЭС. Фазовые флуктуации GPS сигналов проявляются как вариации полного электронного содержания ионосферы (TEC-Total Electron Content) на трассе спутник-приёмник и определяются как скорость изменения TEC вдоль пролёта спутника (ROT-Rate Of TEC). ROT определяется как изменение TEC на 1 минутном интервале (TECU 1TECU=10¹⁶ electron/m²). В свою очередь интенсивность флуктуаций оценивается индексом ROTI [13]. По параметрам фазовых флуктуаций спутниковых сигналов изменения ПЭС могут быть восстановлены и используются для определения качества приема навигационных сигналов [5]. При полном отсутствии флуктуаций и неоднородностей ПЭС спутниковые навигационные сигналы без искажений достигают наземных GPS приемников, в то время как неоднородности создают задержки этих сигналов и, в конечном счете, увеличивают погрешности позиционирования, вплоть до нарушения целостности системы [6, 9]. Работы по исследованию этого явления интенсивно проводятся в ряде институтов России. В частности, в нескольких работах показано, что дискретные формы полярных сияний могут быть индикатором возмущений в полярной ионосфере и развития неоднородностей ПЭС.

Таким образом, если мы сравним временные ряды индекса вариаций ROT и временные ряды интервалов потерь, интервалов блокировки и перебоев в приеме сигнала, и получим хорошее соответствие этих рядов в период учений HATO, то станет очевидно, что нарушения в работе GPS определялись естественными гелиогеофизическими возмущениями и состоянием полярной ионосферы в данном секторе Арктики.



Рисунок 3. Вариации ROT при пролете отдельных высокоорбитальных спутников по данным станций Нью Алезунд (78.86N 11.87E), Тромсё (69.54N 18.94E) и Кируна (67.72N 20.97E) в период магнитной бури 4-6 ноября 2018 г.

Из рис. 3 видно, что флуктуации ПЭС (ROT), полученные на трех полярных станциях в районе проведения учений (временные ряды ROT для каждого спутника системы) показывают, что указанные возмущения были способны вызвать сбои и другие нарушения в системах GPS навигации в период бури 4-6 ноября 2018 г. и совпадают по времени появления с геомагнитной активностью (рост Кр индекса) и обычно связанными с ней полярными сияниями. Для оценки влияния фазовых флуктуаций на ошибки позиционирования был использован алгоритм высокоточного позиционирования для конкретной станции, получивший название Precise Point Positioning (PPP). Метод основан на стратегии обработки GPS наблюдений одного приёмника, который позволяет эффективно определять с высокой тонностью координаты потребителя. Для расчёта ошибок использовалась программа GIPSY (*http://apps.gdgps.net*). В процессе определялись 3-D ошибки позиционирования как детрендированные координаты от средних значений (X₀, Y₀, Z₀) на каждую эпоху:

$$P_{3D}(i) = \sqrt{(x(i) - x_0)^2 + (y(i) - y_0)^2 + (z(i) - z_0)^2}.$$

Сбои и ошибки в работе навигационных систем на этих же станциях отдельно представлены на рис. 4. На этом же рисунке представлены данные ROTI, в отличие от рис. 3, полученные не по измерениям сигналов отдельных спутников системы, а по измерениям сигналов на трех, выбранных на меридиане Баренц-региона станций (Нью-Алезунд, Тромсё и Кируна). Несомненно, это именно те интервалы времени, когда могли происходить сбои в районе учений НАТО.



Рисунок 4. Сбои и ошибки в работе навигационных систем 4-6 ноября 2018 г. и данные вертикального ROTI, полученные не по измерениям сигналов отдельных спутников системы, а по измерениям спутниковых сигналов трех, выбранных на меридиане станций.



Рисунок 5. Ошибки и сбои приема сигнала сбои, происходившие в районе российско-финской границы в районе Киркенеса (VARS70.2N 31.0E), Соданкюла (SODA 67.3N 26.3E) и в районе Тронхейма (TRDS 63.2N 10.3E).

В начале статьи было сказано, что нет полных данных о том, где и когда имели место сбои в работе GPS или потери навигационных сигналов. Однако в ряде сообщений промелькнули заметки о том, что сбои

Б.В. Козелов и др.

происходили в районе российско-финской границы, в районе Киркенеса, и в районе Тронхейма. Поэтому мы привлекли данные ROTI на станциях Соданкюла (Финляндия) и на станциях вблизи Тронхейма и Киркенеса (Норвегия).

Из приведенных на рис. 5 кривых даже не специалисту можно увидеть, когда именно могут происходить сбои в приеме навигационных сигналов. В эту магнитную бурю, как следует из представленных на рисунках 3-5 графиков, нарушения в приеме навигационных сигналов имели место, в основном, в ночное время суток, когда авроральный овал, состоящий из дискретных форм сияний, расширяется и сдвигается к экватору. Очевидно, что 4 и 5 ноября наблюдаются максимальные по амплитуде и длительности флуктуации ТЕС и погрешности позиционирования в то время, как 6 ноября они затухают, оставляя лишь отдельные выбросы. В возмущенный период погрешность позиционирования увеличилась почти на два порядка по сравнению со спокойными условиями, что могло вызвать нарушение функционирование навигационной системы GPS. Если сравнить временной ход этих возмущений с ходом геомагнитной активности на рис. 1, то можно увидеть подобие этих кривых. Однако следует отметить, что вариации не обязательно синхронны на разнесенных станциях (например, Нью-Алезунд, Соданкюла или Кируна). Это естественно, ведь в районах этих станций могут иметь место локальные различия изменения полного электронного содержания в полярной ионосфере, индикатором которых являются полярные сияния и геомагнитные вариации.

Вывод

Особенности гелиогеофизической обстановки в период учений НАТО «Трайдент юнктер» позволяют сделать заключение, что нарушение функционирование навигационной системы GPS, о которых сообщали различные источники, могли быть вызваны естественными гелиогеофизическими факторами: гелиогеофизическими возмущениями и состоянием полярной ионосферы в данном секторе Арктики.

Благодарности. Авторы благодарят за поддержку гранты РФФИ № 17-45-510341 р_а (Федоренко Ю.В., Филатов М.В.) и № 19-05-00570 А (Шагимуратов И.И.) За предоставленные данные авторы благодарят GNSS сеть EUREF(14) и обсерваторию Ловозеро.

Литература

- 1. «Финляндия подозревает Россию в создании помех GPS. Возможно ли это?» // https://rus.postimees.ee/6452168/finlyandiya-podozrevaet-rossiyu-v-sozdanii-pomeh-gps-vozmozhno-li-eto.
- Павел Аксенов Норвегия и Финляндия винят Россию в создании помех GPS. Возможно ли это? // Би-би-си 14 ноября 2018, https://rus.postimees.ee/6452168/finlyandiya-podozrevaet-rossiyu-v-sozdanii-pomeh-gps-vozmozhno-li-eto.
- Георгий Мосалов, Анастасия Румянцева «Не готовы к экстремальной ситуации»: в России ответили на обвинения Норвегии в создании помех для GPS во время учений // «Сегодня», 14 ноября 2018, 11:21.
- Aarons J., Lin B., Mendillo M., Liou K. et al. GPS phase fluctuations and ultraviolet images from the Polar satellite // J. Geophys. Res. 2000. Vol. 105. № A3. P. 5201.
- 5. Афраймович Э., Перевалова Н. П. GPS мониторинг верхней атмосферы Земли // Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006.
- Chernouss S. A., Kalitenkov N. V. The dependence of GPS positioning deviation on auroral activity // Inter. J. Remote Sensing. 2011. Vol. 32. № 1. P. 3005.
- Shagimuratov I., Chernouss S., Efishov I. et al. Conjugate and inter-hemispheric occurrence of GPS TEC fluctuations in high latitude ionosphere // Physics of Auroral Phenomena. Proc. XXXIII Annual Sem. Apatity. 2011. P. 151.
- 8. Smith A.M., Mitchell C.N., Watson R.J., Meggs R.W. et al. GPS scintillation in the high Arctic associated with an auroral arc // Space Weather. 2008. № 6. S03D01.
- 9. Калитенков Н.В., Калитенков А.Н., Милкин В.И., Терещенко Е.Д., Черноус С.А. Способ определения местоположения объекта // Патент на изобретение № 2484494 ФИПС. 2013. С. 1-10.
- Chernous S.A., Shvets M.V., Filatov M.V., Shagimuratov I.I., Kalitenkov N.V. Studying navigation signal singularities during auroral disturbances // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2015. Vol. 9. No. 5, PP. 778–784. Pleiades Publishing. Ltd. 2015. (Химфизика. 2015.)
- 11. Филатов М.В., Швец М.В., Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Черноус С.А. Полярные сияния как индикатор устойчивости сигнала GPS-приемника // Труды Кольского научного центра. Гелиогеофизика. 2015. №1. С.93-100.
- 12. Филатов М.В., Швец М.В., Черноус С.А. Особенности приема навигационных сигналов на Шпицбергене в условиях развития полярных сияний // Труды Кольского научного центра. Гелиогеофизика. 2016. №2. С.84-90.
- Pi X., Mannucci A.J., Lindqwister U.J., Ho C.M. Monitoring of global ionospheric irregularities using the worldwide GPS Network // Geophys. Res. Lett. 1997. Vol. 24. PP. 2283–2286. DOI:10.1029/97GL02273.
- 14. http://www.epncb.oma.be, ftp://epncb.eu



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.53-56

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ГЕОИНДУКТИРОВАННЫХ ТОКОВ В РЕГИОНАЛЬНОЙ ЭНЕРГОСИСТЕМЕ

Я.А. Сахаров¹, В.Н. Селиванов², В.А. Билин¹, В.Г. Николаев³

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты; e-mail: sakharov@pgia.ru ²Кольский научный центр РАН, Россия

³Филиал МАГУ, г. Апатиты, Россия

Аннотация. Более десяти лет ведется непрерывная регистрация геоиндуктированных токов (ГИТ) на подстанциях магистральных электрических сетей на Северо-Западе России. Анализ амплитудных значений ГИТ в узлах энергосистемы позволяет на фоне относительно гладких закономерностей выделить случаи с максимальными амплитудами токов, экстремальные события. С точки зрения обеспечения стабильной работы электрической сети именно эти, экстремальные события, могут оказаться наиболее опасными. В работе рассмотрены случаи развития геоиндуктированных токов максимальных амплитуд в узлах магистральной линии электропередачи «Северный транзит» при различных геомагнитных возмущениях. Обсуждается связь событий ГИТ с условиями, влияющими на генерацию токов в энергосистеме, а именно величиной геомагнитного возмущения, скоростью изменения горизонтальной компоненты геомагнитного поля, параметрами и расположением линий электропередачи.





Введение. Окончательным шагом в развитии магнитосферных возмущений может считаться возбуждение электрических полей на поверхности Земли, вызываемое изменениями токов на границе и внутри магнитосферы. Если где В зоне, возникают геоэлектрические поля, присутствуют токопроводящие технологические системы, в них развиваются т.н. геоиндуктированные токи (ГИТ), которые являются, по сути, одним из видов теллурических токов. Во время сильных и очень сильных магнитных бурь ГИТ могут достигать весьма значительных величин, что приводит к нарушениям в штатной работе технологических систем, вплоть до разрушения последних. Достаточно подробно рассмотрены случаи сбоев систем сигнализации [Eroshenko et al., 2010], устройств катодной защиты трубопроводов [Pulkkinen et al., 2001; Ивонин, 2015], повреждений высоковольтных трансформаторов [Gaunt and Coetzee, 2007], срабатывания систем релейной наступления блэкаутов защиты И в линиях электропередач [Boteler, 2001; Pulkkinen et al., 2005]. Для предотвращения серьезных экономических последствий, принимая во внимание серьезную зависимость современного индустриального общества от стабильного

энергоснабжения, особое внимание уделяется прогнозу возможных событий генерации экстремальных величин ГИТ в различных областях, подверженных воздействию электромагнитных возмущений в периоды магнитосферных возмущений [Viljanen et al., 2012]. По мнению авторов [Pulkkinen et al., 2017] одной из наиболее актуальных научных проблем является понимание основных принципов, ответственных за инициирование и развитие динамических токов в магнитосферо-ионосферной системе и генерация интенсивных ГИТ в месте расположения технологической системы. В этой проблеме важны два аспекта: (1) какие межпланетные структуры в солнечном ветре связаны с экстремальными ГИТ на земле, и (2) какова реакция процессов в магнитосферо-ионосферной системе при развитии экстремальных событий.

Наряду с построением моделей развития ГИТ в существующих сетях, вероятностными оценками интенсивности геомагнитных бурь при различных условиях в солнечном ветре, важной частью задачи защиты от негативных воздействий космической погоды является мониторинг возмущений геомагнитного поля и регистрация развития ГИТ в реальных энергосистемах. Именно поэтому нами была создана система

непрерывной регистрации ГИТ на ряде трансформаторных подстанций линии электропередач «Северный транзит». В работе представлены события, в которых наблюдались максимальные значения ГИТ за период 2003 – 2018гг.

Станция	Географичес	Тип измерений		
	координаты			
	широта, °N	долгота, ° Е		
Выходной	68,83	33,08	ГИТ	
Лопарская	68,63	33,25	MBC	
Ревда	67,89	34,16	ГИТ	
Ловозеро	67,97	35,02	MBC	
Титан	67,53	33,44	ГИТ	
Лоухи	66,08	33,12	ГИТ	
Кондопога	62,22	34,36	ГИТ	

Таблица 1. Координаты измерительных устройств в проекте EURISGIC.

Используемые Для данные. ГИТ проведения измерений в энергосистеме нами был выбран метод регистрации тока в нейтрали силового трансформатора [Сахаров и др., 2007; чего был разработан 2016], для специальный датчик ГИТ [Баранник и 2012], включенный *др.*, в распределенную систему регистрации [Баранник и др., 2011], позволяющую проводить измерения и публиковать обзорные результаты в режиме почти реального времени. Организовать систему непрерывных наблюдений в 3 действующей 5 узлах линии электропередач удалось при финансовой поддержке ЕС в рамках научной программы EURISGIC, FP7/2007-2013, грант n260330 [Viljanen et al., 2012].

Нами также использованы данные магнитных наблюдений на геофизических обсерваториях ПГИ Ловозеро и Лопарская, и данные международной сети IMAGE. На Рис. 1 представлена схема размещения точек регистрации ГИТ и пунктов измерения геомагнитных вариаций в проекте EURISGIC, географические координаты приведены в Табл. 1. Текущие результаты регистрации ГИТ представлены на сайте *eurisgic.org*.

Таблица 2. События	і, в которых	отмечены макси	имальные значения	і ГИТ н а	а подстанции	и Выходной.

	Дата	Время, UT	ГИТтах, А	dB/dt, нT/мин	Кр	Dst, нТ	Источник
1	07092017	23.30	85	1000	8	-142	CME
2	02092016	01.08	80	495	6	-60	?
3	17032013	23.15	70	250	7	-131	CME
4	27032013	17.45	73	450	8	-120	CIR
5	29062013	02.10	140	810	6	-100	CME
6	17032015	23.15	60	220	7	-220	CME
7	08092015	01.35	48	625	6	-60	CIR
8	01062013	03.50	40	475	7	-110	CME

Результаты и обсуждение. Анализ данных регистрации ГИТ за период 2003-2018гг показал, что в каждом случае магнитосферных возмущений максимальное значение ГИТ отмечалось на подстанции Выходной, наиболее северной в нашей энергосистеме. Этот факт связан, вероятно, с тем, что вся линия электропередач расположена на границе авроральной и субавроральной зон, и её северное звено наиболее часто попадает в область интенсивного развития авроральных джетов. Поэтому для дальнейшего анализа остановимся на данных ГИТ, полученных на подстанции Выходной. Результаты представлены в Табл. 2, содержащей ранжированный список событий, в которых наблюдались максимальные значения ГИТ.

В столбцах таблицы указаны дата события, мировое время рассматриваемого всплеска ГИТ, магнитуда всплеска, скорость изменения горизонтальной компоненты геомагнитного поля на ближайшей обсерватории, значение индекса Кр в рассматриваемый интервал времени и минимального значения индекса Dst в рассматриваемом событии. В левом столбце указан качественный характер возмущения в солнечном ветре для данного события. Следует отметить, что регистрация ГИТ на подстанции проводится в нейтрали одного их двух трансформаторов, поэтому полный ток в узле сети будет в два раза больше. Этот эффект проявился в событии 29 июня 2013г., когда второй трансформатор был полностью отключен от сети на высокой стороне. Именно поэтому сильный всплеск ГИТ проявился как «суперсильный», так как был зарегистрирован полный ток в узле [*Сахаров и др.*, 2016].





Рисунок 2. Экстремально сильный ГИТ в бурю 07-12.09.2017 г. *Вверху*график Dst за сентябрь 2017 г.; в *середине* – вариация Н-компоненты магнитного поля на обс. Ловозеро 07-08.09.2017; *внизу* – график ГИТ на подстанции Выходной.

За рассматриваемый интервал времени сильные всплески ГИТ наблюдались, как правило, во время развития сильных бурь или суббурь, связанных с корональными инжекциями массы (СМЕ) либо с границами магнитных облаков в солнечном ветре (МС), всего 5 событий из 8, в двух события были определены явления SIR, связанные с корональными дырами на диске. солнечном Примером события. вызванного CME. может служить сложная буря 07-10.09.2017 г. Максимальный ГИТ на подстанции Выходной был отмечен 07 сентября в 23.30 UT, во время достаточно сильной суббури на фазе роста магнитной бури, см. рис. 2. Реально в событии развились около 8 интенсивных всплесков ГИТ примерно одной магнитуды. Все всплески сопровождались усилениями производной dB/dt горизонтальной компоненты геомагнитного поля. что свидетельствует об индукционном характере возбуждаемого электрического поля, что вполне согласуется с общепринятой точкой зрения [Oliveira and Ngwira, 2017].

В природе встречаются также локализованные по месту и достаточно короткие во времени всплески геоэлектрического поля и, соответственно, ГИТ, не совпадающие с активной фазой суббури, см. [Ngwira et al., 2015], либо суперсуббури, по терминологии [Дэспирак и др., 2019]. Подобный случай представлен на Рис. 3, когда необычно сильный всплеск ГИТ (80А) на ст. Выходной развился 02 сентября 2016 г. в 01.08 UT и был связан, вероятно, с локальной интенсификацией аврорального возмущения, проявившегося в 01.11-01.12 UT на камере всего неба в обс. Кируна, Швеция. В таких событиях в генерации геоэлектрического поля основную роль может играть локальный продольный ток и связанные с ним ионосферные токи Холла.

Выводы. Результаты выполненного нами анализа измерений позволяют заключить, что для транзитной высоковольтной ЛЭП, расположенной на Северо-Западе России, всплески ГИТ экстремальной величины развиваются, как правило, в периоды сильных магнитных бурь, вызванных корональными выбросами (СМЕ), и совпадают по времени со всплесками геоэлектрического поля.

Встречаются всплески ГИТ большой амплитуды, не связанные с магнитными бурями и обусловленные, вероятно, локальными интенсификациями авроральных структур.

Величина тока ГИТ, протекающего в нейтрали конкретного трансформатора, помимо внешнего воздействия (величины геоэлектрического поля в локальной области) зависит от схемы включения силового оборудования на подстанции.

Всплески ГИТ, зафиксированные за время проведения наблюдений на магистрали «Северный транзит», не привели к нарушениям в работе высоковольтного распределительного оборудования, однако уровень гармоник промышленной частоты, отмеченный в ряде возмущений [*Селиванов и др.*, 2017], не исключает полностью такую возможность.

Мы полагаем, что продолжение непрерывных наблюдений за развитием ГИТ в узловых точках высоковольтной ЛЭП даст новый материал для оценки устойчивости линии к магнитосферным возмущениям и поможет решению задачи прогноза и защиты технологических систем от воздействий космической погоды.



Рисунок 3. Необычно сильный всплеск ГИТ в событии 02.09.2016.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект р-а № 17-48-510199.

Литература

- Баранник М.Б., А. Вильянен, А.Н. Данилин, Ю.В. Катькалов, В.В. Колобов, П.И. Прокопчук, Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов, Разработка системы измерения геоиндуктированных токов на Северо-Западе России для проекта EURISGIC // Труды КНЦ РАН. Энергетика. Выпуск 3. Апатиты: Изд-во Кольского научного центра РАН, 2011. С.120 125.
- Баранник М.Б, А.Н. Данилин, Ю.В. Катькалов, Б.Б. Колобов, Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов, Система регистрации геоиндуктированных токов в нейтралях силовых автотрансформаторов // ПТЭ, 2012. №1. С.118-123.
- Дэспирак И.В., А.А. Любчич, Н.Г. Клейменова. Суперсуббури и условия в солнечном ветре // Геомагнетизм и аэрономия, 2019. том 59. № 2. С. 183–190.
- Ивонин А.А., Влияние геомагнитного поля Земли на защиту от коррозии МГ ООО «ГАЗПРОМ ТРАНСГАЗ УХТА» // Коррозия «Территории «НЕФТЕГАЗ», 2015. №1. С. 88 89.
- Селиванов В.Н., М.Б. Баранник, В.А. Билин, Б.В. Ефимов, В.В. Колобов, Я.А. Сахаров, Исследование гармонического состава тока в нейтрали трансформатора в периоды геомагнитных возмущений // Труды Кольского научного центра РАН. 2017. № 1-14 (8). С. 43-52.
- Сахаров Я.А., А.Н. Данилин, Р.М. Остафийчук, Регистрация ГИЦ в энергосистемах Кольского полуострова // Труды 7-го Междунар. симп. по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии, г. Санкт- Петербург, 26–29 июня 2007 г. СПб., 2007. С. 291– 293. IEEE Cat.N. 07EX1804C; ISBN: 1–4244–1270–6
- Сахаров Я.А., Ю.В. Катькалов, В.Н. Селиванов, А. Вильянен, Регистрация геоиндуктированных токов в региональной энергосистеме // Сб. Практические аспекты гелиогеофизики, Материалы специальной секции «Практические аспекты науки космической погоды» 11-й ежегодной конференции «Физика плазмы в солнечной системе», 17 февраля 2016 г., Москва, ИКИ, 2016. С. 134-145.
- Boteler D.H., Space weather effects on power systems // In: Song, D., Singer, H.J., Siscoe, G.L. (Eds.), Space Weather. 2001. AGU Geophysical Monograph 125, pp. 347–352.
- Eroshenko E.A., A.V. Belov, D. Boteler, S.P. Gaidash, S.L. Lobkov, R. Pirjola, L. Trichtchenko, Effects of strong geomagnetic storms on Northern railways in Russia // Adv. Space Res. 2010. 46, pp. 1102–1110. https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.05.017.
- Gaunt C.T., G. Coetzee, Transformer failure in regions incorrectly considered to have low GIC-risks // In: IEEE Power Tech., 2007. Conference Paper 445, Lausanne, July, pp. 807-812.

Ngwira C.M., A. Pulkkinen, E. Bernabeu, J. Eichner, A. Viljanen, G. Crowley, Characteristics of extreme geoelectric fields and their possible causes: localized peak enhancements // Geophys. Res. Lett. 2015. 42. https://doi.org/10.1002/2015GL065061.

Oliveira D.M., C.M. Ngwira, Geomagnetically Induced Currents: Principles // Braz J. Phys. 2017. 47. pp. 552-560. DOI 10.1007/s13538-017-0523-y

Pulkkinen A., A. Viljanen, K. Pajunpaa, R. Pirjola, Recordings and occurrence of geomagnetically induced currents in the Finnish natural gas pipeline network // J. Appl. Geophys. 2001. 48. pp. 219–231.

- Pulkkinen A., S. Lindahl, A. Viljanen, R. Pirjola, Geomagnetic storm of 29–31 October: geomagnetically induced currents and their relation to problems in the Swedish high-voltage power transmission system // Space Weather 2005. 3. S08C03. https://doi.org/10.1029/2004SW000123.
- Pulkkinen A., E. Bernabeu, A. Thomson, A. Viljanen, R. Pirjola, D. Boteler, J. Eichner, P.J. Cilliers, D. Welling, N.P. Savani, R.S. Weigel, J.J. Love, C. Balch, C.M. Ngwira, G. Crowley, A. Schultz, R. Kataoka, B. Anderson, D. Fugate, J.J. Simpson, M. MacAlester, Geomagnetically induced currents: science, engineering and applications readiness // Space Weather. 2017. https://doi.org/10.1002/016SW001501.
- Viljanen A., R. Pirjola, I. Honkonen, A. Thomson, E. Clarke, M. Wik, P. Wintoft, V. Wesztergom, E. Pracser, Ya. Sakharov, Yu. Katkalov, A. Pulkkinen, EURISGIC: European Risk from Geomagnetically Induced Currents // In: Let's Embrace Space, 2012. Vol. II, European Commission, pp. 482-485. ISBN 978-92-79-22207-8. doi:10.2769/31208.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.57-60

ON THE CORRELATION BETWEEN LUNAR CRUSTAL MAGNETIC FIELDS AND THE SOLAR WIND ION REFLECTION MAP

R. Belyaev¹, A. Divin¹, V. Semenov¹, I. Kubyshkin¹, I. Zaytsev¹, J. Deca^{2,3}

¹Physics Department, St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

²Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado Boulder, Boulder, CO 80303, USA

³Institute for Modeling Plasma, Atmospheres and Cosmic Dust, NASA/SSERVI, Moffett Field, CA 94035, USA

Abstract. The Moon does not have a global magnetic field. However, the lunar crust contains regions of remanent magnetization which are strong enough to deflect and reflect a substantial part of the incoming solar wind ions. Such effects as lunar swirls, limb shocks, minimagnetospheres, low-frequency waves are the global processes induced by the local magnetic fields. In this work we investigate the correlation between local magnetic field data provided by the Tsunakawa model [2015], and the total particle reflection function estimated by *Lue et al.* [2011]. We find a spatial correlation coefficient between those two up to ~0.7 for the magnetic field model value at 20 km. It was found that an increase in the field leads to a significant increase in reflection and this dependence of the field on the reflection coefficient has a clear nonlinear form, which is consistent with numerical simulation results that show more intense scattering for stronger magnetic anomalies. For low magnetic field regions (<30 nT), the value of reflection coefficient is ~10⁻⁴...10⁻³ which corresponds to direct scattering by the Lunar surface.

Introduction

The Moon has long been considered an unmagnetized body which absorbs solar wind ions as first proposed by results from the Russian missions to the Moon [*Dolginov et al.*,1966]. However, observations of the lunar plasma environment by Apollo-15 and Apollo-16 in the 1970s [*Fuller*, 1974] surprised many as a crustal magnetization was detected with surface magnetic fields up to hundreds of nanoteslas [*Dyal et al.*, 1974]. Such fields can cover regions of a few hundreds of km and are detectable at heights of up to ~100 km. Proposed theories of their origin are thermal remanent magnetization acquired during a past dynamo period (around the pre- and Nectarian period some ~4000 mln years ago), and the mechanism of amplification during large impacts [*Hood and Artemieva*, 2008].





Figure 1. Total |B| at the surface using spherical harmonics model from [*Tsunakawa et al.*, 2015].

Figure 2. The reflection map $(log_{10} R_i)$. Dark blue lanes correspond to missing data.

Local magnetic structures ("Lunar Magnetic Anomalies", LMA) are highly non-dipolar and strong enough to create sub-ion scale mini-magnetospheres with characteristic sizes up to tens of kilometers [*Deca et al.*, 2014, 2018]. It has become possible recently to construct accurate Moon magnetic field models al low altitudes and at the surface based on large accumulated statistics of the magnetic field observations by such missions as Lunar Prospector (1998-1999) and Kaguya (2007-2009). In a study by [*Purucker and Nicholas*, 2010] the **B** field was reconstructed using ~ 2.7 million point observations made by Lunar Prospector magnetometer at altitudes of 11-60 km and averaged over a period of 5 s (or ~ 9 km in orbit). *Tsunakawa et al.* [2015] obtained more accurate global **B** field maps using the

Surface Vector Mapping (SVM) method based on ~5 million low altitude (10-45 km) observations made during nightside passes by the Kaguya and the Lunar Prospector spacecraft. Such detailed magnetization models are important for various aspects of lunar science, such as the study of lunar swirls (high-albedo surface markings), waves, instabilities, acceleration and deflection of solar wind plasma.



Figure 3. Upper right: $\log_{10} R_i$. Upper left: |B|. Lower right: scatterplot of Ri versus |B|. A linear regression (log-log scale) is shown dashed line. Lower left: Altitude dependence of the |B| - Ri correlation coefficient.

Observations of antimoonward particles are found to correlate with locations of magnetic structures on the surface. Ion sensors onboard Kaguya detected 0.1% -1% of surface-backscattered ions [Saito et al., 2008]. A more detailed study by the Chandrayaan-1 showed an increase of this value up to 10% on the strongest anomalies [Lue et al., 2011] and a decrease in the ENA flux formed by the interaction of the solar wind with lunar regolith [Vorburger et al., 2012; Bhardwaj et al., 2015]. Charged particles are affected by the magnetic field, leading to a reduction of the ENA backscattered component over magnetic anomalies and increase of the reflected an ion component.

Methods

In our study, we use two data sets: 1. The global spherical model of the lunar magnetic field based on Kaguya and Lunar Prospector [*Tsunakawa et al.*, 2015]. Kaguya performed observations along polar orbits at low altitudes of 9-80 km from December 2008 to June 2009 with an accuracy greater than 0.05 nT and a temporal resolution of 32 Hz. The model uses the Surface Vector Mapping (SVM) method and provides spherical coefficients g_n^m and h_n^m for $\{n,m\} < 450$.

We calculated the magnetic field at a set of altitudes: $\{0, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 3, 5, 8, 10, 15, 20, 30, 50\}$ km. The grid of 450x900 (latitude times longitude) points corresponds to a ~12 km grid resolution, being comparable in size to some lunar swirls. Fig. 1 presents the result for h=0 km. The reconstructed field peaks at $|B| \sim 550$ nT on the surface for the strongest anomalies. It is important to note that the low-altitude field is most likely underestimated because the higher harmonics (N>450) are truncated in the model.



Figure 4. $|B| - R_i$ correlation for an isolated anomaly. Same format as Fig. 3.

The highest magnetic field intensity (718 nT) was estimated in the region antipodal to the Crisium basin, while the Imbrium and Orientale basins showed very weak (or almost nonexistent) fields, in agreement with previous studies. The magnetic field magnitude reconstructed in [*Tsunakawa et al.*, 2015] was higher than in [*Purucker and Nicholas*, 2010] due to a larger number of harmonics.

2. The solar wind ion reflection map by *Lue et al.* [2011] based on the Chandrayaan-1 data (see Fig. 2). The reflection coefficient is calculated on a grid 180° x 180° and covers the far-side hemisphere. The values are within the range -4.5<log₁₀ R_i <0 and the missing data are all set to 0 and are not used in our study. There are visible similarities

between those two images. Despite some irregularities in the maxima positions, the reflection coefficient indeed peaks above magnetic anomalies, and also correlates well with the shape of the high $|\mathbf{B}|$ patterns, the question which we study next.

Correlations |B| - R_i: Entire area

The Pearson linear correlation coefficient and the functional dependence between $log_{10} R_i$ and $log_{10} |\mathbf{B}|$ are investigated next taking different altitudes above the surface for the $|\mathbf{B}|$ model. First, we consider the entire domain where R_i is available. $|\mathbf{B}|$ and R_i are re-sampled to the same grid. Right at the surface, the $|\mathbf{B}|-R_i$ correlation coefficient is 0.52.

R. Belyaev et al.

However, the $|\mathbf{B}|$ -R_i scatter plot (see, bottom right panel of Fig. 3) displays the presence of two distinct components: (1) A population for which the reflection coefficient grows with $|\mathbf{B}|$ as expected. (2) A flat population of R_i~10⁻³ throughout the range of $|\mathbf{B}|$'s which corresponds to surface (nonmagnetic) scattering of solar wind ions.



Figure 5. Typical areas plotted on a single Figure: anomalous and surface reflection. Same format as Fig. 3.

The functional dependence of the correlation coefficient with altitude is also considered (see bottom left panel of Fig. 3). The greatest correlation between $|\mathbf{B}|$ and R_i is achieved for altitudes above 20...30 km, which we interpret as the typical vertical extent of a minimagnetosphere. A further decrease in the correlation with height might be associated with an exponential decay of the high-N spherical harmonics and the decrease of $|\mathbf{B}|$. Hence, magnetic anomalies get indistinguishable in the reflection coefficient at these altitudes.

Correlations |B| – R_i: An isolated anomaly area

Next let us look at an isolated anomaly. The linear correlation coefficient of the smaller

region turned out to be higher than that for the entire map, but the altitude dependence is rather different (Fig. 4, left bottom panel). The altitude where the correlation coefficient peaks, is at ~ 15 km, which may be due to a smaller vertical scale of the anomaly than observed in other areas of the map.

The distribution of the reflection coefficient is visually similar to that of the entire map: there are two distinct components which correspond to surface reflection (constant $R_i \sim 10^{-3}$) and magnetic reflection ($R_i \sim |\mathbf{B}|^a$, where "a" is a power law index).

Correlations |B| - R_i: Combined picture

Next we display the magnetized and nonmagnetized regions on a single scatter plot. Fig. 5 shows correlations for high- $|\mathbf{B}|$ (marked by blue and red color) and low- $|\mathbf{B}|$ (marked by green and black color) areas. The $|\mathbf{B}|$ -R_i scatter plot (Fig. 5, bottom right panel) displays several intriguing features:

(1) High- $|\mathbf{B}|$ areas have reflection coefficient which scales well with $|\mathbf{B}|$. For weak surface magnitudes (<20 nT) a drop to ~10⁻³ reflection value appears, which we interpret as a lower limit for the magnetic reflection. Indeed, taking average solar wind parameters (~400 km/s, 1 cc and proton-electron plasma), the magnetic pressure of ~20 nT is sufficient to balance the dynamic pressure. Large R_i appearing for very low $|\mathbf{B}|$ <10 nT are likely a result of overlapping.

(2) Low- $|\mathbf{B}|$ areas appear for $|\mathbf{B}| \le 30$ nT and have relatively narrow interval of $10^{-4} < R_i < 10^{-3}$ which is nearly independent of $|\mathbf{B}|$. Fig. 5 (bottom right panel) shows that the linear fit makes sense only for a limited uniform patch of surface, but larger areas apparently have a nonlinear distribution of $R_i(\mathbf{B})$. After some tests we found that a hyperbolic tangent function might be best describing the transition from surface to anomalous values in $R_i(\mathbf{B})$ plotted in Fig. 6.

Conclusions

In this study, we investigated correlations in lunar environment data provided by two independent data sets: the model magnetic field and the reflection coefficient of incident solar wind protons. We investigated the dependence of the reflection coefficient on the magnitude of $|\mathbf{B}|$ and calculated the correlation between those two for different regions and altitudes.

The correlation peaks on average at ~20-30 km which is interpreted as average height of the lunar mini-magnetospheres.

Magnetic anomalies can efficiently reflect solar wind ions, in agreement with other



Figure 6. R_i(B) approximation: hyperbolic tangent.

observations and numerical simulations. The particle flux has a power law dependence for $|\mathbf{B}|>20$ nT, a value which might be interpreted as a lower bound for the magnetic stand-off mechanism [*Deca et al.*, 2018]. The reflection coefficient saturates on average at R_i~0.1-0.3 for the largest magnetic anomalies. In the small $|\mathbf{B}|$ limit (less than 30 nT), the reflected flux (R_i~10⁻³) is nearly independent of $|\mathbf{B}|$ since it contains particles scattered from the lunar surface

and not by the magnetic anomalies. However, the presence of strong reflection $R_i > 10^{-2}$ for $|\mathbf{B}| << 20$ nT is interpreted as overlapping of R_i with strong but very localized areas of magnetic shielding.

Acknowledgements. Work of A.D. and I.Z. was supported by RFBR grant 19-02000993.

References

- Bhardwaj, A., Dhanya, M.B., Alok, A., Barabash, S., Wieser, M., Futaana, Y., Wurz, P., Vorburger, A., Holmström, M., Lue, C. and Harada, Y. (2015). A new view on the solar wind interaction with the Moon. Geoscience Letters, 2(1), 10.
- Deca, J., and Divin, A. (2016). Reflected Charged Particle Populations around Dipolar Lunar Magnetic Anomalies. The Astrophysical Journal, 829(2), 60.
- Deca, J., Divin, A., Lue, C., Ahmadi, T., and Horányi, M. (2018). Reiner Gamma albedo features reproduced by modeling solar wind standoff. Communications Physics, 1(1), 12.
- Dolginov, Sh.Sh., Eroshenko, E.G., Zhuzgov, L.N., and Pushkov, N.V. (1966). Measurements of the magnetic field in the vicinity of the moon by the artificial satellite Luna 10. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 170, 574-577.
- Dyal, P., Parkin, C.W., and Daily, W.D. (1974). Magnetism and the interior of the moon. Rev. Geophys. Space Phys., 12, 568–591
- Fuller, M. (1974). Lunar magnetism. Reviews of Geophysics, 12(1), 23-70. doi:10.1029/RG012i001p00023.
- Hood, L., and Artemieva, N. (2008). Antipodal effects of lunar basin-forming impacts: Initial 3D simulations and comparisons with observations. Icarus, 193, 485–502.
- Howard, S.K., Halekas, J.S., Farrell, W.M., McFadden, J.P., and Glassmeier, K.H. (2017). Identifying ultra low frequency waves in the lunar plasma environment using trajectory analysis and resonance conditions. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 122(10), 9983-9993.
- Lue, C., Futaana, Y., Barabash, S., Wieser, M., Holmström, M., Bhardwaj, A., Dhanya, M.B., and Wurz, P. (2011). Strong influence of lunar crustal fields on the solar wind flow. Geophysical Research Letters, 38(3).
- Purucker, M.E., and Nicholas, J.B. (2010). Global spherical harmonic models of the internal magnetic field of the Moon based on sequential and coestimation approaches. Journal of Geophysical Research: Planets, 115(E12).
- Saito, Y., Yokota, S., Tanaka, T., Asamura, K., Nishino, M.N., Fujimoto, M., Tsunakawa, H., Shibuya, H., Matsushima, M., Shimizu, H., and Takahashi, F. (2008). Solar wind proton reflection at the lunar surface: Low energy ion measurement by MAP-PACE onboard SELENE (KAGUYA). Geophysical Research Letters, 35(24).
- Tsunakawa, H., Takahashi, F., Shimizu, H., Shibuya, H., and Matsushima, M. (2015). Surface vector mapping of magnetic anomalies over the Moon using Kaguya and Lunar Prospector observations. Journal of Geophysical Research: Planets, 120(6), 1160-1185.
- Vorburger, A., Wurz, P., Barabash, S., Wieser, M., Futaana, Y., Lue, C., Holmström, M., Bhardwaj, A., Dhanya, M.B., and Asamura, K. (2012). Energetic neutral atom observations of magnetic anomalies on the lunar surface. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 117(A7).



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.61-64

ION KAPPA DISTRIBUTION PARAMETERS IN THE EQUATORIAL PLANE AT GEOCENTRIC DISTANCES SMALLER THAN 20 $R_{\rm E}$ AND AURORAL OVAL MAPPING TO THE EQUATORIAL PLANE

I.P. Kirpichev¹, E.E. Antonova^{2,1}, V.G. Vorobjev³, O.I. Yagodkina³, M.V. Stepanova⁴, I.L. Ovchinnikov², M.S. Pulinets², S.S. Znatkova², N.V. Sotnikov⁵, S.K. Mit², P.S. Kazarian⁵

¹Space Research Institute (IKI) Russian Academy of Science, Moscow, Russia; e-mail: ikir@iki.rssi.ru

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia;

e-mail: elizaveta.antonova@gmail.com

³Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

⁴University of Santiago de Chile, Chile

⁵Moscow State University, physical faculty

Abstract. The improvement of the accuracy of the auroral oval boundaries mapping to the equatorial plane using the method of morphological mapping requires the determination of the ion pressure distributions at low latitudes and at the equatorial plane. To obtain exact values of pressure it is necessary to take into account the contribution of particles with energies much larger than energies of thermal particles. Particle distribution functions in the collisionless magnetospheric plasma are well approximated by kappa distributions. Kappa distributions have a Maxwellian core and power tails, and are characterized by three parameters: density, core energy/temperature and value k, which describes the spectral slope at energies much larger than thermal ones. Analyses of ion fluxes measured by the THEMIS mission allows us to obtain averaged distribution of kappa parameters of ions at the equatorial plane at geocentric distances from 7 to 20 R_E . We obtain the radial and MLT dependences of kappa parameters. The use of the obtained results for the specification of auroral oval mapping to the equatorial plane is discussed.

1. Introduction

The topology of the magnetospheric domains continues to be one of unsolved problems in magnetospheric physics. There are multiple works suggesting that the auroral oval is mapped to the plasma sheet, even though these suggestions are uncertain (see, *Kornilov et al.* [2008], *Antonova et al.* [2011]). Such mapping is based on magnetospheric magnetic field models with predefined current systems, and did not include all main current systems (see, *Antonova et al.* [2018a] and references therein). So, such models cannot produce the adequate auroral oval mapping. Analysis of the trapping boundary position relative to the auroral oval [*Riazantseva et al.*, 2018] shows that the trapping boundary of energetic electrons is localized inside the auroral oval. During a magnetic storm, trapping boundary can even coincide with polar boundary of the auroral oval [*Sotnikov et al.*, 2019]. Such findings show the inconsistency of the suggested auroral oval mapping to the plasma sheet with the results of experimental observations.

It was shown, that using the morphological method of auroral oval mapping [Antonova et al., 2014, 2015, Kirpichev et al., 2016] the main part of the quiet auroral oval is mapped to the outer part of the ring current (CRC in accordance with [Antonova and Ganushkiva, 1997, Ganushkina et al., 2015, 2018]). The used method was based on the comparison of plasma pressure measurements at low altitudes and at the equatorial plane. The morphological method of auroral oval mapping requires the determination of plasma pressure distribution along the trajectory of auroral satellites. However, databases of many auroral missions contain results of particle measurements in limited energy ranges. For example, DMSP databases allows the obtaining ion spectra up to 30 keV and it is necessary to consider the high energy continuation of ion spectra for a correct obtaining of plasma pressure value. Such spectra at high latitude magnetosphere can be approximated by the kappa distribution function (see [Livadiotis, 2017] and references therein). Such approximations were used in many papers including the analysis of simultaneous THEMIS mission observations [Stepanova and Antonova, 2015] and statistical analysis of kappa distribution parameters during magnetospheric substorms [*Espinoza et al.*, 2018] in the limited sector near midnight $X_{GSM} < 0$, $|Y_{GSM}| < |X_{GSM}|$, $|Z_{GSM}|$ $< 8R_E$ from 7 up to 30 R_E . Therefore, the results of *Espinoza et al.* [2018] can be used only for analysis of near midnight observations. For the analysis of the role of high-energy part of ion spectra in the calculation of plasma pressure at all MLT it is possible to use averaged kappa approximation of ion spectra at the equatorial plane obtained at all MLT.

Antonova et al. [2018b] describe the main features of kappa approximation analysis and present the results of such analysis in the daytime magnetospheric region. In this paper, we obtain the statistical results of such approximations at all MLT.

2. Instrumentation and data analysis

We used data of five satellite of the THEMIS mission available online (http://themis.ssl.berkeley.edu/, http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/) [Angelopoulos, 2008; Sibeck and Angelopoulos, 2008]. Ion spectra were obtained by the electrostatic analyzer (ESA) [McFadden et al., 2008] and the solid state telescope (SST) [Angelopoulos, 2008]. We suggest that protons make the main contribution to the ion flux as ESA and SST instruments do not allow the determination of the ion composition, as it was shown that H⁺ ions are the dominant ions during guite time intervals [Daglis et al., 1999]. The magnetic field measurements were done using the fluxgate magnetometer (FGM) [Auster et al., 2008] with a time resolution of 3 s. Full spectra were obtained using time and energy interpolation programs developed by the THEMIS team. We selected time intervals when ESA and SST devices worked with maximal energy and angle resolution (full regime). Due to low ion fluxes at high energies different times of spectra accumulation were used till ~10 min. Parameters of the solar wind were obtained using the Wind satellite data (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/), and the corresponding time shift due to propagation of the solar wind from the satellite location to the magnetopause was obtained using solar wind velocity data. We selected for the analysis very quiet periods when |Dst|<20 nT and |AL|<300 nT. Contamination from the spacecraft potential and photoelectrons at low energies set up the low energy limit of ion kappa approximation while energetic electrons and solar cosmic rays determine the high energy limit. Low statistics at high energies frequently prevent the use of high-energy channels. As a result, we included in the statistical analysis only robust averaged spectra. We determine three parameters of kappa approximation (see, Antonova et al. [2018b] for details): ion density n_0 , k parameter determining high energy slope of ion spectra and core energy e_0 , connected with thermal energy E_t by the relation $E_t=1.5e_0k(k-3/2)$.

3. Ion kappa distribution parameters at the equatorial plane in the GSM coordinate system

Fitting of ion spectra by a single kappa distribution function is made in a limited energy range. Fig. 1 shows examples of kappa approximations of measured spectra at geocentric distances L-9, L-6 and L-4. As it can be seen, the obtained fits differ significantly. The energetic inner ring current ions (L- 4 R_E) have energetic rigid high energy spectrum, which corresponds to low values of kappa, and high values of core energy. At greater distances, the spectra are softer and closer to Maxwellian ones. At the latitudes of equatorial boundary of auroral oval during quiet time periods at L-6-7 the shape of the distribution function is far from Maxwellian distribution, which is necessary to take into account calculating the plasma pressure values.



Figure 1. Examples of kappa approximations of the measured spectra.

Fig. 2 shows the global distribution of the n_0 parameter of kappa approximation (ion density) at the equatorial plane (Fig. 2a) and the averaged dependence of n_0 value on the radial distance for night, morning, evening and day sectors of the magnetosphere (Fig. 2b). It is possible to see that the MLT dependence of kappa parameter n_0 is comparatively weak during quiet geomagnetic conditions. However, it is possible to clearly identify a surrounding the Earth plasma ring at all MLT with ion density close to ion density in the plasma sheet.

Fig. 3 shows the global distribution of thermal energy E_t (Fig. 3a) and averaged dependence of the e_0 value on radial distance at four selected MLT sectors (the same as in Fig. 2). Figure three shows the clear transition from the plasma domain, corresponding to traditional ring current at geocentric distances $<5 R_E$ with averaged energy \sim 50-100 keV, to the outer part of the ring current with averaged energy \sim 10 keV.

Fig. 4 shows the global distribution of the *k* parameter (Fig. 4a) and averaged dependence of the *k* value on radial distance at four selected MLT sectors (the same as in Fig. 2). It is possible to see the increase of this parameter with the increase of geocentric distance with the formation of plateau (practical absence of dependence) at a geocentric distance larger than $10 R_E$.

Region from 5 to 7 R_E are shown on Figs. 2-4a and is absent in Figs. 2-4b. Such feature is explained by the averaging of the global distribution of kappa parameters, which produce picture smearing. Indeed, the statistics of ion spectra approximated by single kappa function in the 5-7 region is much smaller than the number of single kappa approximations at larger and smaller distances. Most spectra in this transitional region can be approximated by bi-

I.P. Kirpichev et al.

kappa distributions. We consider such feature as the possible result of the equatorial part of auroral oval mapping to the equatorial plane where the ionosphere is a power source of upward accelerated ionospheric ions, which add the ion populations with different characteristics.



Figure 2. Distribution of the n_0 parameter at the equatorial plane (*a*) and dependence of n_0 on radius for different sectors (*b*).



Figure 3. Distribution of E_t at the equatorial plane (a) and dependence of e_0 on radius for different sectors (b).



Figure 4. Distribution of the k parameter at the equatorial plane (a) and dependence of k on radius for different sectors (b).

4. Conclusions and discussion

We analyzed the distribution of parameters of ion spectra approximation at the equatorial plane by single kappa function using data of the THEMIS mission. Obtained pictures are in agreement with previously obtained results of using kappa approximations for the analysis of magnetospheric processes. Obtained pictures at all MLT sectors support the concept of auroral oval mapping to the surrounding the Earth plasma ring and show a number of new features, which require more careful analysis. Our results show that it is necessary to take into account kappa approximation for calculation of plasma pressure in the equatorial part of auroral oval, where the auroral oval is overlapped with traditional ring current and the k parameter is comparatively small (hard ion spectra).

Acknowledgements. We acknowledge the members of THEMIS teams for the use of data. The work is supported by the grant of the Russian Foundation for Basic Research No 18-05-00362.

References

Angelopoulos, V. (2008), The THEMIS mission, Space Sci. Rev., 141, 5-34, doi:10.1007/s11214-008-9336-1.

- Antonova, E.E., and N.Yu. Ganushkina (1997), Azimuthal hot plasma pressure gradients and dawn-dusk electric field formation, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *59*, 1343–1354, doi:10.1016/S1364-6826(96)00169-1
- Antonova, E.E., I.P. Kirpichev, I.L. Ovchinnikov, et al. (2011), *IAGA Special Sopron Book Series. Vol. 3. The Dynamic Magnetosphere*, Ed. by W. Liu and M. Fujimoto, 201-210, doi:10.1007/978-94-007-0501-2.
- Antonova, E.E., V.G. Vorobjev, I.P. Kirpichev, and O.I. Yagodkina (2014), Comparison of the plasma pressure distributions over the equatorial plane and at low altitudes under magnetically quiet conditions, *Geomag. Aeron.* 54(3), 278-281, doi:10.1134/S0016793214030025.
- Antonova, E.E., V.G. Vorobjev, I.P. Kirpichev, O.I. Yagodkina, and M.V. Stepanova (2015), Problems with mapping the auroral oval and magnetospheric substorms, *Earth, Planets, and Space* 67, 166, doi:10.1186/s40623-015-0336-6.
- Antonova, E.E., M.V. Stepanova, I.P. Kirpichev, I.L. Ovchinnikov, V.G. Vorobjev, O.I. Yagodkina, M.O. Riazanseva, V.V. Vovchenko, M.S. Pulinets, S.S. Znatkova, and N.V. Sotnikov (2018a), Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 177, 103-114, doi: 10.1016/j.jastp.2017.10.013.
- Antonova, E.E., M.V. Stepanova, I.P. Kirpichev et al. (2018b), Kappa distributions and feature of magnetospheric dynamics, "*Physics of Auroral Phenomena*", Proc. XLI Annual Seminar, Apatity, 42-45, doi:10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.42-45.
- Auster, H.U., et al. (2008), The THEMIS fluxgate magnetometer, *Space Sci. Rev.*, 141, 235–264, doi:10.1007/s11214-008-9365-9.
- Daglis, I.A., R.M. Thorne, W. Baumjohann, and S. Orsini (1999), The terrestrial ring current: origin, formation, and decay, *Rev. Geophys.* 37, 407–438, doi:10.1029/1999RG900009.
- Espinoza, C.M., M.V. Stepanova, P.S. Moya, E.E. Antonova, and J.A. Valdivia (2018), Ion and electron *k*-distribution functions along the plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.*, 45(13), 6362-6370, doi:10.1029/2018GL078631.
- Ganushkina, N.Y., M.W. Liemohn, S. Dubyagin, I.A. Daglis, I. Dandouras, D.L. De Zeeuw, et al. (2015), Defining and resolving current systems in geospace, *Ann. Geophys.*, 33, 1369–1402, doi:10.5194/angeo-33-1369-2015.
- Ganushkina, N.Y., M.W. Liemohn, and S. Dubyagin (2018), Current systems in the Earth's magnetosphere. *Reviews of Geophysics*, 56(2), 309-332, doi:10.1002/2017RG000590.
- Kirpichev, I.P., O.I. Yagodkina, V.G., Vorobjev, E.E. Antonova (2016), Position of projections of the night side auroral oval equatorward and poleward edges in the magnetosphere equatorial plane, *Geomagn. Aeron.* 56, 407– 414, doi:10.1134/S001679321604006X.
- Kornilov, I.A., E.E. Antonova, T.A. Kornilova, and O.I. Kornilov (2008), Fine structure of auroras during auroral breakup according to the ground-based and satellite observations, *Geomag. Aeron.*, 48(1), 7–19, doi:10.1134/S00167932080100.
- Livadiotis, G. (2017), Kappa distributions: theory and applications in plasmas. Elsevier. Amsterdam, Oxford, Cambridge. MA. oCLC: 990766561.
- McFadden, J.P., C.W. Carlson, D. Larson, J. Bonnell, et al. (2008), THEMIS ESA first science results and performance issues, *Space Sci. Rev.*, 141, 477–508, doi:10.1007/s11214-008-9433-1.
- Sibeck, D.G., and V. Angelopoulos (2008), THEMIS science objectives and mission phases, *Space Sci. Rev.*, 141, 35–59, doi:10.1007/s11214-008-9393-5.
- Riazanteseva, M.O., E.E. Antonova, M.V. Stepanova, B.V. Marjin, I.A. Rubinshtein, V.O. Barinova, N.V. Sotnikov (2018), A relation between the locations of the polar boundary of outer electron radiation belt and the equatorial boundary of the auroral oval, *Ann. Geophys.*, 36, 1131–1140, doi 10.5194/angeo-36-1131-2018.
- Sotnikov, N.V., E.E. Antonova, M.O. Ryazantseva, V.O. Barinova, I.A. Rubinshtein*a*, and S.K. Mit' (2019), Position of the energetic electron trapping boundary relative to auroral oval boundaries during the magnetic storm on December 19–22, 2015, based on data from the Meteor-M2 Satellite, *Geomag. Aeron.*, 59(2),136-146, doi:10.1134/S0016793219020142.
- Stepanova, M., and E.E. Antonova (2015), Role of turbulent transport in the evolution of the κ distribution functions in the plasma sheet, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *120*, 3702–3714, doi:10.1002/2014JA020684.
- Wing, S., and P.T. Newell (1998), Central plasma sheet ion properties as inferred from ionospheric observations, J. Geophys. Res., 103(A4), 6785-6800, doi:10.1029/97JA02994.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.65-68

ОСОБЕННОСТИ ИОННОЙ ДИНАМИКИ В ПРОЦЕССЕ РАСПАДА ТОКОВОГО СЛОЯ

И.В. Зайцев, А.В. Дивин, И.В. Кубышкин, Р.И. Беляев, В.С. Семенов

Санкт-Петербургский государственный университет, г.Санкт-Петербург

Аннотация. Исследован процесс распада токового слоя в ходе магнитного пересоединения в кинетическом приближении с использованием кода iPIC3D. Изучена динамика ионов, приводящая к формированию альвеновского выхлопа и продольных пучков в пограничном слое. Восстановлены распределения частиц по питч-углам и гирофазам. Показано, что внутри слоя пересоединения частицы, дрейфующие с альвеновской скоростью, не совершают полного ларморовского оборота. Частицы, пересекающие зону выхлопа, создают электрический ток на ее границах и вылетают в область втекания с малым питч-углом. В результате кинетические эффекты приводят к значительному преобладанию параллельной температуры плазмы над поперечной, что важно для развития пучковой и шланговой неустойчивостей.

Введение

Магнитное пересоединение высвобождает магнитную энергию, накопленную в космических токовых слоях, и переводит ее в кинетическую и тепловую энергию частиц. Оно порождает взрывные события на Солнце и в земной магнитосфере, а также приводит к перестройке глобальной конфигурации магнитного поля. Результаты многочисленных исследований на космических аппаратах, проведенные за последние 50 лет, позволили сделать вывод о том, что пересоединение является основным драйвером магнитосферной динамики[1].

Согласно модели Петчека [2], построенной на основе идеальной МГД теории, пересоединение инициируется в малой части токового слоя (диффузионной области), где локальное падение проводимости приводит к нарушению вмороженности. Как следствие, в диффузионной области зарождается электрическое поле пересоединения, которое переносится на токовый слой альвеновскими волнами, где оно совершает работу над электрическими токами. При этом основное энерговыделение происходит на медленных ударных волнах выключения, которые ограничивают область ускоренной до альвеновской скорости и нагретой плазмы, известной как "выхлоп" пересоединения. Было показано, что автомодельное решение задачи о распаде разрыва [3], включающее медленную ударную волну, альвеновский и контактный разрывы, с хорошей точностью описывает события пересоединения в солнечном ветре [4].

С появлением возможности проведения ресурсозатратных вычислений на суперкомпьютерах методом макрочастиц (также метод "частица-в-ячейке", "Particle-in-Cell", PIC), исследования процесса магнитного пересоединения выявили ряд важных особенностей, вносимых чисто кинетическими эффектами. В частности, было показано, что формирование медленных ударных волн в кинетическом приближении существенно модифицируется и даже подавляется вследствие формирования пучков энергичных частиц и развития плазменной анизотропии [5, 6]. Интересно, что задолго до проведения РІС-симуляций многие черты кинетического пересоединения, такие как продольные и встречные пучки энергичных частиц, были обнаружены на космическом аппарате Geotail [7].

В данной работе были проведены вычисления методом частица-в-ячейке для распада токового слоя типа Харриса в процессе магнитного пересоединения, изучены причины формирования пучков ускоренных частиц, плазменной анизотропии и связанных с ней кинетических неустойчивостей.

Модель распада одномерного токового слоя

Мы исследуем вопрос о пересоединении в постановке Римана на основе результатов моделирования методом частица-в-ячейке с использованием кода iPIC3D [8]. В симуляции используется следующая система координат: ось X направлена вдоль антипараллельного магнитного поля, ось Z – вдоль начального тока, ось Y – в направлении нормали к токовому слою. Начальное состояние определяется равновесным токовым слоем Xappuca, на который накладывается малая (0.1 от начального фонового магнитного поля B₀) нормальная компонента магнитного поля. В работе представлены результаты симуляции с ведущим полем 0.4 B₀ от начального фонового магнитного поля, что необходимо для регуляризации вычислений в центре токового слоя. В работе используются периодические граничные условия. Система Власова-Максвелла решается на профиле длиной 300d_i, где $d_i = c/\omega_{pi}$ - ионная инерционная длина. Отношение масс ионов и электронов $m_i/m_e = 256$.

Все результаты представлены в безразмерном виде. Магнитное поле и концентрация нормированы на начальные фоновые величины B_0 и n_0 , скорость – на альвеновскую скорость $V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho}$. Температура нормирована на $m_i V_A^2/k$. Расстояния и время выражены в ионных инерционных длинах d_i и обратных циклотронных частотах ω_{ci}^{-1} , соответственно. Здесь, $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$ -ионная плазменная частота, и $\omega_{ci} = eB_0/cm_i$ – ионная гирочастота. Исследуется эволюция токового слоя вплоть до момента времени 300 ω_{ci}^{-1} .

Результаты расчетов

Одномерные симуляции распада разрыва описывают динамику пересоединенной силовой трубки, которая на момент времени t= $300\omega_{ci}^{-1}$ представлена на рис. 1. На верхней панели изображены профили вдоль нормали пересоединяющейся компоненты B_x и ведущего поля B_z. Хорошо видно, что в центре выхлопа пересоединяющаяся компонента исчезает, что характерно для всех моделей пересоединения. Однако, в кинетике важную роль начинает играть ведущее поле которое резко возрастает в области выхлопа, поддерживая модуль магнитного поля практически постоянным.



Рисунок 1. *а*) Тангенциальные компоненты магнитного поля Вх и Вz, δ) Нормальное электрическое поле Еу и поле пересоединения Ez, *в*) компоненты массовой скорости ионов и электронов вдоль оси X, а также X-компонента полного тока, *г*) компоненты массовой скорости ионов и электронов вдоль оси Z, а также Z-компонента полного тока, *д*) Продольная и поперечная компоненты температуры ионов, *e*) f(y,Vi||) - компонента функции распределения продольной скорости частиц вдоль оси Y.

Тем не менее, плазма в зоне выхлопа ускоряется до величины порядка альвеновской скорости (точнее $0.7 V_A$), причем в центре выхлопа протоны и электроны движутся с одинаковыми скоростями. Небольшое рассогласование скоростей на краях выхлопа приводит к возникновению двух токовых слоев на границах, то есть к бифуркации (распаду) начального токового слоя. Границы имеют одновременно черты альвеновского разрыва, поскольку разворачивают магнитное поле на 90°, и медленной ударной волны, так как ускоряют плазму до альвеновской скорости.

Помимо бифуркации токового слоя, на графиках массовых скоростей можно выделить две различные области ускорения:

На рис. 1г видно, что параллельная составляющая температуры доминирует над поперечной более чем в два раза. Продольная компонента функции распределения по скоростям представлена на рис. 1д. В области 25<|Y|<50 мы наблюдаем пучки бегущих из выхлопа ионов, скорость которых противоположно направлена потоку ионов, дрейфующих к слою со скоростью втекания. Данная конфигурация неустойчива, и поэтому в областях 25<|Y|<50 мы наблюдаем возмущения, вызванные пучковой ионной неустойчивостью (как в компонентах магнитного поля, так и в электрическом поле, не показано). В центре выхлопа смешиваются два пучка, текущие с противоположных границ внутрь. Данный режим с наличием встречных пучков принято

считать источником возникновения шланговой неустойчивости, однако в рассматриваемом нами случае она подавляется ведущим полем.

В данной работе особое внимание уделяется распределению частиц по гирофазам. Для того чтобы устранить произвол в их отсчете, мы находим угол между направлением перпендикулярной компоненты скорости и фиксированной плоскостью. Описанные ниже характерные признаки ускоряющих токовых слоев могут быть полезны при анализе данных ныне актуальных миссий MMS и Parker Solar Probe.

В первой строке на рис. 2 показаны диаграммы питч-угол/гирофаза для ионной популяции которые мы можем восстановить из симуляции для двух точек, положения которых отмечено пунктирной линией на рис. 1д. Во второй и третьей строках для большей наглядности представлены гистограммы, характеризующие количество частиц в определенном интервале питч-углов/гирофаз для тех же самых точек.

Первый столбец рис. 2 соответствует точке профиля Y=-26 вне выхлопа. Здесь распределение по гирофазам практически однородно рис. 2в, в то время как медиана распределения по питч-углам смещена в сторону 180-градусных частиц рис. 2д. Итак мы видим, как ионы бегут обратно из выхлопа вдоль силовых линий, имея при этом тепловой разброс по гирофазам.

Вторая рассматриваемая точка Y=-6 расположена внутри выхлопа, где частицы группируются по гирофазам в интервале -90°до +90°. Попадая в выхлоп, они захватываются полем дрейфа и формируют поток [9].

Наблюдая данную картину распределения, мы можем сделать вывод о том, что, набирая энергию, частицы с малым питч-углом проходят сквозь выхлоп и формируют пучки, а 90-градусные частицы остаются в выхлопе. Продольные частицы с большой кинетической энергией имеют возможность пересечь границу выхлопа и вырываться обратно в область втекания, в то время как 90-градусные частицы не смогут преодолеть потенциальный барьер на границе выхлопа.

Таким образом, в процессе кинетического магнитного пересоединения плазма ускоряется в зоне выхлопа до альвеновской скорости, но нагревается в основном вблизи границ вне слоя. В отличие от МГД случая, где магнитное поле резко падает в зоне выхлопа, при кинетическом пересоединении магнитное поле остается практически постоянным, наблюдается лишь слабое понижение интенсивности магнитного поля в широкой области, начиная с появления быстрых волн разрежения. Тем не менее, этого слабого магнитного поля хватает для питания всей энергетики магнитного пересоединения.



Рисунок 2. Слева показаны следующие величины в точке Y=-26, справа - в точке Y=-6: *a*) и δ) распределение по питч-углам θ и гирофазам ϕ ; *b*) и *c*) распределение по гирофазам; *d*) и *e*) распределение по питч-углам.

Выводы

Суммарная убыль магнитного поля в протяженной области между быстрыми волнами разрежения служит источником кинетической и тепловой энергии плазмы как внутри выхлопа, так и вне его, в зоне продольных пучков. В отличие от МГД модели пересоединения, в которой плазма существенно нагревалась внутри выхлопа, при учете кинетических эффектов плазма нагревается главным образом в продольном направлении, причем особенно заметно во внешней окрестности выхлопа. При этом баланс давлений внутри выхлопа

поддерживается за счет возрастания ведущего поля. Частицы, пересекающие слой пересоединения насквозь, должны обладать малыми питч-углами, ввиду чего развивается сильная продольная плазменная анизотропия. При этом скорость распространения альвеновского разрыва (границы выхлопа) модифицируется вместе с величиной альвеновской скорости: $V_A^* = \sqrt{\epsilon} V_{A0}$, где $\epsilon = 1 - \frac{\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}}{2}$ – показатель анизотропии, а $\beta = \frac{P \cdot 8\pi}{B^2}$ - отношение динамического давления к магнитному. Отсюда следует, что продольная анизотропия существенно замедляет скорость распространения границ выхлопа в направлении нормали, при этом при достаточно большой анизотропии эта скорость становится равной нулю, а конфигурация становится стационарной. Так, в дальнем хвосте магнитосферы, токовый слой с нормальной компонентой и продольной анизотропие [10].

Интересно отметить, что возникающие функции распределения по питч-углам и гирофазам при прохождении через границу выхлопа демонстрируют анизотропию во внешней области и негиротропию во внутренней, что может быть использовано как признак кинетического пересоединения при интерпретации экспериментальных данных космических аппаратов.

Литература

- [1] Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. Физматлит, 2005.
- [2] Petschek H.E. Magnetic field annihilation //NASA Special Publication. 1964. T. 50. C. 425.
- [3] Heyn M.F. et al. The structure of reconnection layers //Journal of plasma physics. 1988. T. 40. №. 2. C. 235-252.
- [4] Sasunov Y.L. et al. Kelvin-Helmholtz stability of reconnection exhausts in the solar wind //Geophysical research letters. – 2012. – T. 39. – №. 6.
- [5] Omidi N., Winske D. Kinetic structure of slow shocks: Effects of the electromagnetic ion/ion cyclotron instability //Journal of Geophysical Research: Space Physics. 1992. T. 97. №. A10. C. 14801-14821.
- [6] Liu Y.H., Drake J.F., Swisdak M. The effects of strong temperature anisotropy on the kinetic structure of collisionless slow shocks and reconnection exhausts. I. Particle-in-cell simulations //Physics of Plasmas. – 2011. – T. 18. – №. 6. – C. 062110.
- [7] Hoshino M. et al. Ion dynamics in magnetic reconnection: Comparison between numerical simulation and Geotail observations //Journal of Geophysical Research: Space Physics. 1998. T. 103. №. A3. C. 4509-4530.
- [8] Markidis S. et al. Multi-scale simulations of plasma with iPIC3D //Mathematics and Computers in Simulation. 2010. T. 80. №. 7. c. 1509-1519.
- [9] Drake J.F. et al. Ion heating resulting from pickup in magnetic reconnection exhausts //Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2009. T. 114. №. A5.
- [10] Mingalev O.V. et al. Numerical simulations of plasma equilibrium in a one-dimensional current sheet with a nonzero normal magnetic field component //Plasma Physics Reports. – 2007. – T. 33. – №. 11. – C. 942-955.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.69-72

THE STUDY OF THE GENERATION MECHANISM OF MONOCHROMATIC PC4 PULSATIONS WITH USING ERG SATELLITE DATA

V.B. Belakhovsky¹, K. Shiokawa², A.V. Losev¹, A. Matsuoka^{3,4}, S.-Y. Wang⁵, Y. Kazama⁵, S. Tam⁶, S. Kasahara⁷, S. Yokota⁸, K. Keika⁷, T. Hori², I. Shinohara^{3,4}, Y. Miyoshi²

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

²Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya, Japan

³Institute of Space and Astronautical Science, Japan

⁴Japan Aerospace Exploration Agency, Japan

⁵Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, Taiwan

⁶National Cheng Kung University, Taiwan

⁷Tokyo University, Japan

⁸Osaka University, Japan

Abstract. In this work we investigate the physical nature and generation mechanism of very monochromatic Pc4 pulsations with using data of ERG (Exploration of energization and Radiation in Geospace) satellite. Such type of the pulsations is exited during very low geomagnetic activity; these pulsations do not seen on the ground magnetometers due to damping in the ionosphere. The question about the generation mechanism of these pulsations is still open. For the event 4 May 2017 according to the ERG satellite data the wave packet of Pc4 pulsations was registered after midnight at 08-10 UT. The pulsations are mostly seen in radial component and also in azimuthal component of the magnetic field; its frequency is about 13 mHz. On GOES-13 satellite located on higher L-shell than ERG satellite the frequency of these pulsations is about 11.5 mHz. This property (decrease of the frequency of geomagnetic pulsations with the increase of L-shell) testifies about the resonance nature of the pulsations. During appearance of the Pc4 pulsations on ERG satellite the injection of electrons (mostly seen in 10-80 keV energetic cannels) are registered. This injection coincides with the small increase of AE index up 200 nT. So, this injection is caused by the small substorm. Thus, it is found the experimental evidence that injection of electron cloud into the morning sector can be reason of the excitation of monochromatic Pc4 geomagnetic pulsations. There are some theories which can explain this mechanism.

Introduction

There are many types of ULF waves in the Earth magnetosphere, which differ by their periods (Pc3-5, Pg, Pi2-3), waveforms (broadband or monochromatic), polarization structure (poloidal, toroidal, or compressional), etc. ULF waves have two types of energy sources: external and internal. External sources, such as the Kelvin-Helmholtz instability and compression of magnetosphere by solar wind, excite large-scale perturbations on the magnetopause. ULF waves excited by external sources generally have a small wave number in the azimuthal direction (m-number), for example, |m| < 10. By contrast, internal sources, such as plasma instability and wave-particle resonance, excite perturbations with a large m-number, for example, $|m| \sim 100$.

One of the most puzzling types is the poloidal Pc4 pulsations. These waves have very monochromatic waveform and excited during low geomagnetic activity. There have been numerous studies discussing excitation of poloidal waves by the drift-bounce resonance [*Anderson et al.*, 1990; *Engebretson et al.*, 1992; *Kokubun et al.*, 1989; *Liu et al.*, 2013; *Takahashi et al.*, 1990]. Large-m poloidal waves are thought to be excited by the drift-bounce resonance mechanism associated with hot ring current protons [*Anderson et al.*, 1990; *Kokubun et al.*, 1989]. *Liu et al.* (2013) suggested that second harmonic poloidal waves are likely generated by bounce resonance with free energy coming from bump-on-tail plasma distributions.

In this study we try to examine this type of pulsations and its connection with the fluxes of energetic particles in the magnetosphere with new ERG data facilities.

Data used

The ERG (Exploration of energization and Radiation in Geospace) satellite was developed by the Institute of Space and Astronautical Science of JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) for the study Earth radiation belts. It has apogee about 5.0 Re (L~6.0, 32 110 km), perigee about 460 km. It was launched at 20 December 2016. ERG have an
instruments for plasma and particle experiment (PPE), magnetic field experiment (MGF), plasma wave experiment (PWE).

The GOES geostationary spacecrafts was used for the registration of the geomagnetic field variations, variations of the electron and proton fluxes. CARISMA network stations are used for the registration of geomagnetic field variations in conjugate to the satellite regions.

The event 4 May 2017

The wave packet of very monochromatic pulsations was observed on GOES-13 spacecraft at time interval 08-10 UT (Fig. 2). At this moment the GOES-13 spacecraft was located at the early morning sector (see the map on the Fig. 1). The Pc4 pulsations were mostly seen in radial (he) and azimithal (hn) components with amplitude about 2-3 nT. Weaker pulsations can be seen also in the field-aligned component hp and in the module of the geomagnetic field ht. This polarization indicates on the poloidal-type transverse wave structure. The Pc4 pulsations are not so evident at more distant geostationary GOES-15 spacecraft, located on the night side.



Figure 1. The locations of the spacecrafts (GOES-13, 15, ERG, THA, THE) in GSM coordinate system 4 May 2017 at 08.30 UT.



Figure 2. The geomagnetic field variation (he, hn, hp, ht-components) on GOES-13 spacecraft.



Figure 3. The comparison of the geomagnetic Pc4 pulsations with the 40 keV electron fluxes (*left panel*) and with the 40 keV proton fluxes (*right panel*) at GOES-13 spacecraft.



Figure 4. The geomagnetic field (Bx, By, Bz) and electric field (Ex, Ey, Ez) variations on ERG spacecraft.



Figure 6. The spectrum of the geomagnetic field variations (he, hn, hp, ht) at GOES-13 spacecraft at time interval 08.40-09.40 UT.



Figure 5. The spectrogram of the electron fluxes variations; electron fluxes variations with energy 30 keV; geomagnetic field variations (Bx, By-components) on ERG spacecraft.



Figure 7. The spectrum of the geomagnetic field variations (Bx, By, Bz, B) at ERG spacecraft at time interval 08.40-09.40 UT.

The geomagnetic Pc4 pulsations according to the GOES-13 data were accompanied by the pulsations in electron and proton fluxes with the same frequency in wide energy range. The Pc4 pulsations in electron fluxes are in phase with the geomagnetic pulsations while Pc4 pulsations in proton fluxes are in anti-phase with the geomagnetic pulsations (Fig. 3).

Near the GOES-13 satellite (about 2 MLT hours) the ERG satellite (on lower L-shells) was located (Fig. 1). The similar Pc4 pulsations were also observed in variations of the electric and magnetic field on ERG satellite (Fig. 4). The pulsations are better seen in electric field variations. But the wave forms Pc4 pulsations are not well correlate on GOES-13 and ERG satellites. It means that the observed waves have small-scale structure.

The spectrum analysis shown that the frequency of these pulsations on GOES-13 spacecraft is about 11.5 mHz (Fig. 6). At the same time the frequency of the pulsations on ERG spacecraft was about 12.5 mHz (Fig. 7). The ERG satellite was located on lower L-shell than GOES-13 geostationary satellite. So the decrease of the pulsation frequency with the decrease of the L-shell testifies about the resonance properties of the standing Alfven waves.

The considered pulsations cannot be seen on the ground CARISMA magnetometers (not shown), even at stations near the conjugate points of the GOES-13 and GOES-15 spacecraft. This fact also indicates on a small-scale transverse structure of these pulsations and its damping in the ionosphere.

These pulsations are observed during a low geomagnetic activity, contrary to majority of other types of ULF waves. The SYM-H index is positive, AE index is not more than 200 nT (not shown), solar wind speed according to the OMNI database is about 350 km/s. So we suppose that the source of these pulsations is associated with local processes inside the magnetosphere.

It is found that at the moment of the excitation of Pc4 pulsations the cloud of electrons (1-40 keV) was registered on ERG satellite at 07.25 UT approximately (Fig. 5). At that moment the small jump of AE index up to 190 nT was observed. So this small substorm injects the cloud of electrons from the nightside into the morning sector. The injected cloud of electrons may be the source of the monochromatic poloidal Pc4 pulsations.

4. Discussion and conclusions

Very monochromatic poloidal pulsations in the Pc4 range in the early morning sector of the magnetosphere have been found in the ERG and GOES magnetometer data. The observed poloidal Pc4 pulsations cannot be seen by ground-based magnetometers due to damping in the ionosphere. This fact indicates about small-scale structure of these pulsations in the transverse direction. The decrease of the frequency with the increase of the L-shell matches the notion on the standing Alvenic waves in the magnetosphere.

These Pc4 waves cause a strong modulation of the fluxes of the energetic electrons and protons, wherein Pc4 pulsations are in phase with the pulsations in electron fluxes and out phase with the pulsations in proton fluxes.

The waves are generated during very low geomagnetic activity, low solar wind speed. At the same time the cloud of energetic electrons injected from the nightside into the morning sector may be the source of the considered pulsations. It may be supposed that the observed Pc4 poloidal pulsations are generated by a kinetic instability of the 'hot' electrons. However, such instabilities require a finite value of parameter β for their effective excitation. We suggest that generation of these waves by energetic electrons may occur in a non-resonant way, via the "ship waves" mechanism [*Mager and Klimushkin*, 2008]. This generation mechanism may be efficient even in a low- β (β <<1) plasma. The poloidal Alfven wave is supposed to be emitted by a non-steady electric current created by a drifting electron cloud. The generated "ship waves" should propagate in the direction of the electron drift, e.g. eastward.

Acknowledgment. Science data of the ERG (Arase) satellite were obtained from the ERG Science Center operated by ISAS/JAXA and ISEE/Nagoya University (*https://ergsc.isee.nagoya-u.ac.jp/index.shtml.en*). This study was supported by the grant of Russian Science Foundation № 18-77-10018.

References

- Anderson B.J., Engebretson M.J., Rounds S.P., Zanetti L.J., Potemra T.A. A statistical study of Pc 3–5 pulsations observed by the AMPTE/CCE magnetic fields experiment, 1. Occurrence distributions // Journal of Geophysical Research, 95, 10,495–10,523. 1990.
- Engebretson M.J., Murr D.L., Erickson K.N., Strangeway R.J., Klumpar D.M., Fuselier S.A., et al. The spatial extent of radial magnetic pulsation events observed in the dayside near synchronous orbit // Journal of Geophysical Research, 97, 13,741–13,758. 1992.
- Kokubun S., Erickson K.N., Fritz T.A., McPherron R.L. Local time asymmetry of Pc 4-5 pulsations and associated particle modulations at synchronous orbit // Journal of Geophysical Research, 94, 6607–6625. 1989.
- Liu W., Cao J.B., Li X., Sarris T.E., Zong, Q.-G., Hartinger, M., et al. Poloidal ULF wave observed in the plasmasphere boundary layer // Journal of Geophysical Research, 118, 4298–4307. 2013.
- Mager P.N. and Klimushkin D.Yu. Alfv'en ship waves: high-m ULF pulsations in the magnetosphere generated by a moving plasma inhomogeneity // Ann. Geophys., 26, 1653–1663. 2008.
- Takahashi K., McEntire R.W., Lui A. T.Y., Potemra T.A. Ion flux oscillations associated with a radially polarized transverse Pc5 magnetic pulsation // Journal of Geophysical Research, 95, 3717–3731. 1990.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.73-76

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИГНАЛА ИНЧ В АТМОСФЕРЕ ВЫСОКИХ ШИРОТ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

О.И. Ахметов¹, И.В. Мингалев¹, О.В. Мингалев¹, З.В. Суворова¹, В.Б. Белаховский¹, С.М. Черняков²

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты ²ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Мурманск

Аннотация. В работе обсуждаются результаты численных экспериментов по распространению низкочастотного сигнала в высокоширотном волноводе Земля–ионосфера в различных гелиогеофизических условиях. Профили концентрации, используемые в численных экспериментах, базируются на данных радара частичных отражений Полярного геофизического института, расположенного на радиофизическом полигоне «Туманный» Мурманской области (69.0 с.ш., 35.7 в.д.) и модели IRI2016 вовремя магнитной бури 17 марта 2013. На основе моделирования распространения гармонического сигнала 1500 Гц в реалистичной высокоширотной ионосфере показаны особенности влияния неоднородностей электронной плотности в зависимости от их размера относительно длины волны. Обсуждается влияние горизонтальной пространственной структуры концентрации электронов на высотах отражения на распространение волны ИНЧ диапазона. Был проведен анализ характеристик сигнала УНЧ, чтобы определить те из них, которые впоследствии можно было бы использовать для мониторинга состояния ионосферы.

1. Введение

Наблюдения ионосферных эффектов солнечных вспышек имеют огромное значение для всех видов деятельности, связанной с распространением радиоволн в атмосфере Земли. Состоянием ионосферы определяются возможности связи в диапазонах СНЧ и ИНЧ в большей мере, чем иными факторами. Исследования влияния ионосферы методами прямых измерений и статистического анализа проводятся десятки лет в большинстве стран мира, в том числе и в области высоких широт. Такие методы не могут обеспечить полностью достоверного разделения различных факторов влияющих на распространение радиоволн. В этом смысле, авторы полагают численные методы исследования помогут значительно упростить сложную задачу косвенной диагностики ионосферы по данным наземных наблюдений электромагнитных сигналов искусственного и природного происхождения. Данный метод позволяет получать чистые от постороннего шума эффекты, распределённые во всем интересующем исследователя пространстве, в отличие от локализированных прямых измерений каких-либо величин.

Целью представленной работы является исследование методами численного эксперимента влияния незначительных изменений в электронной плотности D и E слоя ионосферы на различные характеристики электромагнитных волн. Выработка минимальных и желательных требований к таким системам наземной регистрации электромагнитных сигналов данные которых в дальнейшем могут быть использованы для косвенных исследований параметров ионосферы.

2. Условия среды

Магнитная буря 17 марта 2013 года была вызвана солнечной вспышкой М-класса 15 марта и началась с приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны, которая проявилась на земной поверхности в виде импульса SSC (storm sudden commencement) в 06:00 UT. В этот момент скорость солнечного ветра резко увеличилась с ~400 км/с до ~650-700 км/с. В_z-компонента межпланетного магнитного поля стала отрицательной, что обеспечило постоянное поступление энергии в магнитосферу. Индекс SYM-H, характеризующий интенсивность магнитной бури, упал до -100 нТл и оставался на этом уровне. Авроральный АЕ индекс резко возрос до ~1000 нТл и оставался повышенным. АЕ индекс показывал в 16:00 UT появление другой авроральной активизации (увеличение АЕ до ~2500 нТл).

В работе представлены результаты численных экспериментов прохождения электромагнитных сигналов в волноводе Земля-ионосфера при изменениях состояния ионосферы вызванных солнечной вспышкой и последовавшей за ней магнитной бурей в области высоких широт. Профили концентрации, используемые в численных экспериментах, получены при помощи доработки профилей, сгенерированных моделью IRI2016. Доработка базируется на данных средневолнового радиолокатора вертикального излучения для исследования нижней ионосферы, расположенного на радиофизическом полигоне «Туманный» Полярного геофизического

института в Мурманской области (69.0 с.ш., 35.7 в.д.), вовремя и после солнечной вспышки М-класса 15.03.2013 [Терещенко и др., 2003], а именно 15.03.2013 в 09:00 UT (возмущенные условия, вспышка), 16.03.2013 в 9:00 UT (спокойные условия), 17.03.2013 в 6:00 UT (возмущенные условия, SSC) и 16.03.2013 в 6:00 UT (спокойные условия).

3. Модель, сетка, граничные условия и функция источника

Используемая в представленной работе модель распространения электромагнитных сигналов в различных средах построена на основе схемы с противопотоковой аппроксимацией пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Также используется расщепление по пространственным направлениям и по физическим процессам, причем затухание поля сигнала за счет проводимости и его вращение при наличии холловской проводимости среды учитываются на отдельных шагах расщепления по аналитическим формулам. Схема является монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным, а также является консервативной. Основные идеи, лежащие в основе численной схемы описаны в работах [Мингалев И.В. и др., 2018; Мингалев О.В. и др., 2018].

Во всех поставленных в работе численных экспериментах область моделирования представляла собой параллелепипед с основанием 512х1280 км, высотой в атмосфере 150 км и глубиной в литосфере 50 км. Шаги сетки по горизонтали составляли 2 км, по вертикали в атмосфере 1 км и 0,5 км в литосфере. Шаг по времени составлял 4·10⁻⁶ с.

В модельных экспериментах на всех внешних границах было задано граничное условие свободного ухода волны, что достигалось обнулением входящего из-за пределов области моделирования потока. Такой подход позволяет получить низкие коэффициенты отражения плоской волны от границ области моделирования: для волн, падающих под углом от 80 до 90 градусов, отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей плоской волны не превышает 0.01. При угле падения 60 градусов это отношение уже составляет примерно 0,05, при угле падения 45 градусов - примерно 0,16, при угле падения 27 градусов - примерно 0,33, а при угле падения 18,4 градуса - примерно 0,43 [Мингалев И.В. и др., 2018]. Для сравнения метод FDTD (finitedifferences time-domain method) [Yee, 1966] при применении простых граничных условий, таких как условия *Мура (Mur)* [1981] и *Лиао (Liao)* [1984], дает отражения порядка 0,1...1 %, но только при падении волны на границу под прямым углом. При падении под острым углом коэффициент отражения растет вплоть до 100 % при падении по касательной. Однако при использовании непрерывно действующего источника даже столь малых отражений, которые порождает применяемая схема, достаточно для накопления ошибок в области моделирования, поэтому возникает необходимость в использовании методов подавления, подобных РМL (perfectly matched layer), использующихся в FDTD моделях [Berenger, 1994]. Именно такой тип источника применялся в представленных авторами экспериментах, что привело к необходимости адаптации и применения метода PML. Разделение схемы по пространственным переменным и физическим процессам позволяет применять профиль электрических и магнитных потерь, предложенный Беренгером, непосредственно к потокам противопотоковой схемы на границе области моделирования. Геометрический профиль потерь внутри отдельного слоя имеет вид

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

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

В качестве источника сигнала во всех представленных экспериментах используется поверхность одной из граней расчетной области. 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 [Воскресенский и dp., 2012]. В экспериментах, обсуждаемых в данной работе, моделировалась плоская волна частотой 1500 Гц (длина волны ~ 200 км), излучаемая в область под прямым углом к плоскости источника. Профиль проводимости литосферы был взят из работы [Korja et al., 2002], проводимость у поверхности составляла $2 \cdot 10^{-5}$ См.

4. Описание экспериментов и обсуждение

В работе авторами были проведены три серии экспериментов с различными типами горизонтального профиля электронной плотности. Эксперимент (1) – вся область имеет концентрацию электронов однородную по

О.И. Ахметов и др.

горизонтали, а по высоте характерную для невозмущенных условий в 06:00 UT; эксперимент (2) – вся область имеет концентрацию электронов однородную по горизонтали, по высоте характерную для условий магнитной бури и высыпания заряженных частиц; эксперименты (3-6) – область моделирования имеет неоднородную концентрацию электронов по горизонтали в направлении распространения сигнала высотный профиль плавно изменяется со случая как в эксперименте (1) к случаю описанному для эксперимента (2) при этом градиенты концентрации электронов в области перехода имеют следующие максимальные значения 38,38 м⁻³/км для эксперимента (3), 15,62 м⁻³/км для эксперимента (4), 11,07 м⁻³/км для эксперимента (5), 7,83 м⁻³/км для эксперимента (6); эксперименты (7 – 10) – область моделирования имеет неоднородную концентрацию электронов по горизонтали в направлении распространения сигнала высотный профиль плавно изменяется со случая как в эксперименте (2) к случаю описанному для эксперимента (1) при этом градиенты концентрации электронов в области перехода имеют следующие максимальные значения без учета знака 58,06 м⁻³/км для эксперимента (7), 15.62 м⁻³/км для эксперимента (8), 11.07 м⁻³/км для эксперимента (9), 7.83 м⁻³/км для эксперимента (10); эксперимент (11) - вся область имеет концентрацию электронов однородную по горизонтали, а по высоте характерную для невозмущенных условий в 09:00 UT; эксперимент (12) - вся область имеет концентрацию электронов однородную по горизонтали, а по высоте характерную для вспышки на солнце и ионизации солнечным ультрафиолетом.

Анализ результатов экспериментов для случая переходов от одного профиля концентрации электронов к другому с разными градиентами в зоне перехода - эксперименты (3-6) и (7-10) не выявил значимых различий как фаз сигнала, так и амплитуд (отличия в пределах 1%). Для результатов на значительном расстоянии от источника гораздо большее значение имеет размеры области и его расположение относительно источника чем горизонтальный градиент в зоне перехода.

Исследование волнового сопротивления, рассчитанного как отношение Е/Н эксперименты (1, 2 и 11, 12) показал, что во всех возмущенных случаях оно выше, чем в невозмущенных. Найдено, что для стабилизации параметров характерных для данного состояния ионосферы требуется расстояние порядка четырех длин волн. Фазы электрической и магнитной части поля заметно по-разному реагируют на изменение параметров волновода Земля – ионосфера. В возмущённых случаях фаза магнитного поля догоняет и перегоняет, фазу электрического.

5. Заключение

Методами численного эксперимента, авторами выполнена задача определения характеристик электромагнитных волн ИНЧ-диапазона регистрируемых на уровне приземного слоя несущих максимальное количество информации о состоянии волновода Земля-ионосфера.

Выявлено влияние горизонтальных градиентов концентрации электронов на амплитуду электромагнитных сигналов ИНЧ диапазона при переходе между областями с различными характеристиками волновода Земляионосфера. Показано, что в случае незначительных изменений электронной плотности изменения амплитуды электромагнитного сигнала незначительно и не превышает 1 %.

Выявлено значительное влияние вида вертикального профиля электронной концентрации на волновое сопротивление среды и разность фаз между магнитной и электрической компонентами. Показано, что в случаях увеличения концентрации электронов в D области волновое сопротивление среды увеличивается, а компонента электромагнитного поля Е начинает запаздывать относительно H.

Минимально пригодные для мониторинга состояния ионосферы наземные системы регистрации ИНЧ волн должны содержать в своем составе три регистратора: один для вертикальной электрической компоненты и два для горизонтальных магнитных компонент электромагнитного поля. Важно обеспечить качественную синхронизацию между регистраторами и мировым временем.

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

Список литературы

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.

- Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла // Математическое моделирование. М.: РАН. 2018. Т. 30. № 12. С. 17-38. DOI:10.31857/S023408790001934-1.
- Мингалев О.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Ахметов О.И., и др. Новый метод численного интегрирования системы Власова-Максвелла // Математическое моделирование. М.: РАН. 2018. Т. 30. № 10. С. 21-43. DOI:10.31857/S023408790001919-4.

- Терещенко В.Д., Васильев Е.Б., Овчинников Н.А., Попов А.А. Средневолновый радиолокатор Полярного геофизического института для исследования нижней ионосферы, В кн.: Техника и методика геофизического эксперимента, Апатиты: Изд. Кольского научного центра РАН. 2003. с. 37-46.
- Berenger J-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // Journal of Computational Physics. 1994. V. 114. N 2. P.185-200. DOI:10.1006/jcph.1994.1159.
- Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A.A., et al. 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. DOI:10.1186/BF03353044.
- Liao Z.P., Wong H.L., Yang B.P., Yuan Y.F. A transmitting boundary for transient wave analyses // Scienta Sinica (series A). 1984. V. 27. N 10. P.1063-1076.
- Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time domain electromagnetic field equations // IEEE Electromagnetic Compatibility. 1981. V. 23. N 4. P. 277-382. DOI:10.1109/TEMC.1981.303970.
- Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1966. V. 14. P. 302-307. DOI:10.1109/TAP.1966.1138693.

"Physics of Auroral Phenomena", Proc. XLII Annual Seminar, Apatity, pp. 77-80, 2019 © Polar Geophysical Institute, 2019



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.77-80

ИЗУЧЕНИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФИКТИВНЫХ МАГНИТНЫХ ТОКОВ, ВОЗБУЖДЕННЫХ КОНТРОЛИРУЕМЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ТРЕХМЕРНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ, ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

В.А. Любчич

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Мурманск, Россия

Аннотация. Радиоголографический метод позволяет с помощью измерений магнитных компонент электромагнитного поля от контролируемого источника на поверхности исследуемого участка произвести визуализацию распределения геоэлектрических неоднородностей в среде, что можно рассматривать как частный случай обратной задачи рассеяния. При проведении измерений электромагнитных полей в пунктах регистрации наблюдается суперпозиция двух полей - первичного поля от контролируемого источника, которое в терминах голографии можно обозначить как опорную волну, и вторичные аномальные поля, которые являются аналогами предметных волн, обусловленные геоэлектрическими неоднородностями среды – зонами с повышенной электропроводностью. Применение радиоголографического метода позволяет по площадным поверхностным наблюдениям компонент электромагнитного поля восстановить местоположение данных аномальных областей. Представленная работа посвящена исследованию амплитудно-фазовых характеристик горизонтальных составляющих функции источников аномальных полей – распределения плотности фиктивного магнитного тока. По результатам экспериментальных работ в Мончегорском рудном районе показано, что области с пониженным удельным сопротивлением маркируются резкими скачками фазы, до 180⁰, сопряженными с относительными максимумами амплитуды горизонтальных компонент распределения плотности магнитного тока.

Визуализация зон с повышенной электропроводностью в земной коре является одной из основных задач рудной геофизики. Использование радиоголографического метода для решения подобных задач является новым подходом в развитии электромагнитных методов разведки и поисков месторождений полезных ископаемых. Действительно, при проведении электромагнитных зондирований Земли в точках наблюдений фиксируется суперпозиция двух полей, первичного от контролируемого источника гармонического электромагнитные рассеянием электромагнитных полей на геоэлектрических неоднородностях среды, которые в терминах голографии можно назвать предметными волнами. Таким образом, имея результаты измерений электромагнитного поля по площади исследуемого участка, можно восстановить картину распределения геоэлектрических неоднородностей в земной коре. В рудной геофизике, как правило, в качестве геоэлектрических неоднородностей, местоположение которых необходимо визуализировать, выступают области с повышенной электропроводностью, являющиеся источниками аномальных электромагнитных полей.

При индуктивном возбуждении электромагнитного поля в среде в качестве функции источников аномальных полей удобно использовать распределение плотности фиктивных магнитных токов j_m . Для определения искомой функции j_m необходимо решить интегральное уравнение [1]:

$$H_{H}(r) = H_{0} + 2i \int_{V} dr' j_{m}(r') \operatorname{Im} G_{m}(r, r')$$
(1),

где H_H - голографически реконструированное магнитное поле, H_0 – напряженность нормального магнитного поля, определяемая контролируемым источником электромагнитных полей в отсутствии геоэлектрических неоднородностей в среде, Im G_m – мнимая часть тензора Грина магнитного типа, j_m – плотность фиктивных магнитных токов, i – мнимая единица, интегрирование ведется по области расположения аномальных источников V. Голографически реконструированное магнитное поле рассчитывается по формуле [1]:

Изучение амплитудно-фазовых характеристик фиктивных магнитных токов

$$H_{H}(\rho, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Sigma} d\rho' H(\rho', z') \frac{\partial}{\partial z} \frac{\exp(-ik\sqrt{|\rho - \rho'|^{2} + (z - z')^{2}}}{\sqrt{|\rho - \rho'|^{2} + (z - z')^{2}}}$$
(2),

где *H* - напряженность измеренного полного магнитного поля, $k = \sqrt{i\omega\mu\sigma}$ – волновое число для нижнего полупространства, ω – круговая частота поля, μ – магнитная проницаемость, σ – электропроводность земной коры, ρ – горизонтальная проекция радиус-вектора. Интегрирование ведется по поверхности Σ , на которой проводились измерения магнитных компонент электромагнитного поля. Определение значений функции аномальных источников *j*_m и является решением обратной задачи рассеяния.

В 2017 году на участке Лойпишнюн в Мончегорском рудном районе проводились экспериментальные работы по исследованию возможностей радиоголографического метода. Мончетундровский интрузивный массив, в пределах которого расположен участок Лойпишнюн, характеризуется наличием двух типов сульфидного медно-никелевого оруденения. Наиболее широко распространен магматический тип, представленный породами с бедно вкрапленной сульфидной минерализацией в количестве 1-3 %. Но присутствуют также локальные тела массивных сульфидных руд, относящиеся к метаморфогенному типу оруденения и приуроченные, как правило, к зонам тектонических нарушений. Рудные тела этого типа имеют прожилково-вкрапленную текстуру минерализации и обладают более густой вкрапленностью сульфидов до 50-60 %. Мощность рудных зон составляет от нескольких метров до первых десятков метров [2].



Рисунок 1. Карта изолиний напряженности горизонтальной составляющей аномального магнитного поля *H*_{ya} и схема расположения пунктов измерения электромагнитного поля и антенны генератора. Черной линией обозначена проекция ствола буровой скважины С-1720 на земную поверхность.

Экспериментальные измерения магнитных компонент электромагнитного поля проводились по квадратной сетке с шагом наблюдений 100 метров. Всего сетка пунктов наблюдений включала в себя 100 экспериментальных точек. Ориентация сетки в пространстве была выбрана так, чтобы одна из сторон планшета была перпендикулярна простиранию горных пород. В качестве контролируемого источника электромагнитного поля использовалась квадратная незаземленная петля с длиной стороны 150 метров. Центр петли располагался в 400 метрах к юго-востоку от края планшета на профиле 7. В петле генерировались гармонические сигналы частотой 34 и 136 Гц, сила тока в среднем составляла 4 - 8 А. В пунктах наблюдения производились измерения магнитных составляющих поля с помощью трехкомпонентного индукционного магнитометра. Для получения фазовых характеристик распределения измеряемого магнитного поля в комплексе передающей и приемной аппаратуры использовалась цифровая система регистрации и сбора информации с точной привязкой регистрируемых сигналов к мировому времени с помощью спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС/GPS [3], что позволяло определять абсолютную разность фаз между компонентами магнитного поля и током в передающей антенне. Таким образом, кроме значений амплитуд были получены и распределения фазовых характеристик магнитных компонент поля по площади планшета, что является необходимым условием для проведения голографической реконструкции распределения геоэлектрических неоднородностей в земной коре. Схема расположения генераторной петли и точек измерения электромагнитного поля приведена на рис. 1, также на рисунке для примера представлена карта

В.А. Любчич

изолиний амплитуд горизонтальной магнитной компоненты H_{ya} аномального электромагнитного поля на площади планшета съемки. Из рисунка видно, что на участке Лойпишнюн в аномальном поле отчетливо выделяются зоны тектонических нарушений, простирающиеся вдоль профилей 3–4 и 8–9. Данные зоны являются рудоконтролирующими структурами для медно-никелевого оруденения метаморфогенного типа.

По измеренным значениям амплитудно-фазовых характеристик компонент магнитного поля на площади планшета по формуле (2) были вычислены значения голографически реконструированного магнитного поля H_H в нижнем полупространстве до глубины h = 550 метров с шагом 50 метров. При этом удельное сопротивление нижнего полупространства принималось равным 1000 Ом*м. В этих же точках были рассчитаны значения нормального поля H_0 для квадратной незаземленной петли, расположенной на поверхности однородного полупространства, и компоненты тензора Грина магнитного типа. После сеточной аппроксимации интегрального уравнения (1) была получена система линейных уравнений относительно неизвестных значений распределения плотности фиктивного магнитного тока j_m в пределах ячеек. Система уравнений решалась стандартным методом Гаусса. Данная работа посвящена исследованию амплитудно-фазовых характеристик вертикальной составляющей проанализировано в работе [4].

На рис. 2 для примера представлена карта изолиний амплитуд горизонтальной составляющей плотности магнитного тока *j*_{my} на частоте 34 Гц для горизонтального сечения земной коры при *Z* = -300 м.



Рисунок 2. Карта изолиний амплитуд горизонтальной составляющей плотности фиктивного магнитного тока j_{my} для горизонтального сечения земной коры при Z = -300 м на частоте 34 Гц. Крестом обозначена точка пересечения стволом скважины С-1720 данного горизонта.

Из рисунка видно, что в области подсечения скважиной C-1720 горизонтального сечения земной коры Z = -300 м, в пределах координат X = 100-200 м, Y = 350-500 м, визуализируется аномальная область с повышенными амплитудами горизонтальной компоненты фиктивного магнитного тока j_{my} . Данная аномальная область с повышенной электропроводностью имеет геологическое объяснение. В этом районе скважиной C-1720, длина ствола которой составляет 502,7 м, были вскрыты рудные тела метаморфогенного типа с богатым содержанием сульфидов в интервалах глубин 218-219 м, 265-270 м, 360-365 м, приуроченные к зонам тектонических разломов [2].

Если рассмотреть поведение амплитудно-фазовых характеристик горизонтальных составляющих плотности магнитного тока с глубиной, то можно отметить, что местоположение вскрытых буровой скважиной рудных зон отмечается резкими скачками фазы горизонтальных компонент и относительно небольшими максимумами их амплитуд. Так на рис. 3 представлены графики зависимости значений амплитудных и фазовых характеристик горизонтальных компонент плотности магнитного тока j_m от глубины z для точки с координатами X = 200 м, Y = 500 м.

Таким образом, по результатам выполненных на участке Лойпишнюн экспериментальных работ можно сделать следующий вывод. Рудные тела, контролируемые системой тектонических нарушений, выделяются аномальным поведением функции распределения плотности горизонтальных компонент фиктивного магнитного тока *j*_m, а именно, резкими скачками фазы, до 180⁰, сопряженными с относительными максимумами амплитуды. Но вследствие быстрого убывания амплитудных значений с глубиной для более достоверной интерпретации картины распределения геоэлектрических неоднородностей в земной коре

необходимо комплексно анализировать амплитудные и фазовые характеристики горизонтальных составляющих плотности магнитного тока.



Рисунок 3. Графики зависимости значений амплитудных (*a*) и фазовых (*б*) характеристик горизонтальных компонент плотности магнитного тока j_m от глубины *z* для точки с координатами X = 200 м, Y = 500 м: 1 -для горизонтальной компоненты j_{mx} ; 2 - для горизонтальной компоненты j_{my} .

Благодарности. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ и Правительства Мурманской области (проект № 17-45-510956 p_a).

Список литературы

- 1. Терещенко Е.Д. Радиоголографический метод исследования ионосферных неоднородностей. Апатиты. изд-во КНЦ АН СССР. 1987. 99 с.
- Шолохнев В.В., Поляков И.В. и др. Отчет о результатах поисковых работ на сульфидные медно-никелевые руды и другие полезные ископаемые в зоне контакта Мончеплутона и Мончетундровского массива в 1994-98 гг. (объект Лойпишнюн). Мончегорск. 1998.
- Филатов М.В., Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В. Четырехканальный 24-разрядный синхронизированный с мировым временем аналого-цифровой преобразователь // Приборы и техника эксперимента. 2011. № 3. С. 73-75.
- 4. Терещенко Е.Д., Любчич В.А. Визуализация геоэлектрических неоднородностей в земной коре радиоголографическим методом // Разведка и охрана недр. 2014. №11. С. 19-24.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.81-84

КЛАССИФИКАЦИЯ ДНЕВНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ РС4: СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПУТНИКОВ VAN ALLEN PROBES

О.С. Михайлова, Д.Ю. Климушкин, П.Н. Магер

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия e-mails: o mikhailova@iszf.irk.ru, klimush@iszf.irk.ru, p.mager@iszf.irk.ru

Аннотация. Проведено статистическое исследование геомагнитных пульсаций Рс4, наблюдаемых спутниками Van Allen Probes. Обнаружено более 90 событий Рс4, зарегистрированных на дневной стороне Земли. События классифицировались визуально и разделялись на категории: 1) амплитудно-модулированные колебания с полоидальной или смешанной поляризацией, 2) тороидальные колебания, 3) компрессионные волны, 4) колебания со сменой поляризации.

Введение

Геомагнитные пульсации или ультра-низкочастотные (УНЧ) волны регулярно наблюдаются в Земной магнитосфере. УНЧ-волны эффективно взаимодействуют с высокоэнергичными заряженными частицами кольцевого тока и радиационных поясов. Длиннопериодные УНЧ диапазона Рс4 (40-150 с) чаще всего наблюдаются в виде первой и второй гармоник колебаний силовой линии. Волны диапазона Рс4 могут быть полоидальными и тороидальными. В первом случае, осцилляция силовой линии происходит в радиальном направлении, во втором – в азимутальном. Общепринято, что волны Рс4 представляют собой колебания, стоячие между сопряженными ионосферами, однако полоидальные моды Рс4 могут быть также заперты в магнитосферном резонаторе [*Mager et.al.*, 2018].

Статистические исследования волн диапазона Pc4 проводились неоднократно. В работах [Anderson et.al., 1990; Takahashi and Anderson, 1992] исследовались MLT-L распределения пульсаций Pc4 с использованием данных спутников AMPTE/CC. Было обнаружено, что Pc4 наблюдаются преимущественно в дневной части магнитосферы. Используя данные миссии THEMIS, авторы работ [Angelopoulos, 2008; Liu et al., 2009] исследовали распределение волн Pc4 от L=4 до L=9. Показано, что Pc4 чаще всего наблюдаются в области плазмопаузы при L=5-6. В работе [Dai et al., 2015] авторы исследовали MLT-L распределение компрессионных волн Pc4 с использованием данных системы спутников Van Allen Probes.

В последние годы стало понятно, что Pc4 могут иметь большую продольную компоненту магнитного поля (компрессионные волны) [*Chelpanov et al.*, 2016; *Kostarev and Mager*, 2017], а также может происходить смена поляризации с полоидальной на тороидальную, или наоборот [*Leonovich and Klimushkin*, 2015].

В данной работе предлагается новая классификация УНЧ-волн диапазона Pc4, связанная со структурой волны. События исследовались по-отдельности, после чего визуально классифицировались на четыре категории: 1) полоидальные волны или волны со смешанной поляризацией, 2) тороидально-поляризованные колебания, 3) компрессионные волны и 4) колебания со сменой поляризации.

Данные и метод обработки

В работе были использованы данные системы из двух спутников Van Allen Probes, находящиеся в открытом доступе на сайте *https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov*. Рассматривались события, произошедшие на освещенной стороне магнитосферы в период с 1 ноября 2013 г по 31 марта 2014 г. Всего за период зарегистрировано более 90 событий, из них 80 были детально исследованы. Для анализа каждого события использовались данные магнитного поля с 4-секундным разрешением, полученные инструментом EMFISIS (Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science) [*Kletzing et al.*, 2013]. Поиск осцилляций геомагнитного поля выполнялся с помощью использования фильтра Windowed-Sinc. Данные отфильтровывались в выбранном диапазоне частот (40-150 с). После производился разворот системы координат для того, чтобы ориентировать компоненты магнитного поля по геомагнитному полю. Кроме того, производилось вейвлет-преобразование Морле для каждого события для оценки динамического спектра колебаний.

Классифицировались события визуально на основе осциллограмм компонент магнитного поля и динамического спектра. Впоследствии строились распределения появления каждого типа событий дневных событий Рс4. Статистика появления каждого типа волн Рс4 показана на рис. 1: большинство зарегистрированных волн Рс4 были полоидальными. Из рассмотренных 80 событий – 51 событие имело

полоидальную или смешанную поляризации. Длительность всех наблюдаемых событий составила 194,5 часов, из них: 132,6 – волны со смешанной и полоидальной поляризацией, 23,3 – с тороидальной, 20,1 – компрессионные волны и 18,5 часов – волны со сменой поляризации.



Рисунок 1. *а*) Статистика появления зарегистрированных волн Pc4 с разбивкой по категориям; *б*) Длительность зарегистрированных событий Pc4.

Полученные результаты

На рис. 2а представлен пример полоидальной волны с преобладанием радиальной компоненты. Эта амплитудно-модулированная волна с частотой около 12 мГц наблюдалась 1 марта 2014 г. Радиальная компонента магнитного поля превосходит азимутальную по амплитуде, а продольное магнитное поле мало. Волна классифицировалась как полоидальная, если выполнялись условия: $|b_r|/|b_a| \ge 1$, $|b_r|/|b_\| > 1$, здесь b_r -радиальная компонента магнитного поля, b_a - азимутальная компонента и b_{\parallel} - продольная. Волны со смешанной поляризацией, когда радиальная и азимутальная компоненты имели равную амплитуду, также были отнесены к этой категории.



Рисунок 2. *а*) Пример полоидальной волны Рс4, зарегистрированной 1.03.2014 г. Верхний блок: компоненты магнитного поля (b_r-радиальная, b_a- азимутальная и b_∥ - продольная). *Нижний блок*: динамический спектр. *б*) Пример тороидальной волны Рс4 от 30.03.2014 г.

На рис. 26 можно увидеть пример тороидально-поляризованной волны. В этом случае величина азимутальной компоненты магнитного поля преобладает: $|b_a|/|b_r| > 1$, $|b_a|/|b_{\parallel}| > 1$. Большинство наблюдаемых событий, классифицированных как тороидальные, имели радиальную компоненту, однако амплитуда радиальной компоненты была существенно ниже амплитуды азимутальной компоненты. В отличие от полоидальных волн, тороидальные наблюдались значительно реже – всего 12 из 80 рассмотренных случаев.

Компрессионные волны Рс4 с большим продольным магнитным полем в дневной магнитосфере также наблюдаются. Еще 12 из 80 рассматриваемых нами событий пришлось на их число. Волны

О.С. Михайлова и др.

классифицировались как компрессионные, если продольная компонента магнитного поля была равна или превышала оставшиеся две компоненты поля: $|b_{\parallel}|/|b_{r}| \ge 1$ и $|b_{\parallel}|/|b_{a}| \ge 1$. Примером компрессионной волны может являться событие 7 февраля 2014 г. Компрессионная (продольная) компонента магнитного поля этой волны превышала радиальную и азимутальную компоненты (рис. 3а).



Рисунок 3. *а*) Пример компрессионной волны Pc4 и ее динамический спектр; *б*) Пример смены поляризации волны Pc4 с полоидальной на тороидальную.

Наиболее редкими представителями Pc4 являются волны со сменой поляризации. Среди рассмотренных событий лишь 5 были отнесены к данной категории. Событие, выбранное для примера и представленное на рис. 36, произошло 1 января 2014 г. С 12.2 UT до 13.3 UT волна имела четко выраженную полоидальную структуру, однако в 13.6 UT поляризация изменилась на тороидальную и оставалась такой до 14.2 UT. Это означает, что с 12.2 UT до 13.3 UT волна находилась на полоидальной поверхности, имела полоидальную поляризацию, затем в процессе распространения внутри магнитосферы оказалась на тороидальной поверхности, и стала тороидальной. Частота волны не претерпела существенного изменения, осталась около 11 мГц, значит, мы наблюдали одну и ту же волну.



Рисунок 4. МLT-L диаграмма распределения возникновения дневных пульсаций Рс4 в период с 1.11.2013г. по 31.03.2014г. Разрешение: 1 ч по MLT и 1R_E по L.

Известно, что волны Рс4 активно наблюдаются в дневной магнитосфере [Anderson et.al., 1990]. Данное же исследование показало, что максимальная вероятность появления пульсаций Рс4 приходится на полуденную зону магнитосферы и смещена к вечерней части. На рис. 4 показана MLT-L диаграмма распределения появлений всех зарегистрированных волн диапазона Рс4 на магнитных оболочках L=2-8. Видно, что максимальное количество событий зарегистрировано полуденном В И послеполуденном секторе. Чаще всего колебания наблюдались на магнитных оболочках L=5-6, что соответствует расположению плазмопаузы. Наиболее часто возникали колебания с полоидальной поляризацией, их распределение показано на рис. 5а, наибольшее количество таких событий зарегистрировано в полуденной области. Наблюдались полоидальные волны на расстоянии от 3 до 7 R_E. Тороидальные колебания также сосредоточены в полуденном и послеполуденном секторах магнитосферы (рис. 5б). Тороидальные волны появлялись на магнитных оболочках L=4-7. Меньшую протяженность по радиусу показали компрессионные Рс4. На

рисунке 5в видно, что все зарегистрированные дневные компрессионные Pc4 волны были сосредоточены на оболочках L=5-6. Компрессионные Pc4 также показали максимум появлений в полуденной меридиональной

области. Волны со сменой поляризации наблюдались на L=3-6, и в околополуденной области с небольшим смещением в сторону вечера.



Рисунок 5. *а*) МLT-L диаграмма распределения появления полоидальных Рс4 волн; *б*) МLT-L распределение тороидальных волн; *в*) МLT-L распределение компрессионных волн; г) МLT-L распределение волн со сменой поляризации.

Все наблюдаемые события Рс4 были найдены в околополуденных областях магнитосферы. Основными источниками дневных Pc4 считаются неустойчивости, дрейф-баунс например, неустойчивость, когда происходит передача энергии частиц волне. Исследование распределений концентраций заряженных частиц, взаимодействующих с Рс4 УНЧволнами, является предметом для дальнейшего изучения.

Заключение

В данной работе получен ряд важных результатов:

1. Наиболее распространёнными среди волн диапазона Рс4 являются полоидальные волны с преобладанием радиальной компоненты магнитного поля.

2. Тороидальные, компрессионные волны и волны со сменой поляризации имеют сравнительные вероятности возникновения.

3. Волны Рс4 возникают в околополуденной области в окрестности плазмопаузы на L=5-6. Этот результат согласуется с более

ранними статистическими исследованиями спутниковых миссий AMPTEE, THEMIS и Van Allen Probes. В меньшем количестве волны Pc4 могут возникать также внутри и снаружи плазмопаузы.

Благодарности. Данная работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ II.16.

Литература

Anderson, B.J., M.J. Engebretson, S.P. Rounds, L.J. Zanetti, and T.A. Potemra (1990), A statistical study of Pc 3-5 pulsations observed by the AMPTE/CCE magnetic fields experiment. I: Occurrence distributions, J. Geophys. Res., 95, 10,495–10,523, doi:10.1029/JA095iA07p10495.

Angelopoulos, V. (2008), The THEMIS mission, Space Sci. Rev., 141, 5-34, doi:10.1007/s11214-008-9336-1.

Chelpanov M.A., P.N. Mager, D.Yu. Klimushkin, et al. (2016), Experimental evidence of drift compressional waves in the magnetosphere: An Ekaterinburg coherent decameter radar case study, J. Geophys. Res.: Space Phys., 121, 2, 1315–1326.

Dai L., K. Takahashi, R. Lysak, et al. (2015), Storm time occurrence and spatial distribution of Pc4 poloidal ULF waves in the inner magnetosphere: A Van Allen Probes statistical study, J. Geophys. Res.: Space Phys., 120, 6, 4748–4762.

Kletzing, C.A., W.S. Kurth, M. Acuna, R.J. MacDowall, R.B. Torbert, T. Averkamp, , et al. (2013), The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP, Space Science Reviews, 179, 127–181, https://doi.org/10.1007/s11214-013-9993-6

Kostarev D.V., P.N. Mager (2017), Drift-compression waves propagating in the direction of energetic electron drift in the magnetosphere, Solar-Terr. Phys. 3, 3, 18–27.

- Leonovich A.S., D.Yu. Klimushkin (2015), Experimental evidence for the existence of monochromatic transverse smallscale standing Alfvén waves with spatially dependent polarization, J. Geophys. Res.: Space Phys., 120, 7, 5443–5454.
- Liu, W., T.E. Sarris, X. Li, S.R. Elkington, R. Ergun, V. Angelopoulos, J. Bonnell, and K.H. Glassmeier (2009), Electric and magnetic field observations of Pc4 and Pc5 pulsations in the inner magnetosphere: A statistical study, J. Geophys. Res., 114, A12206, doi:10.1029/2009JA014243.
- Mager, P.N., O.S. Mikhailova, O.V. Mager, D.Y. Klimushkin (2018), Eigenmodes of the transverse Alfvenic resonator at the plasmapause: A Van Allen Probes case study, Geophysical Research Letters, 45, 10,796–10,804, https://doi.org/10.1029/2018GL079596.
- Takahashi, K., and B. J. Anderson (1992), Distribution of ULF energy (f is less than 80 mHz) in the inner magnetosphere-A statistical analysis of AMPTE CCE magnetic field data, J. Geophys. Res., 97, 10,751–10,773, doi:10.1029/92JA00328.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.85-88

НАЗЕМНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ОНЧ ХИССА В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ И СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

А.С. Никитенко¹, Ю.В. Федоренко¹, О.М. Лебедь¹, Ю. Маннинен², Н.Г. Клейменова³, С.В. Пильгаев¹, А.В. Ларченко¹

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия ²Геофизическая обсерватория Соданкюля, Финляндия ³Институт физики Земли (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

Аннотация. Представлены результаты одновременных наземных наблюдений ОНЧ аврорального хисса в двух пространственно разнесенных точках (L~5.5). Наблюдения проведены на финской станции Каннуслехто и в российской обсерватории Ловозеро. В обс. Ловозеро осуществляется непрерывная регистрация горизонтальных компонент напряженности магнитного поля и вертикальной компоненты напряженности электрического поля. В Каннуслехто наблюдения вертикальной компоненты электрического поля (в дополнении к наблюдениям магнитных компонент) стали проводиться в ноябре 2018 года. Регистраторы ОНЧ излучений были тщательно откалиброваны. Проведена оценка положения области выхода аврорального хисса, учитывая случайный характер изменения во времени значений углов прихода вектора Пойнтинга. Разработана модель распространения аврорального хисса в ионосфере и волноводе Земля - ионосфера. Модель применена для оценки положения области выхода оНЧ аврорального хисса. Показано, что вид плотности распределения азимутальных углов прихода зависит от взаимного положения области выхода и точки наблюдений.

Введение

Авроральный хисс - один из типов естественных ОНЧ (очень низкочастотных, от сотен герц до десятков килогерц) излучений, наиболее часто регистрируемых у земной поверхности в авроральных широтах. Эти излучения распространяются к земной поверхности на моде вистлеров. Как правило, они наблюдаются в вечернем и ночном секторах авроральной зоны. Генерация аврорального хисса возникает в результате развития черенковской неустойчивости во время высыпаний электронов с энергиями от нескольких эВ до 10 кэВ. Наземные наблюдения показывают, что возникновение аврорального хисса обычно сопровождается возникновением дуги полярных сияний [*Sazhin et al.*, 1993; *LaBelle and Treumann*, 2002]. При исследовании аврорального хисса по данным наземных наблюдений особый интерес представляет связь динамики области выхода этих излучений с динамикой полярных сияний. Также при сопоставлении наземных данных со спутниковыми особое внимание уделяется исследованию связи возникновения аврорального хисса с потоками аврорального хисса с потоками авроральных электронов и с их функцией распределения.

Авроральный хисс входит в разряд естественных шумовых излучений. Значения параметров поля, например, угла прихода волн в точку наблюдений, изменяются во времени случайным образом. При исследовании динамики области выхода таких излучений важно учитывать статистические особенности изменения параметров поля во времени. В данной работе представлен метод оценки динамики положения области выхода аврорального хисса по данным наземных наблюдений в пространственно разнесенных точках в высоких широтах.

Приемник ОНЧ излучений

В данной работе исследуются ОНЧ излучения, которые были зарегистрированы на станциях Каннуслехто (КАN, северная Финляндия) и Ловозеро (LOZ, Россия), расположенных на близких L-оболочках (L ~ 5,5) и разнесенных по долготе на 400 км. На рис. 1 представлена карта расположения станций. Обе станции оснащены идентичными регистраторами ОНЧ излучений, способными измерять горизонтальные компоненты напряженности магнитного поля (H_x, H_y) и вертикальную компоненту напряженности электрического поля E_z . Регистрация компонент H_x, H_y ведется на две взаимно перпендикулярные рамочные антенны. Измерения компоненты E_z ведутся с использованием дипольной антенны. Приемники обладают точной привязкой к мировому времени, максимальная ошибка не превышает 1 мкс. Для осуществления сравнения результатов наблюдений в двух точках проведена точная калибровка антенн регистраторов. Для калибровки магнитных антенны известной величины. Калибровка электрической антенны выполнена с использованием ее

эквивалента, что позволяет измерить фазо-частотную характеристику. Амплитудо-частотная характеристика оценена по отношению E_z/H_t сигналов атмосфериков на частотах ниже поперечного резонанса волновода Земля - ионосфера (то есть ниже 1.8 кГц). Здесь $H_t = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$.



Рисунок 1. Карта расположения точек регистрации ОНЧ излучений.

Обработка данных

В данной работе исследуются особенности распространения аврорального хисса на выделенных частотах. Для этого записи компонент электромагнитного поля фильтровались полосовым фильтром с центральной частотой 8500 Гц, расположенной в окрестности максимума интенсивности этих излучений. Ширина полосы фильтра выбрана равной 1000 Гц. Такая полоса является достаточно узкой, чтобы исключить влияние на результаты измерений эффектов генерации и распространения в диспергирующей среде – ионосфере, и достаточно широкой для достижения статистической устойчивости.

Для исследования динамики положения области выхода будем рассматривать распределение плотности потока энергии по

углам прихода $p_S(\varphi)$. В данной работе угол прихода волны в точку наблюдений будем определять как угол, который составляет вектор, обратный вектору Пойнтинга, с первой осью выбранной системы координат. Мы используем систему координат, в которой ось Х направлена на север, ось Y – на восток, ось Z – вниз, начало координат находится в точке наблюдений. Для построения распределения, считая земную поверхность бесконечно проводящей плоскостью, для каждого отсчета данных мы рассчитывали компоненты вектора Пойнтинга. После этого усредняли эти значения на интервале 0,1 секунды. Затем рассчитывались азимутальные углы прихода и плотность потока энергии для каждого отсчета данных. Диапазон возможных углов прихода [0, 360) разбивался на равные сектора, после чего рассчитывалось среднее значение плотности потока энергии в каждом секторе. Результаты расчетов представлялись в полярных координатах. Максимум распределения $p_S(\varphi)$ указывает на наиболее вероятное направление на область выхода ОНЧ излучений. Более подробно метод расчета распределения $p_S(\varphi)$ описан в работе [Лебедь и dp., 2019].



Рисунок 2. Спектрограммы аврорального хисса, зарегистрированного в КАN и LOZ 8 декабря 2018 в 19:00 – 20:00 UT (*слева*) и 19 декабря в 23:00 – 24:00 UT (*справа*).

Наблюдения

Рассмотрим динамику распределения плотности энергии по углам прихода для нескольких случаев аврорального хисса, зарегистрированного в KAN и LOZ в декабре 2018 года. На рис. 2 представлены примеры спектрограмм излучений, зарегистрированных в KAN и LOZ 8 декабря 2018 в 19:00 – 20:00 UT (слева) и 19 декабря в 23:00 – 24:00 UT (справа).

Рассмотрим фрагмент аврорального хисса, зарегистрированного 08 декабря 2018 года в 19:04:15 – 19:13:00 UT. На рис. З представлены огибающая амплитуды горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля H_t и распределения плотности энергии излучений по

азимутальным углам прихода $p_S(\varphi)$ в различные интервалы времени длительностью 15 секунд. Интервалы под номерами 1, 6 и 8 выбраны в окрестности минимумов амплитуды напряженности магнитного поля, интервалы 2, 3, 4, 5 и 7 – в окрестности максимумов. Из рисунка видно, что распределения $p_S(\varphi)$, рассчитанные на интервалах 1, 6 и 8 по данным наблюдений в LOZ, имеют два максимума. Эти максимумы указывают на то, что излучения в LOZ приходят с двух сторон – с востока и запада. Распределения $p_S(\varphi)$ в KAN указывают на то, что в эти моменты времени энергия в точку наблюдений приходит сначала с запада (интервал 1), а затем с востока (интервалы 6, 8). Мы связываем наблюдаемые распределения с существованием в ионосфере большой области выхода, вытянутой в направлении восток – запад. Предположительно размеры этой области соизмеримы с размерами авроральной дуги. На фоне таких излучений возникают кратковременные ОНЧ всплески. В интервал 2 распределения $p_S(\varphi)$ достаточно "узкие", а их максимумы указывают на юго-восток. При этом амплитуда H_t в LOZ несколько выше, чем в KAN. Это означает что волны приходят в точки наблюдений с юго-востока, и, соответственно, LOZ находится несколько ближе к области выхода этих всплесков. Спустя 15 секунд (интервал 3) картина меняется. Распределения $p_S(\varphi)$ указывают на то, что область выхода находится южнее обеих точек наблюдения. Равенство амплитуд в LOZ и KAN говорит о том, что расстояние от обеих точек до центра симметрии области выхода одинаковое. В интервалы 4 и 5 распределения $p_S(\varphi)$ в KAN становятся "уже", а в LOZ, наоборот, - "шире". В это время в LOZ наблюдается увеличение амплитуды H_t . Вероятно, такая картина вызвана перемещением области выхода в восточном направлении, то есть в направлении к LOZ. Распределения $p_S(\varphi)$, рассчитанные в интервал 7, показывают, что ОНЧ всплески исчезают и начинают преобладать "фоновые" излучения.



Рисунок 3. Огибающие амплитуды горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля И распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода аврорального хисса, зарегистрированного 08 декабря 2018 года в 19:04:15 - 19:13:00 UT. Синим цветом представлены графики, рассчитанные по данным наблюдений в KAN, красным - по данным наблюдений в LOZ.

Всплеск 8 декабря 2018 года в 19:16:45 -19:20:15 UT (рис. 4). Сначала (интервал 1) излучения. наблюдаются фоновые Распределения $p_{\rm S}(\varphi)$ в обеих точках имеют два максимума. Как и в предыдущем случае, область выхода вытянута вдоль параллели. В 19:17:30 возникает ОНЧ всплеск. В этот момент (интервал 2) максимумы распределения $p_S(\varphi)$ в LOZ и KAN указывают на приход волн в точки наблюдений с востока. При этом амплитуда *H*_t в LOZ больше, чем в KAN. Эти факты означают, что в этот момент область выхода находится ближе к LOZ. Затем область выхода перемещается в юго-западном направлении. В интервал 3 распределения $p_{s}(\varphi)$ показывают, что область выхода к югу от LOZ и к юго-востоку от KAN. При этом амплитуда H_t в LOZ значительно больше, чем в KAN. Вероятно, такие отличия в амплитуде вызваны тем, что область выхода достаточно сильно локализована - около 100-150 км в радиусе. В интервал 4 распределения $p_{S}(\varphi)$

указывают на то, что область засветки находится южнее обеих точек наблюдения. Практически равные амплитуды H_t в обеих точках означают, что расстояния от центра области выхода до LOZ и KAN примерно одинаковые. В интервал 5 картина аналогична той, что наблюдается в интервал 4. В данном случае уменьшение амплитуды в KAN и LOZ говорит об изменении характера генерации, а не о динамике положения области засветки. В интервал 5 наблюдаются распределения $p_s(\varphi)$ и амплитуды H_t аналогичные тем, которые наблюдались в интервал 4. По-видимому, в течение следующих 45 секунд положение области выхода не меняется.

Амплитуда H_t и распределения $p_S(\varphi)$ аврорального хисса, зарегистрированного 08 декабря 2018 года в 23:02:15 - 23:08:30 UT, представлены на рис. 5. Это пример, отличающийся от предыдущих примеров и иллюстрирующий еще одну типичную картину динамики параметров поля аврорального хисса. Для всех пяти выбранных интервалов распределения $p_S(\varphi)$ показывают, что в LOZ преобладает западное направление прихода волн в точку наблюдений. В КАN в интервалы 1, 2 и 5 волны приходят также с запада. В интервалы 3 и 4 распределения $p_S(\varphi)$ имеют два максимума, причем в эти моменты амплитуда H_t в LOZ больше, чем в КАN. Наблюдаемые изменения распределений $p_S(\varphi)$ в обеих точках могут быть интерпретированы либо как существование фонового излучения с пространственными флуктуациями интенсивности области засветки, либо одновременного существования двух или более областей засветки, расположенных между точками наблюдений и западнее КAN.

Обсуждение результатов и выводы

Результаты наземных наблюдений согласуются с результатами моделирования распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности, представленными в работе [Лебедь и др., 2019]. Когда центр поля рассеянных на ионосферных неоднородностях волн находится вблизи точки наблюдений, распределение $p_S(\varphi)$ выглядит довольно широким (рис. 3 и 4). Если бы этот центр находился в окрестности точки наблюдений, то распределение $p_S(\varphi)$ стремилось к равномерному. При удалении от центра распределение сужается, что позволяет точно определить направление на источник. Если существует одновременно несколько источников, то распределение $p_S(\varphi)$ может быстро меняться во времени и в некоторых случаях иметь несколько мод. Такая картина наблюдается в случае регистрации аврорального хисса, представленного на рис. 5.



Рисунок 4. Огибающие амплитуды горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля и распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода аврорального хисса, зарегистрированного 08 декабря 2018 года в 19:16:45 - 19:20:15 UT.



Рисунок 5. Огибающие амплитуды горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля и распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода аврорального хисса, зарегистрированного 08 декабря 2018 года в 23:02:15 - 23:08:30 UT.

Предложен метод оценки положения области выхода аврорального хисса к земной поверхности. Метод основан на построении распределений плотности потока энергии излучений по азимутальным углам прихода в узкой полосе частот. Показано, что с его помощью возможно проведение локализации области выхода по данным наземных наблюдений. Показано, что для рассмотренных случаев регистрации ОНЧ аврорального хисса размеры области выхода сравнимы или меньше расстояния между станциями. Вероятность наблюдения отдельных всплесков в LOZ или KAN зависит от взаимного расположения области выхода и точки наблюдений.

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

Литература

- 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, doi: 10.1023/A:1020850022070
- Лебедь, О.М., Федоренко, Ю.В., Маннинен, Ю., Клейменова, Н.Г., Никитенко, А.С. (2019) Моделирование прохождения аврорального хисса от области генерации к земной поверхности // Геомагнетизм и Аэрономия, V. 59, No.5, P.618-627, doi:10.1134/S0016794019050079



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.89-91

ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МОЩНЫМИ КОНТРОЛИРУЕМЫМИ ИСТОЧНИКАМИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ «FENICS»

П.Е. Терещенко¹, А.Е. Сидоренко²

¹Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, г. Санкт-Петербург, Россия ²ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Мурманск, Россия

Аннотация. На основе экспериментальных исследований по приему сигналов контролируемого источника в ближней зоне в различных геофизических условиях отмечено наличие вариаций амплитуды поля в нижней части КНЧ диапазона и на более низких частотах. При этом отмечено отсутствии вариаций в диапазоне СНЧ. Для оценки факторов, обусловливающих эту особенность поведения поля, рассмотрен вопрос о возбуждении электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в волноводе Земля-ионосфера и предложены теоретические расчеты, показывающие, что при низкой проводимости Земли влияние ионосферы в ближней зоне может быть заметным.





Введение

Применение контролируемых источников наземных электромагнитных полей КНЧ (3–30 Гц) и СНЧ (30–300 Гц) диапазонов важно для организации связи на больших расстояниях, глубинного зондирования земли, сейсмического мониторинга дистанционного контроля состояния И ионосферы. Основные отличительные особенности низкочастотных волн заключаются в крайне малом затухании с расстоянием при распространении в волноводе Земляионосфера и в глубоком проникновении в подстилающую среду.

Во многих задачах зондирования природных сред для интерпретации результатов проводить измерения поля необходимо на достаточном удалении от источника. В непосредственной близости от наземного горизонтального слабо источника электромагнитное поле зависит от проводимости земли и ионосферы. Для применения методов зондирования импедансных земли требуется расстояние не менее 5-7 скин-слоев, а для установления характерной зависимости поля от геометрических и электрических параметров волновода Земля-ионосфера необходима дистанция более трех высот эффективного волновода h.

Промежуточной области малых расстояний от источника (0.5-2 h) в работах по КНЧ и СНЧ диапазонам уделено крайне мало внимания. Существующие теоретические представления и некоторые численные оценки [1] сводятся, в основном, к тому, что в этой области зависимость поля от проводимости ионосферы пренебрежимо мала, а обратная высота волновода начинает играть роль множителя в выражениях для амплитуды полей лишь дальше нескольких десятков километров от источника. Зачастую влиянием ионосферы на таких малых расстояниях от источника пренебрегают [2]. Экспериментальные работы в этой области частот и расстояний немногочисленны [3, 4], при этом полученные результаты не полностью согласуются с существующими представлениями на частотах ниже 10 Гц, в частности, наблюдаются вариации амплитуды поля в разные времена года и в различное время суток.

В представленной работе изложены результаты и проведена теоретическая интерпретация измерений, проведенных в ходе эксперимента FENICS-2014, проходившего на Кольском полуострове в 2014 г. [5], в котором, в отличие от ранее выполненных экспериментов, использовался более мощный передатчик, что позволило исключить влияние как внешних, так и внутренних шумов. В качестве теоретической основы предложено новое решение задачи о возбуждении магнитного поля в плоском волноводе горизонтальной заземленной антенной в строгой электродинамической постановке.

Эксперимент

Международный комплексный эксперимент FENICS-2014 был проведен в августе-сентябре 2014 г. Осуществлялась серия сеансов генерации электромагнитного поля в диапазоне 10⁻²–200 Гц. В первой половине эксперимента использовалась антенна субширотного направления (L1), а во второй — субмеридионального (L2) (рис. 1). Длина каждой антенны составляет около 100 км. Генерация производилась ежедневно с 01:00 до 05:00 по местному времени на 14 частотах продолжительностью 10–15 мин на каждой частоте.

Рассмотрим результаты измерений магнитного поля субширотной антенны, которые были получены в обсерватории ПГИ в п. Ловозеро (рис. 1) 23–29 августа 2014 г. Расстояния от точки измерений до концов антенны составляли 125 и 100 км. Регистрация сигналов производилась при помощи трехкомпонентного индукционного магнитометра, имеющего два ортогональных горизонтальных датчика и один вертикальный. Горизонтальные датчики ориентировались по стрелке буссоли в направлениях С-Ю (H_{N-S}) и 3-В (H_{W-E}). Магнитное склонение — восточное, 12°. Сила тока в передающей антенне регистрировалась цифровой системой сбора данных. Частота дискретизации составляла 512 Гц.

По окончании эксперимента была проведена спектральная обработка полученных данных по методу Уэлча и выполнена нормировка амплитуды магнитного поля на силу тока в антенне.

Результаты приема низкочастотных сигналов в обсерватории Ловозеро

Результаты измерений в диапазоне 0.4–100 Гц показаны на рис. 2. Как можно видеть, амплитуда поля в диапазоне частот 10–100 Гц в течение всего эксперимента оставалась постоянной, а на частотах ниже 10 Гц средний уровень поля в некоторые дни заметно менялся. Эти колебания амплитуды не могут быть связаны с влиянием случайных шумов — по результатам измерений сигнал превышал шум на два порядка, поэтому измерялся с точностью, многократно превышающей суточные вариации. Такую же особенность поведения поля мы наблюдали и в предыдущих экспериментах, которые проводились в различные времена года и в разное время суток [3, 4].



Рисунок 2. Зависимость амплитуды магнитного поля от частоты при силе тока в передающей антенне 1 А в сеансах 23-29 августа 2014 г. (обс. Ловозеро) — компоненты H_{W-E} (*a*) μH_{N-S} (*b*). Обозначения кривых: 1 — измерения 23-27.08.2014 г., 2 — 28.08.2014 г., 3 — 29.08.2014 г.

Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов

Рассмотрим возбуждение плоского горизонтальной волновода заземленной антенной. Определим в трехслойной поле среде. горизонтальным формируемое излучателем длиной 2L, питаемым гармонической током с зависимостью от времени $exp(-i\omega t)$ И находящимся на границе раздела z = 0. При этом будем считать проводимость земли σ_{-1} и ионосферы σ_{1} постоянными и изотропными.

Задача о возбуждении электромагнитного поля сторонним током J сводится к решению уравнений Гельмгольца для электрического вектора-потенциала A с соответствующими граничными

условиями [6].

Таким образом, можно получить выражение, связывающее амплитуду поля с условиями внешней среды

$$H_{\chi}^{(-1)}(\rho r, 0) = \left(\frac{I}{2\pi} \frac{y}{\rho^2} \frac{F_H(\rho_{\eta})}{(1-i)D_{-1}}\right)_{-L}^{L},$$

где связь амплитуды поля с условиями внешней среды определяется множителем F_H/D_{-1} , зависящим от σ_{-1} , σ_1 и высоты ионосферы *h*. На рис. 3 приведены графики этой величины для частот 0.4–100 Гц для значений параметров $\sigma_1 = 10^{-4}$, $5 \cdot 10^{-4}$ См/м и h = 70 и 85 км. Координаты точки, для которой выполнен расчет, соответствуют условиям рассматриваемого эксперимента, а проводимость земли σ_{-1} принималась равной $5 \cdot 10^{-5}$ См/м, что характерно для Кольского полуострова.

Как следует из графиков, изменения высоты ионосферы влияют на общий уровень амплитуды во всем диапазоне, в то время как вариации эффективной проводимости изменяют амплитуду лишь в некоторой

области частот, не превышающей 10 Гц. Такой же характер имеют и вариации амплитуды в различные дни наблюдений во время эксперимента (рис. 2).

Выводы

Предложенное решение задачи о поле горизонтального диполя в трехслойной среде позволяет связать наблюдаемые в экспериментах в КНЧ диапазоне вариации амплитуды магнитного поля контролируемого источника на расстояниях 1–2 высот эффективного волновода с изменениями проводимости ионосферы в различных геофизических условиях. По данным ближайшей обсерватории Лопарская (Мурманская обл.) К-индекс геомагнитной активности в часы наблюдений 23–27 августа колебался в пределах от нуля до единицы, а 28–29 августа вырос до пяти-шести единиц. Как видно на рис. 2, кривые для спокойных дней практически совпадали друг с другом, а в возмущенный период их уровень понижался. На основании этого можно предположить, что возмущение привело к изменению концентрации электронов и проводимости в ионосфере.



Рисунок 3. Расчетные значения F_h/D_{-1} при высотах ионосферы h = 70 км (*a*) и 85 км (*b*) и проводимостях $\sigma_1 = 10^{-4}$ См/м (*кривые 1*) и 5 · 10⁻⁴ См/м (*кривые 2*).

Таким образом, экспериментально обнаружено и теоретически показано, что в области, не превышающей 1–2 высот волновода, имеется заметное влияние ионосферы на амплитуду электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот. Предложенный расчет поля справедлив и на больших расстояниях - до 2000 км, где допустимо пренебрежение кривизной волновода Земля-ионосфера. В результате расширяются возможности интерпретации дистанционного зондирования как ионосферы, так и земли с использованием контролируемых наземных источников КНЧ диапазона, а также повышается их информативность.

Литература

- 1. Wait J.R., Electromagnetic waves in stratified media. Elmsford, New York: Pergamon Press, 1970.
- 2. Вешев А.В., Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. –2-е изд., перераб. и доп. Недра. 1980. 391 с.
- Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф., Сидоренко А.Е., Миличенко А.Н., Мольков А.В., Собчаков Л.А., Васильев А.В. О возможности квазивертикального радиозондирования ионосферы в крайне низкочастотном диапазоне // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т.85, Вып.8. с. 471-473.
- Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф., Сидоренко А.Е., Миличенко А.Н., Мольков А.В., Собчаков Л.А., Васильев А.В. Влияние ионосферы на электромагнитные волны от наземного излучателя в диапазоне частот 1-10 Гц // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47, N 6. с. 855-856.
- Колобов В.В., Баранник М.Б., Жамалетдинов А.А. Опыт применения КНЧ-генератора ЭНЕРГИЯ-2 для электромагнитных зондирований в ходе международного эксперимента FENICS-2014 // Труды Кольского научного центра РАН. Энергетика. 2/2015 (28) вып. 10. с. 52-64.
- Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е., Сидоренко А.Е., Григорьев В.Ф., Жамалетдинов А.А. Влияние ионосферы на возбуждение электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в ближней зоне // Журнал технической физики. 2018. выпуск 6. с. 907-913 10.21883/JTF.2018.06.4602453.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.92-95

USING OF THE SUPERCOMPUTER CALCULATIONS FOR STUDY OF SOLAR FLARE MECHANISM VIA CORONAL MHD SIMULATION

A.V. Borisenko¹, I.M. Podgorny², A.I. Podgorny¹

¹Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia, e-mail: podgorny@lebedev.ru ²Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia, e-mail: podgorny@inasan.ru

Abstract. Numerical magnetohydrodynamic (MHD) simulation above the active region in the real scale of time, necessary to study the solar flare mechanism at the present stage, requires a significant increase in the calculation speed, which is achieved by parallelizing the calculations using a supercomputer. For this purpose, hardware and software for a supercomputer based on CUDA NVIDIA technology with a TESLA M2050 graphics card have been adjust. An example of parallelization using CUDA technology for the test problem of solving the Poisson equation showed an acceleration of the calculation by 20-100 times. The parallelization of the program for solving MHD equations using CUDA technology was carried out. However, attempts to execute a parallelized complex program for solving MHD equations on an assembled supercomputer showed the need to work on dividing parallelized subroutines into smaller ones. This work has now been completed, but errors often occur when transferring values to the memory of the graphics card. For the correct execution of a parallelized program, it is necessary to introduce additional control of data transfer into it. Currently, such work is being carried out. A parallelization of the program for solving MHD equations in the Open MP system was carried out, which on a computer with an 8-core Intel Xeon 3.1Ghz processor with 16 threads accelerated the calculation by 50-70 times. The first results MHD simulation in the real scale of time above the active region of AO 10365 using parallelized in the system OpenMP program showed the formation of current sheets in the solar corona, in whose magnetic field the flare energy is accumulated.

Introduction

The appearance of a solar flare in the solar corona, proved by numerous observations [1-4], is explained by the accumulation of energy in the magnetic field of the current sheet [5]. The sheet appears as a result of the accumulation of disturbances in the vicinity of the X-type singular line of magnetic field. Magnetic energy is released during the transition of the current sheet to an unstable state with all observational manifestations explained by the electrodynamical model of the flare [6]. Since it is impossible to determine the configuration of the magnetic field in the corona from observations, to study the flare mechanism it is necessary to perform MHD simulation, in which the magnetic field observed in the photosphere is used to set the boundary conditions. MHD simulation in the reduced scale of time showed the formation of a current sheet, the position of which coincides with the position of the observed flare source of thermal X-ray emission [7-9]. For an accurate study of the flare situation, it is necessary to perform MHD simulation in real time [13], which is impossible without the use of parallel calculations on a supercomputer.

In the future, MHD simulation in the real scale of time will be used for a more detailed understanding of the solar flare mechanism and, possibly, to improve the flare forecast based on an understanding of their physical mechanism. The forecast of flares is an important task because of their impact on human life. First of all, this is the need for timely protection of astronauts from exposure to solar cosmic rays. Also, radio emission from flares can interfere with navigation. X-ray emission of flares in the absence of a protective ozone layer near the North and South poles can cause irradiation of polar explorers. Induction of an electric field in the atmosphere due to magnetic substorms caused by solar flares can lead to spoilage and even failure of power lines. However, it must be recognized that the latter is extremely rare. However, there is no need to exaggerate the effect of flares, especially on human health, in order to artificially draw attention to this problem. The study of the mechanism of solar flares is an important task, both because of their existing influence on human life, and in connection with the need to understand the physics of an interesting phenomenon that can occur both in space plasma and in laboratory plasma.

Setting of the problem for MHD simulation in the real scale of time

Simulation was carried out above the active region of AR 10365, which produced a series of flares on May 27, 2003. The MHD equations were solved numerically in the computational domain ($0 \le x \le 1$, $0 \le y \le 0.3$, $0 \le z \le 1$, in dimensionless units). The unit of length was chosen equal to $L_0=4\times10^{10}$ cm. The Y axis is directed from the Sun normally to the photosphere. The XZ plane (y = 0) is the photosphere plane with the X axis in the direction from East to West and the Z axis in the direction from North to South. The characteristic value of the field in the active region B0 = 300 G was chosen as the unit of the magnetic field. The dimensionless units of plasma concentration and its temperature are taken to be their typical values in the corona above the active region $p_0/m_i = 10^8$ cm⁻³, $T_0 = 10^6$ K (m_i

is the ion mass). The dimensionless units of velocity, time, and current density have the form: $V_0 = V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0} \sim 0.5 \times 10^{10}$ cm/sec, $t_0 = L_0/V_0 \sim 10$ sec. The 3D dimensionless system of MHD equations has the form:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\operatorname{Re}_{m}} \operatorname{rot}\left(\frac{\sigma_{0}}{\sigma} \operatorname{rot}\mathbf{B}\right)$$
(1)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div}(\mathbf{V}\rho) \tag{2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -(\mathbf{V}, \nabla)\mathbf{V} - \frac{\beta_0}{2\rho}\nabla(\rho T) - \frac{1}{\rho} (\mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}) + \frac{1}{\operatorname{Re}\rho} \Delta \mathbf{V} + G_g \mathbf{G}$$
(3)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{V}, \nabla)T - (\gamma - 1)T \operatorname{div}\mathbf{V} + (\gamma - 1)\frac{2\sigma_0}{\operatorname{Re}_m \sigma \beta_0 \rho} (\operatorname{rot} \mathbf{B})^2 - (\gamma - 1)G_q \rho L'(T) + \frac{\gamma - 1}{\rho} \operatorname{div} (\mathbf{e}_{\parallel}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp l} \kappa_{\perp dl} (\mathbf{e}_{\perp 1}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 2} \kappa_{\perp dl} (\mathbf{e}_{\perp 2}, \nabla T))$$
(4)

The limitations associated with the finite step of the difference scheme do not allow the use of real values of dimensionless parameters; therefore, the principle of limited modeling was used to select the parameter values [10]. According to this principle, dimensionless parameters much larger and much smaller than one, are specified in the calculations much larger and much smaller than one, without the exact preservation of their values.

The numerical solving of MHD equations is initiated three days before the flare, when there are no strong disturbances and the magnetic field in the active region of the solar corona can be considered as potential one. The potential magnetic field is found by solving of the Laplace equation for the magnetic potential ϕ_B (B= $-\nabla \phi_B$) with the tilted derivative along the line-of-sight as the boundary condition on the photospheric boundary:

$$\varphi=0; \ \partial \varphi/\partial l_{\text{sight}|\text{PhBoun}} = -B_{\text{lsight}}; \ B=-\nabla \varphi.$$
(5)

The distribution of the line-of-sight magnetic field component B_{lsight} on the photosphere is taken from magnetic maps obtained by SOHO MDI (*http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html*).

When MHD equations are solved, it is necessary to specify two field components at the photospheric boundary, which should be parallel to this boundary. The component perpendicular to the boundary is determined from the divB=0 condition. Since the field near the photosphere is fairly well approximated by the potential field, the two field components at the boundary were taken from calculated potential magnetic field by solving of the equation (7) by the same way as for the initial moment of time. Distributions of two parallel to the photosphere magnetic field components are found in time moments May 24, 2003 at 20:47:59 UT; May 25, 2003 at 20:47:59 UT; May 26, 2003 at 20:47:59 UT; May 27, 2003 at 20:47:59 UT. The boundary conditions at each moment of time were found by interpolation between these time moments.

Numerical methods for solving MHD equations, parallelization of calculation, results

To solve the system of MHD equations (1-4) in the region ($0 \le x \le 1$, $0 \le y \le 0.3$, $0 \le z \le 1$), an absolutely implicit, finite-difference scheme [11, 12], conservative with respect to magnetic flux, was developed. The creation of special numerical methods for solving MHD equations was needed to speed up the calculation, for which it is necessary to maximally increase the time step at which the difference scheme remains stable. Under conditions of the complex problem of numerically solving MHD equations in the solar corona, special methods are actually needed so that such a task can be performed, i.e. to be able to carry out calculations for the foreseeable time. In the scheme, instead of the components of the magnetic field vector, averaged magnetic fluxes through the boundaries of the grid cells are used. The transfer terms of both magnetic fluxes and other quantities were approximated by first-order upwind finite differences. Implicit finite-difference equations were solved by the iteration method. To improve convergence of iterations, the values at the central stencil point of the difference scheme were taken in the next iteration. The nonuniform spatial grid of $135 \times 39 \times 135$ was used in the computational domain of the corona; in the main subregion with a large magnetic field, the smallest step was chosen, which amounted to 0.01 of the region's size. The algorithm of MHD equations solving using developed finite-difference scheme is realized in PERSVET program.

In the previous calculation, in a greatly reduced (10^4 times) time scale [7–9], the time step was 0.5×10^{-3} of the time interval taken as a unit $t_0 = L_0/V_A \sim 10$ sec ($V_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$). This interval corresponded to the evolution above the active region during the day. On a personal computer with a 2.79 GHz processor, it took ~ 2 days to calculate the evolution above the active region during the day. At present, there is a need (for details, see [13]) to perform more accurate MHD simulation in the real scale of time. Calculations showed that for simulation in the real scale of time, the scheme is stable for a step of 10^{-6} days. With this step, it will take ~ 3 years to calculate the evolution above the active region during the day on a computer with a 2.79 GHz processor. To perform such MHD simulation in the foreseeable time, it is necessary, by parallelizing the program, to increase the calculation speed by at least 20-100 times. The work on parallelization of computations was carried out both in the OpenMP system using many computing

A.V. Borisenko et al.

streams of a multi-core processor, and on CUDA technology using a large number of processors of the TESLA graphics card. The calculation of the iterative transition has been parallelized.

Parallelization in the OpenMP system was performed in various ways. It turned out to be the most effective when the parallelized subroutine divides the computational domain into subdomains, so that each thread calculates the values at the next iteration in its subdomain. Calculation on a computer with an 8-core Intel Xeon 3.1Ghz processor with 16 threads gave a calculation acceleration of 50-70 times, which has made it possible to obtain the first results of MHD simulation in the real scale of time during the first day of evolution above the AR 10356. The calculation was performed within 11 days.

For parallelization using CUDA technology, a supercomputer with a TESLA M2050 graphics card was assembled (Fig. 1a), and software based on CUDA NVIDIA technology was tuned. The algorithm for parallelizing calculations using Nvidia CUDA is shown in Fig.1b. The PGI (Portland Group) FORTRAN was used. When parallelizing using CUDA technology, the calculation of the values at the next iteration at each point of the spatial grid was carried out in its own computational thread. A parallelized test program for solving the Poisson equation, performed using a difference scheme similar to the scheme for solving MHD equations, but significantly simplified, showed an acceleration of the calculation by 20-100 times depending on the grid used. A parallelized routines, failures occurred without any diagnosis of their causes. Apparently, there were difficulties in exchanging data with the memory of the graphics card. Experience also showed that similar failures can occur when a parallel program is run for numerically solving MHD equations on supercomputers with the most modern graphics cards. This problem was solved by replacing the parallelized routines with smaller ones; the two main parallelizable routines are divided into almost 20 small routines. As a result, the program runs without failures, but often gives incorrect results, apparently due to errors in transferring data from the memory of the graphics card. Currently, work is underway to establish in the program additional control of data transfer from the memory of the graphic card.



Figure 1. (*a*) - Graphics card used for parallel calculations GPU Nvidia Tesla M2050, Double Precision Support; (*b*) - Parallelization algorithm: (1) CPU copies data from RAM to the memory of GPU device. (2) CPU transfers control to GPU device. (3) The GPU device runs the CUDA kernels in parallel for calculations, after performing of which the GPU device transfers control to CPU device. (4) CPU copies the data-results of the calculations into RAM.

The existing experience in performing the test task of solving the Poisson equation and individual parallelized routines of the program for numerically solving MHD equations showed that due to difficulties associated with transferring data to the memory of the graphics card, the acceleration in calculations parallelized using CUDA technology may have limitations. Perhaps it will not exceed the acceleration by more than several times for calculations parallelized in the OpenMP system performed on modern multicore clusters. To verify such a statement, which may affect the choice of the strategy for using parallelization methods for more accurate MHD modeling above the active region, it is necessary to complete the parallelization using CUDA technology, introducing additional control of data transfer from the graphics card memory into the program, and perform calculations on supercomputers using various video cards, including the most modern.

Fig. 2 presents the results of MHD simulation in the real scale of time (see [13] in detail) using the PERESVET program parallelized in the OpenMP system. Magnetic lines and current density levels are shown in the plane of the current sheet configuration in the vicinity of the 304th local maximum of the current density at the point (0.455, 0.04502, 0.445), near which more than a day later an M1.4 flare should occur, according to the data of MHD simulation in reduced time scale [7-9].



Figure 2. The 304th local maximum of the current density in the z = 0.445 plane. (c) – magnetic lines and lines of equal current density in the plane of current sheet configuration.

Conclusion

The parallelization of the program for solving the system of MHD equations was performed both in the OpenMP system using computational threads of a multi-core processor and using CUDA technology with calculations on a large number of processors of the TESLA graphics card. The calculation speed of a program parallelized in the OpenMP system on a computer with an 8-core Intel Xeon 3.1GHz processor with 16 threads increased by 50-70 times, which made it possible to obtain the first results of MHD simulation above the active region AR 10365 in the real scale of time. The formation of current sheets in the solar corona is shown, in the magnetic field of which the energy is accumulated for solar flares. The results obtained and the experience gained allow further improvement of the parallelized program to increase the calculation speed. Such a program is necessary for a more accurate study of the solar flare mechanism by MHD simulation above the active region and, in the future, it is supposed to consider the possibility of using it to improve the forecast of solar flares.

References

- 1. Lin R.P., Krucker S., Hurford G.J., et al. RHESSI observations of particle acceleration and energy release in an intense solar gamma-ray line flare. Astrophys. J. 2003. 595, P. L69.
- Podgorny I.M., Podgorny A.I. On solar cosmic ray propagation in the interplanetary space and highly ionized ions emission. Proc. 40 Annual Seminar. 2017. Apatity. P. 78.
- 3. Podgorny I.M., Podgorny A.I. On the of prognosis of solar flares and proton events from behavior UV emission. Proc. 41 Annual Seminar. 2018. Apatity. P. 87. (in Russian)
- 4. Podgorny I.M., Podgorny A.I., Meshalkina N.S. Dynamics of Magnetic Fields of Active Regions in Pre-flare States and during Solar Flares. Astronomy Reports. 2015. 59. №8. P. 795.
- 5. Syrovatskii S.I. Dynamic dissipation of magnetic energy in the vicinity of a neutral magnetic field line. J. Exp. Theor. Phys. 1966. 23. №4. P. 754.
- 6.Podgorny I.M., Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V., Podgorny A.I. The generation of hard X-rays and relativistic protons observed during solar flares. Astronomy Reports. 2010. 54. №7. P. 645.
- Podgorny A.I., Podgorny I.M. Position of the X-ray emission sources of solar flare obtained by MHD simulation. Proc. 36 Annual Seminar. 2013. Apatity. P. 117.
- 8. Podgorny A.I., Podgorny I.M. MHD simulation of solar flare current sheet position and comparison with X-ray observations in active region NOAA 10365. Sun and Geosphere. 2013. 8. № 2. P. 71.
- Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N. S. Current sheets in corona and X-ray sources for flares above the active region 10365. JASTP. 2018. 180. P. 16.
- 10. Podgorny I.M. Simulation studies of space. Fundamentals of Cosmic Physics. 1978. 1. №1. P. 1.
- 11. Podgorny A.I., Podgorny I.M. MHD Simulation of phenomena in the solar corona by using an absolutely implicit scheme. Computational Mathematics and Mathematical Physics. 2004. 44. №10. P. 1784.
- 12. Podgorny A.I., Podgorny I.M. Formation of several current sheets preceding a series of flares above the active region AR 0365. Astronomy Reports. 2010. 54. №7. P. 645.
- Podgorny I.M., Podgorny A.I. The physical mechanism of the solar flare, studied on the basis of the results of observations and MHD simulation. Proc. 42 Annual Seminar. 2019. Apatity. P. 96.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.96-99

THE PHYSICAL MECHANISM OF THE SOLAR FLARE, STUDIED ON THE BASIS OF THE RESULTS OF OBSERVATIONS AND MHD SIMULATION

I.M. Podgorny¹, A.I. Podgorny²

¹Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia, e-mail: podgorny@inasan.ru ²Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia, e-mail: podgorny@lebedev.ru

Abstract. According to numerous indications obtained from observations primordial energy release during solar flares takes place in the solar corona above the active regions. Emission in the lower layers of the solar corona, as well as processes in interplanetary space and in the Earth's magnetosphere are the consequence of the primordial flare process in the solar corona. The flare is explained by the release of energy accumulated in the magnetic field of the current sheet formed in the corona. An electrodynamical model of a solar flare is proposed, which explains its main observational manifestations, in particular, the appearance of X-ray emission on the surface of the Sun. The first results of MHD simulation in the real scale of time show the appearance of current sheets in the corona above the active region, which confirms the proposed solar flare mechanism.

Introduction. The physical mechanism of solar flare

During the solar flare, in a few tens of minutes, ~ 10^{32} erg of magnetic energy is released, which transforms into the energy of solar cosmic rays (protons accelerate to energies of ~ 20 GeV), into the thermal energy of a heated plasma, the kinetic energy of the plasma ejection, and the energy of electromagnetic emission in a wide the range (from radio, optical, ultraviolet to X-ray and γ -emission) caused by heated and accelerated electrons and accelerated protons. One of the most interesting properties of a flare is its appearance high in the solar corona - at altitudes of 15000 - 30 000 kilometers (1/40 - 1/20 of the solar radius). This is evidenced by numerous observations. These include the appearance of a thermal X-ray source in the corona at the said heights when observing the on the limb of solar disk [1]. The appearance of a region of strongly heated plasma in the corona during the flare is demonstrated by the emission of FeXXIV ions in the line 193 Å, which arise at a temperature of 20 MK, and in other high-temperature lines [2, 3]. Numerous studies [4, 5] showed the invariability of the magnetic field on the solar surface during flares, which indicates the release of magnetic energy high in the corona.

The appearance of a flare in the corona can be explained by the mechanism, according to which the flare energy is stored in the magnetic field of the current sheet formed in the vicinity of a singular X-type line [6]. Such a singular line is formed in the magnetic field of the corona, when the sources of the magnetic field on the solar surface are located with alternating polarities. When current along the singular line arises due to plasma disturbances, magnetic forces directed along one axis of coordinates to a singular line, and along another axis from a singular line, cause to the accumulation of disturbances, propagating from the solar surface, with the formation of the current sheet. During quasi stationary evolution, during which the total plasma mass of the sheet decreases [7], the current sheet transforms into unstable state. Observations of high-temperature plasma emission in the lines of multiply ionized iron ions revealed structures that do not coincide with the magnetic lines. Such structures can be current sheets. The coincidence of the position of the current sheet obtained by numerical magnetohydrodynamic (MHD) simulation [8, 9] with the position of the observed flare source of thermal X-ray emission provides independent evidence of the mechanism of the current sheet.

The most common of the alternative flare mechanisms is the mechanism in which the flare energy is stored in the field of a magnetic rope. From the very beginning, the rope is set in an unstable or non equilibrium state [10] or is formed as a result of too fast or too complex plasma motion on the photosphere [11-13]. Simulation of the flare situation over the active region [14] in a statement of a problem close to ours confirmed the formation of a current sheet at the site of flare energy release. At the same time, the appearance of rope or any other signs of alternative flare mechanisms was not detected, as also in our simulation. The mechanism of current sheet is the only one capable of explaining the slow accumulation of flare energy in a stable configuration, followed by its transition to an unstable state.

Based on the mechanism of releasing the energy of the magnetic field of the current sheet, using the results of numerical MHD simulation in the corona above the active region and observations, an electrodynamic model of a solar flare has been proposed [15]. Beam hard X-ray emission during a flare on the surface of the Sun is explained by the deceleration of electrons, accelerated in field-aligned currents along the magnetic lines coming out of the sheet, in the lower dense layers of the solar atmosphere. Field-aligned currents are caused by the Hall electric field, which is

formed in the current sheet due to the interaction of the current carried by the electrons with the magnetic field component normal to the sheet.



Figure 1. The plane z = 0.555 in the region of 0.3 < x, z < 0.7; 0 < y < 0.3. The Y axis is directed from the Sun perpendicular to the photosphere, the XZ plane (y = 0) is located on the photosphere, the X axis is directed from the East to the West, the Z axis from the North to the South.

On the necessity for MHD simulation in the corona in the real scale of time

Prior to this work, MHD simulation in the corona over the active region was only possible on a greatly reduced scale of time (in 10^4 times), in which the evolution of the magnetic field on the solar surface in 1 day in the calculations takes ~ 10 seconds. MHD simulation in the real scale of time is caused by the following reasons. During MHD simulation in the corona near the photospheric boundary, where there is a strong magnetic field gradient, numerical instabilities appear. These difficulties are especially exacerbated when simulation on a greatly reduced scale of time, due to unnaturally rapid changes in the magnetic field. The numerical methods used made it possible to limit the instability growth near the boundary and prevent its propagation into the region, which made it possible to obtain the field configuration in the corona. However, to determine the positions of the sources of beam X-ray emission at the intersection of the magnetic field lines outgoing from the current sheet with the photosphere, it is necessary to know sufficiently accurately the field configuration near the photosphere. The first results of simulation in the real scale of time during the day showed the appearance of weak instability near the photospheric boundary, which should not greatly distort the magnetic field. Simulation in the real scale of time also allows one to get rid of the appearance of current density maxima in the corona near the photospheric boundary, caused by unnaturally rapid changes in the field at the boundary, which mask current sheets.



Figure 2. Magnetic lines and lines of equal current density (thin red and black) in the plane of the configuration of the current sheet of the 29th current density maximum (a, b, c). The plane magnetic lines (lines tangent to the projections of the magnetic field vectors onto the plane of current sheet configuration) are shown in bold blue (a, b), the lines of the magnetic field in three-dimensional space (c) in front of the configuration plane are shown in bold blue, behind the configuration plane, thin violet. (d) - The 29th maximum in the picture plane, the projections of plane magnetic lines shown on (a,b), and projections of the positions of the maxima of the current density in space (light green points) and the maxima of the current density in the plane z = 0.555 (dark green points).

When simulation in the real scale of time, a plasma with a magnetic field propagating upward even at a relatively low speed of $\sim 10^4$ cm/sec will rise to a height of $\sim 10\ 000$ thousand kilometers during a day. When simulating in the

reduced scale of time, only relatively weak disturbances propagating at Alfven speed can reach such heights. Therefore, simulation in the real scale of time will make it possible to more accurately determine the configuration of the magnetic field and to establish the time of formation of the current sheet with the flare energy stored in its magnetic field.

Flare position search system on the results of MHD simulation

Even for sufficiently powerful flashes, the configuration of the magnetic field near the current sheet, distorted by the longitudinal field, can be so complicated that it is almost impossible to determine the position of the current sheet from the location of the magnetic lines in space. A graphic system for searching the current sheet position (flare position) on the results of MHD simulation is developed. The flare position search method is based on the fact that the maximum of absolute value of the current density is located in the current sheet. The maxima of the current density are searched, then an analysis of the magnetic field configuration is carried out near them. The graphic search system is described in detail in [8].



Figure 3. Magnetic lines and lines of equal current density in the plane of the current sheet configuration for the 56th (a), 8th (b), 13th (c) and 266th (d) current density maxima.

The first results of MHD simulation in the real scale of time

In order to exclude the influence of the non-photospheric boundary, the conditions at which should best approximate the conditions of free exit, the size of the computational domain significantly exceeded the size of the coronal region with a strong magnetic field, in which it is necessary to determine the places of magnetic energy accumulation for solar flares. The photospheric boundary of the computational domain has the shape of a square with a side length L =400 000 km, which is taken as a unit of length. This size is more than 3 times larger the linear size of the active region (~ 120 000 km) with a strong magnetic field (100 - 1000 G) located in the middle of the photospheric boundary of the computational domain. The height of the computational domain of 120,000 km was approximately two times larger the height of the region with a sufficient strong magnetic field (10 - 1000 G), it was ~ 60 000 km. It was assumed that in the region with a small magnetic field (1-3 G) surrounding the region of a large magnetic field, strong disturbances will not appear when the condition $\partial V/\partial n=0$ is set at the non-photospheric boundary. The calculations showed the absence of strong disturbances when the plasma flows out of the computational domain. In some places of the nonphotospheric boundary, there appear velocities directed inward to the region, which in some cases lead to fast (more than 10^6 cm/sec) plasma motion in a part of the region with a small magnetic field. These results indicate the need for further calculations with other types of approximations of the conditions for free exit at the non-photospheric boundary in order to find out the possibility of avoiding disturbances with high speeds. However, at the same time, the calculations showed that fast flows arising near the region of a strong magnetic field transfer a very rarefied plasma and do not have any significant effect on the processes in the part of the calculation region with a large magnetic field. Therefore, the results obtained at present in the first stage can be used to analyze the flare situation above the active region.

Figure 1 depicts the situation in the region 0.3 < x, z < 0.7; 0 < y < 0.3, i.e. in a subregion in the central part of the computational region with a linear size of the photospheric border of 160 000 km., which completely contains the region in the corona with a large field above the active region of the solar surface. In the plane z = 0.555, located near the center of the selected region perpendicular to the photosphere and crossing the photosphere along a line parallel to the solar equator, the velocity field and lines of equal current density are shown. This figure, together with the image of the velocity field and lines of equal current density in the z = 0.44 plane in [16], gives an idea of the behavior of the values in the main part of the computational domain. Light points (light green points in color variant of paper on the Apatity seminar website *http://pgia.ru/seminar/*) show the positions of the first 450 local maxima of the current density in space, numbered in decreasing order of the current density in maximum. Dark dots (dark green) indicate the plane along the Z axis perpendicular to it, so that it is easier to determine the position of the selected current density maximum. At the center of each current sheet formed in the corona, there should be one of the maximum current

density, it is necessary to construct a magnetic field configuration in the plane of the current sheet configuration, i.e. in the plane perpendicular to the magnetic field vector at the point of this current density maximum. The analysis showed the existence of a pronounced configuration of the current sheet in the vicinity of the 29th current density maximum located at an altitude of 32 000 km (Fig. 2). The configuration plane of this current sheet is perpendicular to the unit vector 0.502, 0.4, 0.767. The lines of equal current density on the left side of the plane z = 0.555 in Fig. 1 show the intersection of the current sheet with this plane.

The current sheet appears also in the vicinity of the 56th maximum of the current density (Fig. 3a). At most current density maxima, there is no pronounced configuration of the magnetic field of the current sheet with oppositely directed magnetic lines on either side of the sheet. The configuration of the magnetic field in the vicinity of such a maximum of the current density is the superposition of the field of a singular X-type line and a diverging field, which can form in the plasma trap of the mirror tube type. In addition to the accumulation of magnetic disturbances under the action of magnetic forces near a singular X-line, in a configuration with diverging magnetic lines, a twisting of the magnetic field occurs, which does not contribute to the formation of the current sheet and can weaken this process, distorting the plasma flow, which brings the magnetic field. As a result, a deformed spiral of magnetic field lines may appear near the sheet (we mean "flat" lines of a three-dimensional magnetic field, to be absolutely precise - lines tangent to the projections of the magnetic field vectors onto the plane of the current sheet configuration). Several current density maxima can form in the current sheet, as is seen for the configurations of the 8th and 13th current density maxima (Fig. 3b, 3c). A deformed configuration of a diverging field with a squashed current can also arise, the shape of which slightly resembles a sheet, as in the vicinity of the 266th maximum (Fig. 3d). In the available calculation, such a maximum of 304 [16] also appeared near the position of the flare on May 27, 2003, which was found from the calculation in a reduced scale of time [8, 9]. The flare will occur more than a day after the moment for which the configuration analysis was carried out, so there is still time for the evolution of the field near this maximum.

Conclusion

The mechanism of a solar flare, according to which the magnetic field energy of the current sheet is released in the corona, is confirmed by the results of numerical MHD simulation and numerous observations made both in the solar corona and near the solar surface. The first results of MHD simulation in the real scale of time during the first day of the evolution of the magnetic field and plasma above the active region of AO 10365 showed the appearance of current sheets in the vicinity of singular X-type lines in the corona, confirming the proposed flare mechanism. In addition, the MHD simulation showed the appearance of structures with current formed in the places where the field configuration near a singular X-type line was superimposed with a diverging magnetic field arising in a plasma trap of the mirror tube type. The appearance of additional magnetic forces caused by the interaction of the current along the axis of the singular line with the diverging magnetic field leads to a twisting of the magnetic field, and such away preventing the accumulation of high magnetic energy. Possibly, the appearance of low power flares and microflares is explained by such structures, which, as shown by the simulation, are formed much more than current sheets. The calculations carried out indicate the need for further simulation of the flare situation in the corona in the real scale of time both for a more detailed study of the flare mechanism and for the further use of the results of MHD simulation to improve the forecast of solar flares and their consequences.

Acknowledgments. Authors thanks A.V. Borisenko and N.S. Meshalkina for help when making calculations and in finding of observational data for AR 10365.

References

- 1. Hiei E., Hundhausen A.J. // In Magnetospheric phenomena in the solar atmosphere prototypes of stellar magnetic activity. Ed. Y. Uchida, T. Kosugi, H. Hudson. IAU. Kluwer Ac. Publ. Dordrecht. 1996. P. 125.
- 2. Podgorny I.M., Podgorny A.I. "Phys. Auroral Phenomena". Proc. 40 Annual Seminar. 2017. Apatity. P. 78.
- 3. Podgorny I.M., Podgorny A.I. "Phys. Auroral Phenomena". Proc. 41 Annual Seminar. 2018. Apatity. P. 87.
- 4. Podgorny I.M., Podgorny A.I., Meshalkina N.S. Astronomy Reports. 2015. 59. No8. 795.
- 5. Podgorny I.M., Podgorny A.I. JASTP. 2013. 92. 59.
- 6. Syrovatskii S.I. J. Exp. Theor. Phys. 1966. 23. No4. 754.
- 7. Podgorny I.M., Podgorny A.I. Astronomy Reports. 2003. 47. Nº8. 696.
- 8. Podgorny A.I., Podgorny I.M. "Phys. Auroral Phenomena". Proc. 36 Annual Seminar. 2013. Apatity. P. 117.
- 9. Podgorny A.I., Podgorny I.M. Sun and Geosphere. 2013. 8. №2. 71.
- 10. Forbes T.G. Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics. 1991. 62. Issue 1. 15.
- 11. Torok T., Kliem B. Astrophys. J. 2005. 630. №1. L97.
- 12. Aulanier G., Torok T., Demoulin P., DeLuca E.E. Astrophys. J. 2010. 708. №1. 314.
- 13. Zuccarello F. P., Aulanier G., Dudik J., et al. Astrophys. J. 2017. 837. № 2.
- 14. Jiang C., Wu S.T., Yurchyshyn V., et al. Astrophysical J. 2016. 828. № 1.
- 15. Podgorny I.M., Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V., Podgorny A.I. Astronomy Reports. 2010. 54. №7. 645.
- 16. Borisenko A.V., Podgorny I.M., Podgorny A.I. Proc. 42 Annual Seminar. 2019. Apatity. P. 92



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.100-103

EVOLUTION OF ION-SCALE TURBULENCE DURING PLASMA CROSSING OF THE EARTH'S BOW SHOCK

L. Rakhmanova, M. Riazantseva, G. Zastenker, Yu. Yermolaev, I. Lodkina

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract. We present a case study of modification of turbulent cascade at ion scales during plasma crossing of the Earth's bow shock. We analyze ion flux measurements with 31 ms cadence provided by the BMSW instrument onboard the Spektr-R satellite. Changes in shape and characteristics of Fourier spectra of ion flux fluctuations are considered for three cases of the bow shock crossing. Deviation of spectra from typical shape is shown just behind the bow shock. Also, influence of the large-scale solar wind type on the evolution of turbulent cascade during the bow shock crossings is analyzed statistically.

1. Introduction

Magnetosheath (MSH) transfers any disturbance taking place in the solar wind (SW) toward the Earth's magnetosphere. Both SW and MSH plasmas were shown to be turbulent. Turbulence in these regions has been examined for several decades (e.g. *Bruno & Carbone*, 2013; *Alexandrova et al.*, 2013). Generally, turbulent cascade is assumed to be formed by incompressive alfvenic fluctuations at MHD scales (larger than proton gyroradius ρ_{ci}) which transform to compressive kinetic alfven waves at smaller (kinetic) scales (e.g. Schekochihin et al., 2009). Most of the studies were focused on magnetic field fluctuations. However, recent statistical studies reveal that MSH turbulence may be dominant by compressive fluctuations, which do not correspond to alfvenic nature (e.g. *Huang et al.*, 2017). Fluctuations of plasma parameters worth to be analyzed as well in order to find out which type of fluctuations forms the turbulent cascade and determines processes leading to energy dissipation in collisionless plasma.

Before year 2011 low time resolution of plasma measurements made it difficult to prepare reliable analysis of ion scale plasma fluctuations. Since the Spektr-R launch in 2011 with the Bright Monitor of Solar Wind (BMSW) instrument on board the comprehensive statistical studies of plasma fluctuations at ion and sub-ion scales have been presented in the SW (*Riazantseva et al.*, 2015; *Šafránková et al.*, 2015, 2016) as well as in the MSH (*Rakhmanova et al.*, 2016, 2018a,b). These studies provide typical shape and characteristics of spectra of plasma parameters' fluctuations. Also, statistics provides an evidence of modification of turbulent cascade at the Earth's bow shock.

According to *Rakhmanova et al.* (2018a,b) in the MSH close to the bow shock the spectra of ion flux fluctuations are flatter at MHD scales and steeper at kinetic scales compared to those observed in the undisturbed SW and predicted by most of the theories (see review by *Alexandrova et al.*, 2013). Authors demonstrated evolution and recovery of the turbulent cascade towards the magnetopause as well. Also, changes in turbulent spectra were reported for magnetic field fluctuations. *Czaykowska et al.* (2001) performed statistical study of changes of magnetic field fluctuation spectra during subsolar bow shock crossings. Authors showed flattening of spectra at MHD scales, with power exponents of the approximation functions being of the order of -1 behind the bow shock. *Huang et al.* (2017) analyzed evolution of magnetic field fluctuation spectra across the MSH with the help of extensive statistics of Cluster measurements throughout the subsolar MSH. The authors also showed ~f⁻¹ spectra at MHD scales just behind the bow shock and their steepening up to -5/3 toward the magnetopause. Steepening of spectra at the kinetic scale was mentioned in the vicinity of the bow shock as well.

However, statistical analysis cannot consider the upstream conditions in the SW for each of the observed spectra in the MSH. Present paper focuses on a case study to take into account the influence of the state of the turbulence in front of the bow shock on the features of the cascade in the MSH.

2. Observations

Current study deals with BMSW (*Zastenker et al.*, 2013, *Šafránková et al.*, 2013) instrument measurements of the ion flux value with 31 ms time resolution. Also, proton density and bulk velocity data from BMSW with time resolution 3 s were used. Fig. 1 presents time series of ion flux (*a*), ion density (*b*) and bulk velocity (*c*) measurements on November 24, 2012. Spektr-R moved from the SW, crossed the bow shock three times at 16:20, 17:00 and 17:13 UT and then stayed in the MSH. Spacecraft location was $\{-6; -19; -24\}$ R_E in Geocentric Solar Ecliptic coordinate system. Shaded areas in panel *a* mark two regions distinguished for further analysis.

Fourier spectra of ion flux fluctuations were considered in order to analyze features of the turbulence. Spectra were calculated with the help of fast Fourier transform with subsequent smoothing in frequency frame. Calculations were prepared for intervals of 35 minutes durations which corresponded to ~65000 data points in each spectrum. Before

calculations ion flux fluctuations were normalized to the mean value over the interval. Obtained spectra are presented in Fig. 1d. Grey line refers to the upstream region (i.e. SW) while black line corresponds to the region downstream of the bow shock (MSH). In the SW the ion flux (or density) fluctuation spectra can be approximated by three power laws: frequency range [0.01-0.2] Hz corresponds to MHD scales while at \sim 3 Hz the spectral break occurs with steeper spectrum at higher frequencies (kinetic scales). In the intermediate frequencies one can see flattening of the spectrum, which are supposed to be due to the contribution of the kinetic alfven waves (see *Chandran et al.*, 2009). In the MSH the spectrum can be approximated by two power-law functions separated by break and superimposed with the bump at 0.4 Hz. Similar bumps usually occur in the spectra obtained in the vicinity of the bow shock and are supposed to be due to instabilities arising in this region (*Schwartz et al.*, 1996).

Obtained spectra are typical for both regions (e.g. *Riazantseva et al.*, 2015; *Šafránková et al.*, 2015; Rakhmanova et al., 2018a). In the SW the slope (power exponent) of the spectrum at MHD scales equals to -1.89 ± 0.03 . This value does not correspond well to Kolmogorov's spectrum with slope of -5/3 which is predicted usually in theories of developed turbulence (*Frisch*, 1995). However, this value of spectral slope is often observed in the SW (see *Riazantseva et al.*, 2015). Behind the bow shock the MHD part of the spectrum at Fig. 1*d* is significantly flatter with -1.3 slope. At kinetic scales upstream as well as downstream spectra have slope -3.2.

In present paper two more crossings were considered. Table 1 presents slopes of the spectra upstream and downstream of the bow shock at MHD scales S_1 and at kinetic scales S_2 together with spacecraft locations during three analyzed events. All three crossings took place for quasi-perpendicular bow shock at the flank MSH. For two of three cases significant flattening of the MHD part of spectra occurs behind the bow shock. For the last case (March 26, 2017) spectrum flattens slightly in the MSH. Values of spectral slopes S_1 in the MSH corresponds well to the statistical distributions, obtained in (*Rakhmanova et al.*, 2018b).

At kinetic scales steepening of spectra just behind the bow shock occurs in two of three cases. In the case used as the example in Fig. 1 no steepening of spectrum can be observed. Note that spectral slopes, obtained for other two cases (February 28, 2015 and March 26, 2017) are untypical for the MSH plasma (*Rakhmanova et al.*, 2018a). Never mind, significant steepening of the spectra takes place for these crossings

As it was mentioned in the Introduction, magnetic field fluctuation spectra were shown to be modified behind the bow shock also (*Czaykowska et al.*, 2001; *Huang et al.*, 2017). Present study qualitatively correspond to the reported results. However, BMSW measurements do not provide evidence for constant presence of spectral slope close to -1 at MHD scales behind the bow shock. This difference may be due to considering flank MSH instead of subsolar region where plasma is highly disturbed. However, flattening of ion flux fluctuation spectra is the evidence of redistribution of energy in the turbulent cascade due to the interaction with the bow shock at all parts of the MSH.

At the kinetic scales both magnetic field (*Huang et al.*, 2017) and plasma (*Rakhmanova et al.*, 2018a) fluctuation spectra behind the bow shock were shown to be steeper than those observed in the SW and predicted by theories. However, this result was obtained statistically. Present study reveals values of spectral slopes that differs from the results of the statistical analysis. However, for these cases upstream plasma was characterized by non-typical spectral slopes as well and steepening of the spectra occurred behind the bow shock for the most of the cases. That is, interaction with the bow shock leads to increase of the dissipation rate while the mechanisms of dissipation are governed by local parameters of plasma.

In recent paper by *Pitňa et al.* (2016) authors analyzed influence of the interplanetary shock on the turbulent cascade at the scales of transition from MHD to kinetic regimes.



Figure 1. Time series of (a) ion flux, (b) density and (c) bulk velocity measurements on board Spektr-R satellite on November 24, 2012; (d) ion flux fluctuation spectra upstream (grey) and downstream (black) of the bow shock (calculated for the shaded intervals in panel a).

L. Rakhmanova et al.

Table 1								
Date	S_1		S_2		GSE position, R _E			SW type
	SW	MSH	SW	MSH	Х	Y	Z	
24.11.2012	-1.89±0.03	-1.30±0.04	-3.22±0.02	-3.21±0.03	-6	-19	-24	MC
28.02.2015	-1.81±0.04	-0.96±0.06	-1.89±0.02	-2.2 ± 0.01	-22	28	-20	SHEATH
26.03.2017	-1.58±0.09	-1.53±0.03	-2.02 ± 0.02	-2.4±0.01	-20	29	-13	SLOW

Spectra slopes at kinetic scales S_2 at upstream and downstream regions were shown to be linearly connected though steepening of the spectrum occurred after the interplanetary shock passage. At MHD scales the spectral slopes S_1 in the upstream and downstream regions were also linearly connected. However, turbulence in the downstream region were characterized by $S_1 \sim -5/3$ typically (*Pitňa et al.*, 2017). Thus, turbulent cascade changes in different way during crossings of interplanetary shock or Earth's bow shock. Redistribution of energy in turbulent cascade leading to deviation of spectrum from the Kolmogorov-like scaling seems to be inherent for plasma behind the Earth's bow shock.

3. Magnetosheath turbulence affected by solar wind streams of different type



Figure 2. Dependence of the spectral slopes S_1 (*top panel*) and S_2 (*bottom panel*) behind the bow shock on large-scale SW type.

The SW streams are known to have different properties depending on its origin at the Sun. Several large-scale types of the SW can be distinguished. In present paper classification by Yermolaev et al. (2009) was used in order to find out influence of the large-scale type of upstream SW on the characteristics of turbulence downstream of the bow shock. For this purpose, the spectra obtained in the MSH in the vicinity of the bow shock were chosen from the statistics presented in (Rakhmanova et al., 2018b). For each of the spectra upstream SW type was determined together with mean values of spectral slopes S1 and S2 at MHD and kinetic scales, respectively. Fig. 2 presents dependencies of S_1 (top panel) and S₂ (bottom panel) on the selected types of the SW: SLOW undisturbed solar wind stream (210 spectra), SHEATH compressed region before interplanetary coronal mass ejection regions (85 spectra), and CIR - corotating interaction regions compressed region before fast solar wind stream (62 spectra). Other types of the SW were too rare in the considered data set to use it for statistical analysis. As to kinetic scales, no relation can be found between the SW type and spectral slope S₂. This fact confirms the suggestion of local character of dissipation at kinetic scales in the MSH. On the other hand in spite of large spread of values (represented by error bars in Fig. 2) one can see that MHD part of turbulent cascade associated with the SW of type SHEATH undergoes the most significant changes at the bow shock: S1Sheath = -1.2 ± 0.3 while for the SW of types SLOW and CIR spectra at

MHD scales have slopes $S_1^{Slow, CIR} = -1.6\pm0.3$ behind the bow shock. Also, the SW types are listed in last column of Table 1 for each of the case studies presented in previous section. One can see that statistical results correspond well to the results of the case study. Case study observed during the SW of type SHEATH is characterized by the most significant changes in turbulent spectrum during the bow shock crossing, while the change is insignificant for crossing which take place during SW of type SLOW. Also, moderate changes in the spectrum occurred for November 24, 2012 when the SW of type Magnetic Cloud (MC) took place. However, this type of SW was not included in the statistical study in current section.

4. Results

Case study of three bow shock crossings by the Spektr-R satellite have been prepared. Analysis of spectra of ion flux fluctuations at frequencies which correspond to transition from MHD to kinetic scales reveals following:

1) flattening of MHD part of spectra occurs in the most of the cases behind the bow shock regardless the slope of the spectra in the upstream region;

2) at kinetic scales steepening of the spectra is usually observed;

3) the most significant changes in the MHD part of spectra occur during the SW of type SHEATH while during SLOW SW the turbulent cascade undergoes insignificant changes at the bow shock.

Obtained results correspond well to the results of statistical studies prepared both for magnetic field (*Huang et al.*, 2017) and plasma (*Rakhmanova et al.*, 2018a,b) fluctuations. However, case study helps to compare direct changes in

the cascade. That is, redistribution of energy takes place at the bow shock that leads to deviation of spectra from the shape predicted in theories of developed turbulence. Crossing of the bow shock results in increase of the dissipation rate, though mechanism of dissipation is governed by the local plasma parameters and depend on upstream conditions in the SW. Moreover, comparison between changes of the turbulent cascade during bow shock crossing and during interplanetary shock propagation reveals differences in the turbulence characteristics in the downstream regions. That is, deviation of the spectral shape from the predictions of the theories of developed turbulence is likely to be inherent feature of plasma in the region behind the Earth's bow shock.

Characteristics of turbulence change at the bow shock, and its modification differs for various conditions in the upstream SW. As the MSH serves as a link between the SW and the magnetosphere, obtained results should be taken into account for development of models of Sun-Earth relations.

Acknowledgments. The reported study was funded by RFBR according to the research project No. 19-02-00177.

References

- Alexandrova, O., Lacombe, C., Mangeney, A. (2008), Spectra and anisotropy of magnetic fluctuations in the Earth's magnetosheath: Cluster observations, *Ann. Geophys.* 26, 3585–3596. doi:10.5194/angeo-26-3585 2008.
- Alexandrova, O., Chen, C.H.K., Sorisso-Valvo, L., et al. (2013), Solar wind turbulence and the role of ion instabilities, *Space Sci. Rev.* 178 (2–4), 101–139. http://dx.doi.org/10.1007/s11214-013-0004-8.
- Bruno, R., Carbone, V., Sorriso-Valvo, L., et al. (2003), Radial evolution of solar wind intermittency in the inner heliosphere, J. Geophys. Res. 108 (A3), 1130. http://dx.doi.org/10.1029/2002JA009615.
- Chandran, B. D. G., Quataert, E., Howes, G. G., et al. (2009), Constraining low-frequency Alfvénic turbulence in the solar wind using density-fluctuation measurements, *Astrophys. J.* 707, 1668.
- Czaykowska, A., Bauer, T. M., Treumann, R. A., et al. (2001), Magnetic field fluctuations across the Earth's bow shock, *Ann. Geophys.* 19, 275–287. http://www.ann-geophys.net/19/275/2001/.
- Frisch, U. (1995), Turbulence: the legacy of A.N. Kolmogorov. Cambridge University Press.
- Huang, S. Y., Hadid, L. Z., Sahraoui, F, et al. (2017), On the existence of the Kolmogorov inertial range in the terrestrial magnetosheath turbulence, *Astrophysical J Letters*, 836(1), L10, 8 pp.
- Pitňa, A., Šafránková, J., Němeček, Z., et al. (2016), Density fluctuations upstream and downstream of interplanetary shocks, *Astrophys. J.* 819. http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/819/1/41.
- Pitňa, A., Šafránková, J., Němeček, Z., et al. (2017), Decay of solar wind turbulence behind interplanetary shocks, *Astrophys. J.* 844. https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7bef.
- Rakhmanova, L., Riazantseva, M., Zastenker, G. (2016), Plasma fluctuations at the flanks of the Earth's magnetosheath at ion kinetic scales, *Ann. Geophys.* 34, 1011–1018.
- Rakhmanova, L., Riazantseva, M., Zastenker, G., et al. (2018a), Kinetic-scale ion flux fluctuations behind the quasiparallel and quasi-perpendicular bow shock, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 123.
- Rakhmanova, L., Riazantseva, M., Zastenker, G., et al. (2018b), Effect of the magnetopause and bow shock on characteristics of plasma turbulence in the Earth's magnetosheath, *Geomagnetism and Aeronomy*. 58(6), 718-727.
- Riazantseva, M. O., Budaev, V. P., Zelenyi, L. M., et al. (2015), Dynamic properties of small-scale solar wind plasma fluctuations, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.* 373(2041), 20140146. doi: 10.1098/rsta.20140146.
- Šafránková, J., Němeček, Z., Přech, L., et al. (2013), Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and first results, *Space Sci. Rev.* 175, 165-182.
- Šafránková, J., Němeček, Z., Němec, F., et al. (2015), Solar wind density spectra around the ion spectral break, *Astrophys. J.* 803.
- Šafránková, J., Němeček, Z., Němec, F., et al. (2016), Power spectral density of fluctuations of bulk and thermal speeds in the solar wind, *Astrophys. J.* 825.
- Schekochihin, A. A., Cowley, S. C., Dorland, W., et al. (2009), Astrophysical gyrokinetics: kinetic and fluid turbulent cascades in magnetized weakly collisional plasmas, *Astrophys. J., Supplement Series.* 182, 310. doi:10.1088/0067-0049/182/1/310.
- Schwartz, S.J., Burgess, D., Moses, J.J. (1996), Low-frequency waves in the Earth's magnetosheath: present status, *Ann. Geophys.* 14, 1134–1150. doi:10.1007/s00585-996-1134-z.
- Yermolaev, Yu.I., Nikolaeva, N.S., Lodkina, I.G., et al. (2009), Catalog of large-scale solar wind phenomena during 1976–2000, *Cosmic Res.* 47(2), 81–94.
- Zastenker, G.N., Šafránková J., Němeček Z., et al. (2013), Fast measurements of solar wind parameters by BMSW instrument, *Cos. Res.* 51 (2), 78–89. http://dx.doi.org/10.1134/S0010952513020081.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.104-106

ANALYSIS OF THE INTERPLANETARY SHOCK FRONT FINE STRUCTURE, OBSERVED BY BMSW EXPERIMENT

O.V. Sapunova, N.L. Borodkova, G.N. Zastenker, Yu.I. Yermolaev

Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia e-mails: sapunova olga@mail.ru, nlbor@mail.ru, gzastenk@iki.rssi.ru, yermol@iki.rssi.ru

Abstract. The study is dedicated to the interplanetary (IP) shock's fronts because of their strong influence on the space weather and renewed interest in the detailed study of the processes taking place in the collisionless plasma. IP shock parameters were not studied by plasma measurement with high-time resolution as good as it were studied from the magnetic field measurement. Spectrometer BMSW (installed onboard SPEKTR-R satellite) solved this problem - it measured plasma flux magnitude and direction with time resolution 0.031 s and allowed us to study fine structure of the ramp region. Data from SPEKTR-R was completed by magnetic field measurements from ACE, WIND, THEMIS and CLUSTER spacecrafts. On the base of BMSW [1] measurements 54 IP shocks were identified from August 2011 to November 2017. Ramp thickness was found to lies in the range from 45 to 450 km. I some cases foot, overshoot, upstream/downstream wave trains structures were observed near the shock font both in plasma and magnetic field measurements. It was found that wavelengths of the precursor waves varied from 55 to 440 km. Four events with large and brief increasing of He⁺⁺ at the shock front were found according to BMSW measurements. These observations were confirmed by the measurements at WIND satellite.



Figure 1. Example of IP shock: 2017-07-09 event. Plasma (density, temperature, Vx velocity) and magnetic field (magnitude and components) parameters.

1. Introduction. Interplanetary shock waves, propagating in the solar wind collisionless plasma, redistribute energy of the directed plasma motion into the thermal energy, and accelerate the part of the particles to the significantly high energies that lead to a large growth of all kinetic parameters of the solar wind plasma and magnetic field. These dramatic changes occur inside the narrow transition layer of the shock, called a ramp. According to the magnetic field measurements ramp can be accompanied by the formation of a foot or overshoot structures. In addition, fast magnetosonic or whistler waves can be formed upstream the ramp [2, 3, 4].

The most important parameters that characterize the shock front structure are: the parameter β (ratio of thermal pressure to magnetic pressure), the angle θ_{Bn} (angle between the normal to the wave front and the direction of magnetic field in the unperturbed solar wind), magnetosonic Mach number [5, 6]. According to the classification, shocks with $\theta_{Bn} > 45^{\circ}$ are called quasi-perpendicular shocks, with $\theta_{Bn} < 45^{\circ}$ - quasi-parallel shocks.

When beta is low, the shock is laminar (or quasi laminar), and the processes occurring at the shock do not appear to be turbulent in nature. Value of Mach number determines mechanism of energy dissipation at shock front. A lot of studies have been performed on the low Mach low beta was quasi-perpendicular shocks. It shown that quasiperpendicular low beta, low Mach shocks (M \leq 3 and β_1 << 1) can dissipate required energy entirely through anomalous resistivity within the shock current sheet. When increasing Mach number approaches the first critical Mach number M_{C1} anomalous resistivity within the shock current sheet becomes unable to transform the necessary amount of

energy from directed bulk flow into thermal energy because the value of the downstream flow speed along the shock normal approaches the value of downstream sound speed. As a result, reflected ions appear leading to a foot structure formation upstream the ramp and an overshoot-undershoot structure downstream the ramp.

Many works were devoted to study the thickness of the wave front according to magnetic field measurements [7, 8, 9, 10] with high time resolution. The thickness of the ramp according to plasma measurements was investigated in

[11] and depends to excessively steep spatial gradients, and their steepening is determined by the interaction between nonlinear processes of dispersion and dissipation. The definition of the characteristic scale of the shock front is an important task, because it allows us to determine the dominant processes in the interaction mechanism and its characteristics. The main aim of this study was to determine plasma parameters behavior through all structures of IP shock front.



Figure 2. Comparison of measurements by plasma flux and by magnetic field module.

2. Experimental data. For this study we used measurements of plasma spectrometer BMSW [12] (Bright/Fast Monitor of Solar Wind) placed onboard the SPEKTR-R satellite. The BMSW device has time resolution 1.5 s for the velocity, temperature and density, and 0.031 s for the ion flux (magnitude and two angles). According its measurements we identified 54 interplanetary shock waves registered from August 2011 to November 2017.

The BMSW data was complemented by magnetic and plasma measurements at other satellites, if they were in the solar wind at the same time with the highest possible time resolution. We usually used data from WIND, THEMIS-B/C, CLUSTER 1 – 4 satellites.

3. Example of IP shock and fine structure of the IP ramp region. The example of IP shock, observed by BMSW is shown in Fig. 1 upper part. It presents, from top to bottom, the behavior of the solar wind density, temperature and velocity (in the GSE coordinate system) measured onboard SPEKTR-R and magnetic field propagated from WIND satellite. The shock normal direction was determined as: $\mathbf{n} = (-0.810, 0.373, -0.452)$. The IP shock was registered at 23:06:26.4 (08.07.2017) by the WIND s/c and at 00:04:01.0 by the SPEKTR-R s/c. Time scale for magnetic field was shifted on 3454.6 s for usability.

A sharp increase of all solar wind parameters at the time of shock passage was observed. Solar wind speed increased by 30-35 km/s. The temperature of protons increased by 2 times after the passage of the shock wave. The ion density also increased by almost 2 times. Angle θ_{Bn} was about 70°, according to that the interplanetary shock was determined as quasiperpendicular. Magnetosonic Mach number Mms was about 1.7, which corresponds to a supersonic wave. The ratio of thermal to magnetic pressure was small: $\beta = 0.4$.

The extended time period of the same event is presented on bottom part of Fig. 1. It includes density, temperature, Vx velocity, magnetic field magnitude through period of 20 seconds. The figure shows its parameters: the duration of the ramp by plasma measurements: $t\delta = 0.34$; by magnetic field measurements: $t\delta = 0.35$ s; IP shock speed: $IP_{vel} = 351$ km/s. One can see waves or oscillations before (upstream) and after (downstream) the ramp. Wave length (or period) of these oscillations seen to be similar on different spacecrafts, so we can say, that the front structure is sufficiently sustainable during propagation from WIND s/c to SPEKTR-R s/c.



http://aurora.troja.mff.cuni.cz/spektr-r/project/quicklook_digital.php#contentTop

4. Statistical study. For all events, the ramp thickness and wavelengths of upstream oscillations were calculated from the magnetic field data and from plasma parameters. Fig. 2 shows a comparison of the parameters calculated from the these two methods of measurements as follows: shock ramp thickness (2a) and wavelengths of the precursor waves (2b). The ramp thickness is between 45 and 450 km. The wavelength of the precursor waves is between 55 and 440 km. In general, close agreement is found between the characteristics calculated from the plasma parameters and the magnetic field data. Measuring the ramp thickness with different methods shows close correspondence which indicates the equivalence of these methods.

5. He^{++} analysis. In some events BMSW device can measure He^{++} (or α -particles) density - it should be more than 0.5% (He⁺⁺ density relative to protons density) in the solar wind and proton temperature should be not very high. Example of BMSW spectrogramm is in Fig. 3. First panel shows energy-time spectrogram of the protons and He⁺⁺ ions during 6 hours from 12-00 to 18-00 on September 9, 2011 where color corresponds the protons and He⁺⁺ ion flux
O.V. Sapunova et al.

magnitude. Second and third panels show absolute countity of protons and relative to them He^{++} density during the period. Time resolution of He^{++} measurement is the same as for velocity, temperature and density - 1.5 s.

According to BMSW He⁺⁺ data it was found four events with sharp and large increase of He⁺⁺ density (shown in relative units) near the ramp: 03-09-2012, 13-04-2013, 21-06-2015, 12-10-2016 cases (Fig. 4). At the time of front propagation both instruments registered significant increase of He⁺⁺ density (for 4-5 times) which lasted only for few seconds (2-5 data points). Main parameters of IP shocks are shown in the figure: β , the angle θ_{Bn} , magnetosonic Mach number and IP shock speed. So far it is not clearly determined which parameter (or set of them) is more important for this phenomenon. The source of IP shock may have influence in these cases, so it is now analyzing.



Figure 4. Four cases of He⁺⁺ density major increase. Data obtained by BMSW and 3DP instruments of SPEKTR-R and WIND satellites. Proton (in absolute units) and He⁺⁺ (in relative units) density are shown.

5. Conclusion. The fine structure of IP shock fronts including ramp region and upstream/downstream waves was studied on the base of SPEKTR-R data. According to the solar wind plasma measurements with high-time resolution it was shown that ion ramp scale lies in the range from 45 to 450 km and identical to the magnetic ramp scale. The plasma and magnetic wavelengths of the precursor waves are in the interval from 55 to 440 km and are similar to each other. Four events with brief (5-10 seconds) and large (by 4-5 times) enhancements of He++ in the solar wind plasma were observed by BMSW and 3DP measurements. We are looking for more similar events for further investigation of this phenomenon.

Acknowledgments. This work was funded by RFBR according to the research project No. 19-02-00177.

References

- Safrankova J., Nemecek Z., Prech L., Zastenker G., Cermak I., Chesalin L., Komarek A., Vaverka J., Beranek M., Pavlu J., Gavrilova E., Karimov B., Leibov A. Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and First Results. Space Sci. Rev., 175 (1-4), 165–182, 2013.
- 2. Borrini G., Gosling J.T., Bame S.J., Feldman W.C. An Analysis of shock wave disturbances observed at 1 AU from 1971 through 1978. J.Geophys. Res., 87, A6, 4365, 1982.
- 3. Volkmer P.M. and Neubauer F.M. Statistical properties of fast magnetoacoustic shock waves in the solar wind between 0.3 AU and 1 AU: Helios-1, 2 observations. Ann. Geophys., 3, 1, 1-12, 1985.
- Borodkova N.L., Vaisberg O.L., Zastenker G.N. Interplanetary shock waves in the post solar maximum year period (January -July, 1981). Adv. Space Res., V.6, N6, p.327, 1986.
- Formisano V. Collisionless shock waves in space and astrophysical plasmas, In Proc. ESA Workshop on Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics, vol. ESA SP-235 (1985), p. 83.
- Kennel C.F., Edmiston J.P., Hada T. A quarter century of collisionless shock research, In Collisionless Shocks in the Heliosphere: A Tutorial Review, ed. by R.G. Stone, B.T. Tsurutani Geophysical Monograph, vol. 34 (American Geophysical Union, Washington, 1985), pp. 1–36.
- Russell C.T., Mellot M.M., Smith E.J., King J.H. Multiple spacecraft observations on interplanetary shocks: four spacecraft determination of shock normals. J. Geophys. Res., Atmos., 88, 4739–4748, 1983.
- Farris M.H., Russell C.T., Thomsen M.F. Magnetic structure of the low beta, Quasi-perpendicular shock. J. Geophys. Res., V.98, NA9, 15,285-15,294, 1993.
- Newbury J.A., Russell C.T. Observations of a very thin collisionless shock. Geophys. Res. Lett., 23, 781, 1996. doi:10.1029/96GL00700.
- Krasnoselskikh V., Balikhin M., Walker S.N., Schwartz S., Sundkvist D., Lobzin V., Gedalin M., Bale S.D., Mozer F., Soucek J., Hobara Y., Comisel H. The dynamic quasiperpendicular shock: Cluster discoveries, Space Sci. Rev., 2013. doi:10.1007/s11214-013-9972.
- Nemecek Z., Safrankova J., Goncharov O., Prech L., Zastenker G.N. Ion scales of quasi-perpendicular interplanetary shocks. Geophys. Res. Lett., 40, 16, 4133–4137, 2013. doi: 10.1002/grl.50814.
- Zastenker, G.N., Safrankova J., Nemecek Z. et al. Fast measurements of parameters of the Solar Wind using the BMSW instrument. Cosmic Res., 51. 78, 2013. doi:10.1134/S0010952513020081.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.107-110

COMPARISON OF THE DIURNAL VARIATIONS OF THE BOTTOM EDGE OF THE IONOSPHERE DURING TWO PROTON PRECIPITATIONS ON AND AFTER 29 SEPTEMBER 1989, 19 OCTOBER 1989

M.I. Sukhovey², V.A. Shishaev¹, G.F. Remenets²

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia ²Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

Abstract. The purpose of our work is to get the solutions of the inverse VLF problems during the powerful solar proton precipitations (SPP), which continued several days and began on September 29, 1989, 1200 UT [1, 2], and October 19, 1989, 1300 UT [1]. We compared quantitatively the daily variations of the solar proton fluxes with the dynamics of the reflection properties of the bottom edge of the ionosphere. For this realization, we used the variations of VLF signals for a completely auroral VLF propagation path Aldra (Northern Norway) – Apatity (Kola Peninsula).

Introduction. Application of VLF sounding for calculation of the D-region dynamics was made possible by the usage of ground-based VLF system which consisted of a transmitter located on island Aldra, Northern Norway, $66.7^{\circ}N$ 13.1° and a receiver located in Apatity, Kola Peninsula, $67.6^{\circ}N$ 33.4°E. This VLF propagation path had a length equal to 885 km. The phase and amplitude variations of three signals ($i = 1,2,3; f_1 = 10.2kHz, f_2 = 12.1kHz, f_3 = 13.6kHz$)were recorded at the Polar Geophysical Institute, RAS. The examples of these records are shown in Figs. 1 and 2.

During SPP, protons with energy less than 10 *MeV* has a relatively small contribution in ionization at the heights below 60 *km* [3]. The proton fluxes used by us were measured onboard the GOES 6 satellite in integral channels (> 1*MeV*, > 5*MeV*, > 10*MeV*, > 30*MeV*, > 50*MeV*, > 60*MeV*, > 100*MeV*) [1], and they were referred to two multiday SPP. First SPP began on September 29 at 1205 UT [1, 2, 4] (X-ray flare 1047 UT X9.8 [4]). On September 30, its flux with the energy E > 10 MeV had a maximum mean value $F_{E>10MeV} = 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ for 4 hours of the VLF propagation path sunset. Second SPP began on October 19, 1305 UT (X-ray flare 1229 UT X13.0 / 4B [5]), proton flux had a maximum $F_{E>10MeV} = 20 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ on October 20. This event was characterized with a sharp increase of the flux with the maximum value $F_{E>10MeV} = 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ on October 22, id. est. this value was 20 times weaker than the previous maximum.

The dynamics of the reflection properties of the lower ionosphere (D-region) is described by us as the time functions of the complex reflection coefficient. This coefficient was found with the help of the self-consistent method used for the solution of an inverse VLF problem [2, 6] in which the input data are presented as a set of 3 amplitude (in relative units) and 3 phase variations (in microseconds), Figs. 1 and 2. In this method the output data are two variations: a reflection coefficient modulus of the first hop (1-st ray) R(t) and the effective height h(t) of the terrestrial waveguide, Figs. 3 and 4. The initial values h_0 , R_0 of the parameters are not known to us. For this reason, we calculate all feasible solutions with different h_0 , R_0 . From all of these possible solutions, we take one that minimizes a discrepancy function $G(h_0, R_0)$ [2, 6]. This function uses the differences between the input experimental data $E_i(t_n)$, $\varphi_i(t_n)$ and the calculated ones $\tilde{E}_i(t_n)$, $\tilde{\varphi}_i(t_n)$:

$$G(h_0, R_0) = \sum_{i=1}^{3} \sum_{n=1}^{m} \left[\frac{[\tilde{E}_i(t_n) - E_i(t_n)]^2}{E_i^2(t_0)} + \frac{[\tilde{\varphi}_i(t_n) - \varphi_i(t_n)]^2}{\Delta \varphi_i^2} \right],$$

where the first term in the brackets presents the difference between calculated and experimental amplitude time functions which are normalized in such a way that $\tilde{E}_i(t_0) = E_i(t_0)$. The t_0 is the initial time of a disturbance. The second term presents the difference between calculated and experimental phase time functions, which are such that $\tilde{\varphi}_i(t_0) = \varphi_i(t_0)$ and which are divided on the maximal variation of the phase for a frequency with a number *i*. The *m* is a number of time steps for the disturbance.

The results and discussion. The solutions that minimize the discrepancy function $G(h_0, R_0)$ for each sunset are shown in Figs. 3 and 4. In these figures the h(t) and R(t) variations for both SPP are presented as functions of solar zenith angle for four days: the day before the beginning of SPP (quiet conditions) and three days after the beginning of it (disturbed conditions). Having these quantitative results of the inverse problem solution we consider in Table 1 the variations of effective height h_{day} under day conditions (zenith angle of the Sun is $\chi < 92^{\circ}$ at the middle point of

the VLF propagation path) and effective height h_{night} under night conditions (zenith angle of the Sun is $\chi > 98^{\circ}$ at the middle point of the VLF propagation path). According to this table, in particular, a sunset change of the effective height before the first SPP in September was from 64 to 78 km and the same change before the second SPP in October was from 63 to 70 km. The most interesting result, which is seen from the Table 1 and Figs. 3 and 4, is the fact that in the cases of both SPP the dependences of h(t) and R(t) on solar zenith angle became significantly weaker but did not disappear [7], although these solar proton precipitations are the ones of the strongest.



Figure 1. Experimental amplitude (*top row*) and phase (*bottom row*) variations of the three signals which propagated along the radio path Aldra – Apatity (time step was 100 sec). SPP began on September 29 at 1205 UT. Each subgraph displays a day-to-night transition process, it implies a zenith angle of the Sun was $92^{\circ} < \chi < 98^{\circ}$ (as indicated by the black horizontal bar). The left column shows variations on September 28 when the conditions were quiet. Other columns demonstrate the first five days after the beginning of the SPP (September 29, 30 and October 1-3).



Figure 2. This figure is the same as the previous one, but for the second SPP which began on October 19 at 1300 UT. The left column shows variations on October 18 when the conditions were quiet. Other columns represent the first five days after the beginning of the SPP (October 19-23).

Among the solutions we choose those that had the closest flux values $F_{E>10MeV}$ from both events: for the first event, on October 1, the effective height changed from $h_{day} = 53 \text{ km}$ to $h_{night} = 63 \text{ km}$ while the proton flux was $F_{E>10MeV} = 70 \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$; for the next event on October 19 and 22 the effective height values changed from $h_{day} = 52 \text{ and } 51 \text{ km}$ to $h_{night} = 56 \text{ and } 58 \text{ km}$, while the proton fluxes were $F_{E>10MeV} = 100$ and $70 \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, respectively. This comparison would seem to suggest that for the second SPP the proton flux rigidity significantly greater (for electrical conductivity below 60 km) than for the first one.

M.I. Sukhovey et al.



Figure 3. Reflection coefficient modulus R (*top row*) and effective height h (*bottom row*) as functions of solar zenith angle. The inverse problem was solved independently for natural (solid line) and reversed (dashed line) time sequences. The SPP began on September 29. The left column shows variations on September 28 when the conditions were quiet. Other columns represent the first five days after the beginning of the SPP (September 29, 30 and October 1-3).



Figure 4. This figure is the same as the previous one, but for the second SPP which began on October 19 at 1300 UT. The left column shows variations on October 18 when the conditions were quiet. Other columns demonstrate the first five days after the beginning of the SPP (October 18 - 23).

Repeated X-ray flare (on 23 October, X2.9, 1708 UT [5]) was accompanied by increased proton flux. This flux with $E > 10 \ MeV$ was almost similar with the flux of the beginning of the first event (September 29): the effective height changed from 51 to 55 km for the proton fluxes $F_{E>10MeV} = 900 \ cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$, on September 29 and it changed from 52 to 59 km for the proton flux $F_{E>10MeV} = 1000 \ cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$ on October 23. Accordingly, the day-to-night variations of effective height were $\Delta h = 4$ and 7 km. These values indicate that the repeated SPP on October 23 had lower proton flux rigidity than it was at the beginning of the first event on September 29. This conclusion is consistent with the solar proton flux values with the energy $E > 100 \ MeV$, which were $F_{E>100MeV} = 300$ and 50 $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$, respectively. Before this analysis, we were able to suggest that in these events there was full "locking" of the electromagnetic waves in the terrestrial waveguide between the ground surface and the bottom fringe of the ionosphere disturbed. Because of the effect pointed, we see that in reality, the electromagnetic waves penetrate to the heights of the ionospheric D-layer which was controlled by the solar zenith angle [7].

Conclusions. With the help of the ground-based VLF method [2, 7], the dynamics of the reflection coefficient R modulus and effective height h were investigated for two SPP events on September 29, 1989, and October 19, 1989. This analysis made it possible to compare the electron conductivity properties of the lower fringe of the ionosphere

for these two events. We have shown that both SPP begun under quiet conditions, namely effective height values under day conditions were $h_{day} = 64$ and 63 km and under night conditions these values were $h_{night} = 78$ and 70 km. Because of the activity of auroral electrons with energy less than 300 KeV, the night values differ. It is important to note that when proton flux values were maximal for both events (on September 30 and October 20) effective height variations were 4 and 3 km, respectively. Despite the presence of the strong source of ionization, namely precipitated protons with fluxes values up to $F_{E>10MeV} = 20 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, diurnal variations of the electron conductivity became significantly weaker but did not disappear. This effect means that the VLF signal variations were caused by sunset solar zenith angle changes although one might have expected an absence of such dependence. Therefore, in spite of the intensive ionization of atmosphere below 60 km by the solar proton precipitations, the electromagnetic waves in both events reached the altitudes of the regular ionospheric D-layer, which disappeared at night.

Table 1. The values of effective height h and reflection coefficient modulus R under night and day conditions. In the left part of the table, these parameters are shown for undisturbed conditions (September 28) and the following disturbed days. In the right part of the table, the analogous data are presented for the second event; October 18 was an undisturbed day.

SPP on and after 29 Sep 1989						SPP on and after 19 Oct 1989					
	Day		Night		F>10MeV,	Date	Day		Night		F>10MeV,
Date	conditions		conditions		cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹		conditions		conditions		cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹
	h, km	R	h, km	R			h, km	R	h, km	R	
28 Sep.	64	0.4	78	0.7	0.1	18 Oct.	63	0.75	70	0.9	0.1
29 Sep.	51	0.75	55	0.8	900	19 Oct.	52	0.75	56	0.8	100
30 Sep.	49	0.85	53	0.85	1000	20 Oct.	48	0.45	51	0.4	20000
1 Oct.	53	0.65	63	0.75	70	21 Oct.	49	0.95	52	0.95	400
2 Oct.	56	0.7	64	0.8	20	22 Oct.	51	0.65	58	0.75	70
3 Oct.	56	0.75	65	0.8	9	23 Oct.	52	0.5	59	0.4	1000

References

- 1. National Center for Environmental Information
- 2. https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/240goes/data/avg/1989/09/goes06/csv/
- Remenets, G.F., M.I. Beloglazov. Dynamics of an auroral ionospheric fringe at geophysical disturbances on 29 September 1989 // Planet. Space Sci. 1992. V. 40. P. 1101-1108.
- 4. Bailey, D.K. Abnormal ionization in the lower ionosphere associated with cosmic-ray flux enhancements, Proc. IRE. 1959. 47. 255.
- 5. Coffey, H.E. Solar-Geophysical Data Number 542, October 1989. Part 1 (prompt reports). Data for September, August 1989, and Late Data, p. 25, 42. United States: 1989. Web.
- 6. Coffey, H.E. Solar-Geophysical Data Number 543, November 1989. Part 1 (prompt reports). Data for October, September, 1989, and Late Data, p.25,39-41. United States: N. p., 1989. Web.
- Remenets, G. F., M. I. Beloglazov. An initial analysis of the dynamics of reflection properties of the low ionosphere at dawn for an auroral radio pass (according to the VLF data). Geomagn. Aeronom. 1985. V. 25. P. 69-72. (In Russian).
- Remenets, G. F., M. I. Suhovey, V. A. Shishaev. Sunset variations of the bottom edge of the ionosphere during the proton precipitations on and after 29 September 1989, Springer Proc. In Earth and Environmental Sciences, Problems of Geocosmos–2018. Proc. XII Int. Con. and School. p. 319-332. 2020.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.111-114

ЧАСТОТНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУР МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

О.М. Бархатова¹, Н.А. Бархатов², В.Г. Воробьев³, С.Е. Ревунов², Д.С. Долгова²

¹Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, г. Нижний Новгород

²Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина, г. Нижний Новгород

³ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. В предлагаемой работе исследован УНЧ спектральный состав оболочек и переднего края тел магнитных облаков солнечного ветра различной протяженности для 33 событий. Анализ спектральной динамики модуля межпланетного магнитного поля, скорости и концентрации солнечного ветра позволил установить границы оболочек облаков и отметить области перехода к телу облака. Во всех случаях при переходе от оболочки к телу облака отмечается резкое ослабление интенсивности возмущений для всех анализируемых параметров. Характерный диапазон регистрируемых в оболочках облаков периодов УНЧ возмущений составляет от 15 до 25 минут в низкочастотной части спектра и порядка 5 минут для высокочастотной части. В телах изучаемых магнитных облаков кроме низкочастотных колебаний с периодами порядка 15-25 минут, регистрируются и высокочастотные возмущения, но в более широком диапазоне (2,5 - 10 минут).

Введение

Прямые измерения межпланетного магнитного поля на космических аппаратах показали, что одним из типов наблюдаемых корональных плазменных потоков являются магнитные облака солнечного ветра [Kilpua et al., 2013]. В структуре магнитного облака можно выделить ударную волну, турбулентную оболочку между ударной волной и ведущим краем магнитного облака, тело облака содержащее повышенные значения магнитного поля. Существует мнение, что основным источником отрицательной Bz компоненты ММП является тело облака [Wu and Lepping, 2002], и именно эта часть наиболее геоэффективна. Однако в работах [Farrugia et al., 1998; Бархатов и др., 2011] отмечено, что наличие у магнитных облаков оболочки заметно влияет на прогнозируемый уровень геомагнитной возмущенности [Клейменова и др., 2003]. Оболочки являются следствием МГД явлений, обусловленных сверхальвеновским движением облаков в замагниченном солнечном ветре. В работе [Kilpua et al., 2013] были изучены УНЧ флуктуации межпланетного магнитного поля (ММП) и динамического давления солнечного ветра (СВ) при анализе 41 оболочки облаков, наблюдаемых во время 23 солнечного цикла. Авторы отмечают сильные колебания мощности около ударной волны и в непосредственной близости от переднего края тела облака. Важно, что УНЧ возмущения для ММП и динамического давления имеют различные профили внутри оболочки: возмущения магнитного поля усиливаются в ведущей части оболочки, в то время как возмущения давления нарастают к ее задней части. Распределение мошности УНЧ возмушений по оболочкам также отличается. В оболочках быстрых облаков УНЧ имеют большие амплитуды, и наблюдаются значительные расхождения в значениях мощности возмущений по всей оболочке. Более медленные облака имеют сравнительно незначительный уровень УНЧ возмущений, при этом отмечается резкий спад мощности на их переднем фронте.

Целью предлагаемого исследования является определение частотных особенностей УНЧ возмущенности оболочек и переднего края тел магнитных облаков различной протяженности, следующих за ударной волной. Анализ амплитудного частотного распределения УНЧ возмущений внутри оболочек облаков полезен для установления физических механизмов генерации магнитосферно-ионосферных возмущений.

Используемые данные и методы исследования

В работе изучены спектральные особенности МГД возмущений УНЧ диапазона в структурах 33 событий магнитных облаков (MO), опережаемых ударными волнами и следующими за ними оболочками различной протяженности. Рассмотренные события были разделены на две группы: облака с оболочками малой протяженности не более двух часов и облака с оболочками протяженностью более 2 часов. Вторая группа магнитных облаков предваряется ударными волнами, отошедшими по отношению к телам облаков далеко вперед по потоку солнечного ветра ввиду их высокой скорости.

Предлагаемое исследование выполнено по минутным данным параметров CB (скорость V, концентрация протонов N) и межпланетного магнитного поля (модуль B), полученных со спутниковой системы OMNI (*http://cdaweb.gsfc.nasa.gov*). Установление границ структур MO выполнялось на основе изучения динамики рассматриваемых параметров. Анализ спектральных особенностей элементов структуры магнитных облаков был проведен с помощью сонограмм, Фурье-спектров и вейвлет-спектров с базовой функцией Добеши 4-го порядка в интервале периодов от 5 до 30 минут. Предпринятое исследование выполнялось для оболочек облаков, следующих за ударными волнами и переднего края тел облаков. При этом в оболочках спектры изучались на участках отвечающих интервалам сразу за ударной волной, между ударной волной и границей тела облака (в оболочке) и сразу на интервале за границей тела облака.



Рисунок 1. Динамика B, V и N в оболочке и на переднем крае тела события 05.04.2010. Стрелками отмечен переход из оболочки в тело MO (*a*); сонограммы B, V и N в оболочке и на переднем крае тела события 10.01.1997. Вертикальной черной линией отмечен переход из оболочки в тело облака (*б*).

Установление границ для структур МО

Границы оболочек МО и области перехода к телу устанавливались на основе анализа динамики ММП и ПСВ, и подтверждались с помощью сонограмм. Для всех рассматриваемых событий, независимо от продолжительности оболочки, наблюдалось сходное поведение ММП. При переходе из оболочки к телу облака, динамика модуля ММП демонстрирует заметный скачок со снижением его значений. Подобные скачки прослеживаются и в параметрах солнечного ветра. В эти моменты отмечается снижение интенсивности возмущений во всем рассматриваемом диапазоне частот, что отражено на соответствующих сонограммах. Это может свидетельствовать об ослаблении волновых процессов в теле МО по сравнению с оболочкой. На рис. 1 представлены динамика (а) и сонограммы (б) модуля ММП (В), скорости СВ (V) и концентрации протонов СВ (N) в оболочке и на переднем крае тела события 05.04.2010. Стрелками отмечен переход из оболочки в тело МО. Вертикальной черной линией отмечен переход из оболочки в тело облака.

Особенности оболочек МО малой протяженности (менее 2 часов)

В группу магнитных облаков с оболочками малой протяженности попали магнитные облака с оболочками длительностью до 100 минут. Фурье и вейвлет спектральный анализ для данных событий продемонстрировал уменьшение спектральной интенсивности возмущений от оболочки к телу МО. Полученные результаты полностью согласуются с выводами, сделанными на основе сонограмм.

Выполненный анализ фурье-спектров показывает, что для оболочки продолжительностью 30 мин и передней части оболочки 100 мин наклон спектра возмущений магнитного поля свидетельствует о существовании здесь развитой турбулентности (рис. 2а). В задней части оболочки продолжительностью 100 мин интенсивность турбулентности снижается и на ее фоне возникает область характерных частот НЧ части спектра от 2,5 до 4 мГц (на рис. 26 эта область отмечена овалом). В телах облаков, в отличие от их оболочек, всегда можно выделить область характерных частот, имеющих наибольшую амплитуду. Им отвечают возмущения в диапазоне 2-6 мГц (рис. 2в).

О.М. Бархатова и др.



Рисунок 2. Спектры Фурье модуля ММП последовательно слева направо: в передней части оболочки, задней части оболочки и за оболочкой на переднем крае тела МО для события 10.01.1997.

Выполненный анализ вейвлет-спектров для рассматриваемой группы событий позволил установить, что в оболочках МО малой протяженности и их телах регистрируются УНЧ возмущения в параметрах ПСВ и ММП в НЧ (периоды 15-25 минут) и ВЧ (периоды 2,5 – 10 минут) диапазонах. На рис. 3 представлены вейвлетспектры В, V и N для события 05.04.2010. Вертикальной черной линией отмечено время перехода от оболочки к телу облака. Отметим, что для модуля ММП наблюдается каскад возмущений вверх по частоте в виде последовательности спектральных максимумов. На рис. 3 эта область отмечена овалом. Здесь можно видеть затухание турбулентных процессов в малых масштабах в задней части оболочки МО.



Рисунок 3. Вейвлет-спектры B, V, N для события 05.04.2010. Вертикальной черной линией отмечено время перехода от оболочки к телу облака.

Особенности оболочек МО большой протяженности (более 2 часов)

Анализ фурье-спектров для облаков с протяженными оболочками показывает, что для данной группы событий имеют место характерные частоты как в оболочках, так и в телах облаков. Диапазон регистрируемых частот на переднем крае и в задней части оболочки составляет 3 - 10 мГц, что соответствует периодам 2 - 5 минут. Эта частотная особенность всех рассмотренных протяженных оболочек отличает их от непродолжительных, в которых, как было отмечено выше, характерные частоты могут отсутствовать. Фактически это означает, что такие продолжительные оболочки не являются в полной мере турбулентными областями. Они представляют собой структуры с сильными флуктуациями магнитного поля, скорости и концентрации CB, превышающими флуктуации в теле облака. Это следует, в том числе, из сопоставления интенсивностей спектров. По сравнению с оболочками в телах МО имеют место и более низкочастотные колебания 1-2 мГц (периоды 8-17 минут). ВЧ части спектра оболочек и тел характеризуются частотами в близких диапазонах 6-8 мГц (периоды 2-3 минуты).

Выполненный спектральный вейвлет-анализ компонент ММП и ПСВ для исследуемых событий МО с продолжительными оболочками позволяет сделать дополнительные выводы об уровне и частотно-временном

распределении возмущенности внутри их оболочек и на переднем крае тел облаков. Для событий с протяженными оболочками характерны УНЧ возмущения в диапазоне 5-25 минут, которые следуют сериями каскадов возмущений вверх по частоте в виде последовательности спектральных максимумов (отмечены на рис. 4 овалами). Это может свидетельствовать о наличии турбулентного режима не во всей оболочке, а только в данных областях. Таким образом, продолжительные оболочки отличаются наличием перемежаемости турбулентности.



Рисунок 4. Вейвлет-спектры B, V, N для события 19.11.2007. Черным прямоугольником отмечено время перехода от оболочки к телу облака. Овалами выделены группы возмущений с каскадами спектральных максимумов.

Выводы

Исследован УНЧ спектральный состав оболочек и переднего края тел магнитных облаков различной протяженности для 33 событий. На основе анализа динамики возмущений модуля ММП, скорости и концентрации CB установлены границы оболочек облаков. Во всех случаях при переходе от оболочки к телу облака отмечается резкое ослабление интенсивности возмущений всех анализируемых параметров. В оболочках и телах МО УНЧ возмущения регистрируются в НЧ (периоды 15-25 минут) и ВЧ (периоды 2,5 – 10 минут) диапазонах.

Распределения интенсивностей регистрируемых УНЧ возмущений отличаются для оболочек малой и большой протяженности. В оболочках малой протяженности (менее 2 ч) УНЧ возмущенность содержит каскад возмущений вверх по частоте в виде последовательности спектральных максимумов с постепенным затуханием турбулентности в малых масштабах. В оболочках большой протяженности (более 2 ч) УНЧ возмущения следуют сериями каскадов возмущений вверх по частоте, что свидетельствует о наличии перемежаемости турбулентности. Выполненный анализ амплитудного и частотного распределения УНЧ возмущений внутри оболочек облаков полезен для установления физических механизмов генерации магнитосферно-ионосферных возмущений вызываемых магнитными облаками солнечного ветра.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №16-05-00608, №18-35-00430 и Госзадания Минобрнауки РФ № 5.5898.2017/8.9. Работа Бархатовой О.М. и Долговой Д.С. поддержана грантом РФФИ №18-35-00430. Работа Воробьева В.Г. выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Арктика – научные основы новых технологий освоения, сохранения и развития». Работа Бархатова Н.А., Ревунова С.Е. выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ №5.5898.2017/8.9. Авторы благодарят администрацию веб-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.

- Farrugia C.J. et . al., Geoeffectiveness of three Wind magnetic clouds: a comparative study // J. Geophys. Res., V.103, N A8, P.17261-17278, 1998.
- Kilpua E. K. J., Isavnin A., Vourlidas A., Koskinen H. E. J., and Rodriguez L. On the relationship between interplanetary coronal mass ejections and magnetic clouds // Ann. Geophys., 31, p. 1251–1265, 2013. doi:10.5194/angeo-31-1251-2013.
- Wu C. C., Lepping R. P. Effects of magnetic clouds on the occurrence of geomagnetic storms: The first 4 years of Wind // J. Geophys. Res., V. 107. N A10, P. 1314-1321. 2002. doi:10.1029/2001JA000161.
- Бархатов Н.А., Ревунова Е.А., Левитин А.Е. Краткосрочный прогноз интенсивности геомагнитных бурь, ожидаемых при воздействии магнитных облаков на магнитосферу Земли // Сб. Солнечно-земная физика, вып. 19. с. 40-45, 2011.
- Клейменова Н. Г., Козырева О. В., Шотт Ж. Ж. Волновой геомагнитный отклик магнитосферы на подход к земле межпланетного магнитного облака (14-15 июля 2000 г., "Bastilledayevent") // Геомагнетизм и аэрономия, Т.43, № 3, с. 321-331, 2003.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.115-118

ИЗУЧЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ДОЛГОЖИВУЩЕЙ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ В СОЛНЕЧНЫЙ МИНИМУМ ЗА 2015-2017 г.

А.В. Борисенко

Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия, e-mail: sunw77@mail.ru



Степанян Н.Н. (1931-2018)

Памяти известного советского и российского солнечного астронома, моего научного руководителя, давшей мне и многим коллегам дорогу в науку, Степанян (Стефанович) Натальи Николаевны посвящается эта работа.

Аннотация. Систематическое изучение корональных дыр началось в конце 1970-х годов с согласованной научной программы наблюдений орбитальной обсерватории SkyLab и наземных наблюдений в инфракрасной линии HeI 10830A (обсерватория Китт-Пик, США). Впервые в Советском Союзе начали изучать корональные дыры в Лаборатории физики Солнца Крымской астрофизической обсерватории с конца 80-х годов под руководством Н.Н. Степанян по спектргелиограммам HeI 10830A полученными на универсальном спектрофотометре телескопа БСТ-2. Анализ наблюдений, полученных по данным спутника ACE/SWEPAM, показал, что на "спокойном" Солнце корональные дыры являются единственными источниками быстрого

солнечного ветра (> 450 км/с за период 2015-2017 гг.). Были подтверждены ранние научные результаты при исследовании корональных дыр [4, 5]. Возможно, корональные дыры являются единственным источником высокоскоростных потоков частиц солнечного ветра для спокойного Солнца, которые нарушают собственное магнитное поле Земли и влияют на атмосферные эффекты, вызывая полярные сияния, геомагнитные бури, а также не исключено их влияние на метеорологические и геофизические события. Была получена квазилинейная зависимость между изменением площади однополярной корональной дыры и скоростью солнечного ветра для всего видимого диска. С ростом площади корональной дыры скорость солнечного ветра увеличивается, и наоборот. Полученный коэффициент корреляции 0,74 между площадью корональной дыры, проходящей через центральный меридиан и скоростью солнечного ветра в точке Лагранжа L1 позволяет говорить о квазилинейной зависимости.



Рисунок 1. КД "Италия". ASE rocket mission. Одно из первых изображений

корональной дыры из космоса до полета SkyLab. Снимок был обработан и реконструирован в центре космических полетов (Хьюстон, США).



Рисунок 2. КД в рентгене. SkyLab mission.

Введение

Общепризнанно что корональные дыры (КД) – протяженные темные области в солнечной атмосфере с пониженной плотностью, преимущественно "открытыми" силовыми линиями магнитного поля, расходящимися все более радиально с высотой при переходе от хромосферы к короне.

Впервые корональные дыры были описаны известным швейцарским астрономом Максом Вальдмайером в 50-е годы 20 века [1, 2], когда он отметил на полученных с помощью коронографа изображениях солнечной короны в зеленой оптической линии 5303А, протяженные области пониженной яркости, находясь в одной из высокогорных научных экспедиций по наблюдению солнечных затмений.



Рисунок 3. Солнце в линии НеІ 10830А. КРАО/БСТ2. Слева - "сырое" изображение. Справа – обработанное изображение группой НН. Степанян с учетом исправлений ненужных оптических эффектов, присущих наземным наблюдениям.

В 60-х годах с началом космической эры начались первые внеатмосферные наблюдения, а позже первые космические наблюдения корональных дыр с ракет, космических аппаратов в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазоне длин волн (Рис. 1).

Ho только В 70-е годы началось систематическое изучение корональных дыр с координированной научной программы наблюдений орбитальной обсерватории SkyLab (Рис. 2) И наземными хромосферными наблюдениями в инфракрасной линии HeI 10830А (обсерватория Китт-Пик, США).

Впервые в нашей стране корональные дыры начали изучать в 80-е годы сотрудники лаборатории физики Солнца КРАО под руководством известного солнечного астронома Н.Н. Степанян по полученным в инфракрасной линии HeI 10830A хромосферным

спектрогелиограммам на универсальном спектрофотометре телескопа БСТ-2 (Рис. 3). Как видно на том же рисунке справа после дополнительной программной обработки становится видна "невидимая" еще слева корональная дыра в южном полушарии.

При сравнении наблюдений корональных дыр в хромосферных и корональных линиях надо помнить, в инфракрасной линии гелия (Рис. 4) корональные дыры ярче(светлее) окружающих "спокойных " областей, а в ультрафиолетовых (Рис. 5), рентгеновских спектральных линиях темнее "спокойной" окружающей короны.



Рисунок 4. Солнечная хромосфера. CRAO/TST2 HeI 10830A.



Рисунок 5. Солнечная корона. SDO/AIA 193A.

Солнечный ветер и АСЕ спутник

По существу, солнечный ветер (поток ионизованных частиц) представляет собой непрерывно расширяющуюся солнечную корону, где давление нагретого газа (плазмы) вызывает ее стационарное гидродинамическое течение [3]. Спутник АСЕ (Advanced Composition Explorer) запущен в августе 1997 года, находится на околоземной орбите в точке Лагранжа L1. АСЕ несет на борту 9 инструментов, которые могут собирать и измерять частицы, изотопы в десятки и более раз лучше (быстрее), чем предыдущие космические аппараты.

ACE/SWEPAM –Solar Wind Proton Alpha Monitor измеряет физические

параметры частиц в составе солнечного ветра. В отличие от спутника предыдущего поколения Ulysses, поле зрения прибора ACE/SWEPAM просматривается во всех направлениях солнечного ветра, путем вращения спутника ACE.

Ulysses/SWOOPS – Solar Wind Over the Poles of the Sun измерял преимущественно направления солнечного ветра в основном от полюсов Солнца.

Данные измерений ACE/SWEPAM по скоростям солнечного ветра, предназначенные для научного анализа брались с сайта NASA/GSFC-SPDF-OmniWeb *https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html* Данные представляют собой результаты обработки ежесуточных отсчетов (каждые 4 мин) измерений Bulk speed (объемной гидродинамической скорости) солнечного ветра, регистрируемой инструментом ACE/SWEPAM в точке L1.

Для каждого момента времени объемная вычисляемая скорость результат представляет собой сложных вычислений, учитывающий среднюю скорость потока частиц в определенном объеме, внутри которого учитываются траектории "тепловых" колебаний частиц с множеством физических параметров (по простому сказать решают задачу нерелятивистской

магнитогидродинамики), модель которой учитывает механизмы ускорения солнечного ветра от Солнца до Земли.

Корональные дыры и солнечный ветер

Один из первых полученных "фундаментальных" научных результатов по корональным дырам тот, что корональные дыры являются источниками высокоскоростного солнечного ветра [5].

С июня 2015 г по сентябрь 2017 г на протяжении 31 кэррингтоновского оборота на Солнце в северном полушарии изучалась эволюция гигантской корональной дыры. Это событие было уникально тем, что

А.В. Борисенко



Рисунок 6. Определение границ КД.



Рисунок 8. ASSA алгоритм.



Рисунок 7. PFSS модель для уточнения границ КД.



Рисунок 9. СНІМЕКА алгоритм.

подобных долгоживущих событий на "спокойном" Солнце не наблюдалось много лет.

Данные. Метод обработки

Определение площадей корональных дыр проводилось "ручным способом" (для большей точности расчетов) по полученным из FITS файлов SDO/AIA 193A изображениям с использованием математических, тригонометрических вычислений, вспомогательных программ (Рис. 6). Данные SDO брались с сайта VSO виртуальной солнечной обсерватории *https://virtualsolar.org*. В сложных случаях определения границ корональных дыр, а также для проверки правильности "ручного способа" использовались модели PFSS – экстраполяции фотосферного магнитного поля SDO/HMI магнитограммы в линии 6173A (SolarSoft IDL) (Рис. 7), результаты полученные с помощью машинных алгоритмов ASSA (Рис. 8), CHIMERA (Рис. 9) *https://solarmonitor.org*. Bulk speed – скорость солнечного ветра за рассматриваемый период 31 кэррингтоновский оборот менялась в среднем от 300 до 700 км/с. Вычисленное среднее время запаздывания солнечного ветра от Солнца до L1 точки от момента прохождения КД вдоль центрального меридиана составило 3-4 суток.

Корональные дыры и геомагнитные бури

Сильные возмущения земной магнитосферы из космоса могут быть вызваны в результате "бомбардирования" частиц, входящих в состав высокоскоростного солнечного ветра. По данным лаборатории рентгеновской астрономии ФИАН *https://tesis.lebedev.ru* и сервиса Helioviewer *https://helioviewer.org* был проведен анализ связи планетарного геомагнитного индекса Кр со средней скоростью солнечного ветра ACE/SWEPAM.(Рис. 10).

Заключение

 Полученный высокий коэфф. корреляции 0.74 свидетельствует о квазилинейной прямой зависимости между площадью КД и скоростью солнечного ветра (Рис. 11). Самый высокий коэфф. корреляции 0.96 между площадью КД и скоростью солнечного ветра в истории был получен [4] для 10 кэррингтоновских оборотов в эпоху SkyLab –солнечный минимум.

Средняя величина запаздывания солнечного ветра около 3-4 суток, что соответствует для рассм. периода 31 кэррингтоновского оборота средней скорости 505-506 км/с –высокоскоростному ветру преимущественно от КД на "спокойном" Солнце.

2. Анализ геомагнитных данных показал, что на "спокойном" Солнце источником высокоскоростного солнечного ветра преимущественно являются большие КД, проходящие через центральный меридиан.



Рисунок 10. КД и геомагнитные бури.



Рисунок 11. Корональные дыры и солнечный ветер.

- 1. Waldmeier M. // Z. Astrophys. 1956. V. 38. P. 219.
- 2. Waldmeier M. // Die Sonnenkorona. Birkh" auser. Basel. 1957. V. 2.
- 3. Parker, E.N., Extension of the solar corona into interplanetary space, J. Geophys. Res., 1959, vol. 64, pp. 1675–1681.
- 4. Nolte, J.T., Krieger, A.S., Timothy, A.F., Gold, R.E., Roelof, E.C., Vaiana, G., Lazarus, A.J., Sullivan, J.D. and McIntosh, P.S., Coronal holes as sources of solar wind, Solar Phys., 1976,46, 303–322. [ADS] (Cited on pages 14 and 21.)
- 5. Zirker, J. B.: (ed.) 1977, Coronal Holes and High-speed Wind Streams, Colorado Assoc. Univ. Press, Boulder



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.119-121

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ВО ВРЕМЯ ПОЛЕТА НА САМОЛЕТЕ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ СЧЕТА ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В КАЧЕСТВЕ ОДНОГО ИЗ МЕТОДОВ ВЕРИФИКАЦИИ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА RUSCOSMICS

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

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. В Полярном Геофизическом Институте при помощи комплексной системы мониторинга непрерывно ведется регистрация адронной и электромагнитной компоненты вторичного космического излучения (ВКИ). С целью регистрации заряженных частиц (электроны, мюоны, протоны) и точной привязки полученных данных к месту и времени был разработан специальный детектор с GPS модулем и системой сбора под управлением платы микропроцессора Arduino. При помощи этого устройства в течение 2018 г. был проведен ряд наземных измерений, а осенью 2018 г. прибор был установлен на борту аэробуса и произвел запись скорости счета во время взлета, занятии высоты и посадке на маршруте г. Мурманск – г. Москва – г. Минеральные Воды. Таким образом, представленные результаты позволяют произвести верификацию данных моделирования не в одной точке, а сразу для нескольких значений географических координат, в том числе и для интервала высот от уровня земли до 10 км.

Введение

На станции космических лучей Апатиты при помощи комплексной системы сбора данных ведется непрерывная регистрация адронной и электромагнитной компонент вторичных космических лучей (ВКЛ) [1, 2]. Для регистрации частиц, участвующих в электромагнитных взаимодействиях, применяются сцинтилляционные детекторы различной геометрии и, соответственно, чувствительные к разным диапазонам регистрируемого спектра. Поскольку активный элемент – кристалл NaI – чувствителен не только к гаммаквантам, но и к электронам, то совместно с ним используется детектор заряженной компоненты (ДЗК). На протяжении уже 5 лет он зарекомендовал себя как неотьемлемое вспомогательное оборудование при регистрации мюонов, протонов и электронов, производя записи как на станции г. Апатиты, так и на арх. Шпицберген. Именно поэтому на базе ДЗК решено было разработать и ввести в эксплуатацию два модифицированных детектора – наземный и портативный, которые используются для верификации данных моделирования прохождения протонов галактических космических лучей (ГКЛ) через атмосферу Земли.



Рисунок 1. Внешний вид портативного ДЗК, предназначенного для проведения измерений на борту самолета.

Принцип работы ДЗК

Детектирующим объемом заряженной компоненты являются счетчики Гейгера-Мюллера (СТС-6 в наземной конфигурации и СТС-5 в портативной). При попадании частицы в металлический корпус происходит выбивание электронов по направлению к они ускоряются нити, где под действием электрического поля. На этом пути они ионизируют молекулы газа, выбивая вторичные электроны. Процесс многократно повторяется и количество электронов лавинообразно увеличивается, что приводит к возникновению разряда между катодом и анодом [3]. В ДЗК для верификации RUSCOSMICS установлено 8 счетчиков СТС-6 или 4 счетчика СТС-5, для наземной и портативной конфигурации, соответственно.

Внешний вид портативного детектора представлен на рис. 1. Счетчики включены последовательно между собой в ряд, по логической схеме «или».

Предполагается, что устройство наиболее чувствительно к электронам с E > 2 МэВ, протонам с E > 2 МэВ и гамма-кантам с E > 20 кэВ (с эффективностью детектирования $\delta \sim 1\%$) [4]. Для обеспечения работы счетчиков

Использование полученных во время полета на самолете измерений скорости счета заряженной компоненты космических лучей

высоким напряжением, которое составляет 400 В, произведено усовершенствование электронной схемы ДЗК при помощи разработки и установки в прибор стабильного источника высокого напряжения индуктивного типа. Новый источник обладает высоким КПД при небольших габаритах. В итоге, благодаря небольшим размерам источника питания и габаритам счетчиков, обе модификации ДЗК обладают небольшим весом и геометрическими размерами, что обеспечивает каждому устройству мобильность и простоту в установке в качестве дополнительного оборудования в различных пунктах наблюдения.



Рисунок 2. Блок-схема мобильного детектора заряженной компоненты КЛ, разработанного и введенного в эксплуатацию на станции КЛ Апатиты.

Система сбора данных в данном варианте детектора основана на микроконтроллере и позволяет отказаться от компьютера в качестве регистрирующего устройства. В качестве устройства регистрации импульсов используется микроконтроллер ATmega 2560 (в составе платформы Arduino Mega 2560) дополнительно оборудованный модулем для подключения карт памяти (SD или microSD) и модулем часов реального времени (DS3231). Прошивка микроконтроллера написана на языке C++ (модификация для микроконтроллеров семейства ATmega) с использованием ряда стандартных библиотек, часть из которых была модифицирована для получения необходимой функциональности. Данная система сбора рассчитана на подключение до четырёх каналов данных с TTL уровнями.

Результаты наземных измерений

Начиная с июля 2018 года наземный ДЗК ведет непрерывную регистрацию заряженной компоненты, располагаясь на станции космических лучей Апатиты. Типовые графики представлены на рис. 3.



Рисунок. 3. Типовые графики, полученные при помощи наземного детектора, состоящего из линейки 7 счетчиков марки СТС-6. На рис. *а* представлены данные для определенной даты, на рис. *б* представлены результаты измерений в течение месяца.

Сравнение данных с результатом моделирования

Поскольку проверка результатов моделирования тем лучше, чем в больших точках будет произведено сравнение, то на первом этапе работы было решено провести эксперимент в двух точках – г. Апатиты и г. Москва. Для этого портативный ДЗК был расположен на борту самолета и в течении всего маршрута записывал данные, включая взлет и посадку. Полученные профили вместе с результатами моделирования прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли представлены на рис. 4.

А.В. Германенко и др.



Рисунок 4. Сравнение высотных профилей скорости счета, полученных во время проведения измерений на самолете (*a* – Кольский п-ов, *б* – г. Москва), с результатами моделирования прохождения протонов ГКЛ.

Из представленных данных видно, что соответствие профилей является удовлетворительным. Разница, предположительно, возникает вследствие разных начальных условий (форма спектра, учет только протонов и т.д.). Однако для проведения верификации такое оборудование подходит, в последующих работах предполагается «покрывать» измерениями максимально возможную площадь.

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

Список литературы

- 1. A.V. Germanenko, Yu.V. Balabin, B. B. Gvozdevsky, and L. I. Schur, Nature of gamma radiation variations during atmospheric precipitation, Solar-Terrestrial Physics, 2016, 2, 1, pp. 78–88.
- A.V. Germanenko, Yu.V. Balabin, B.B. Gvozdevsky, and E.V. Vashenyuk, Features of the flux of gammaradiation in the lower atmosphere during precipitation, Journal of Physics: Conference Series, 2013, 409, 1, 012241 p.
- 3. Glenn F. Knoll., Radiation Detection and Measurement, third edition, John Wiley and sons, New York, 2000, 803 p. 4.
- 4. E.A. Maurchev and Yu.V. Balabin, RUSCOSMICS The new software toolbox for detailed analysis of cosmic ray interactions with matter, Solar-Terrestrial Physics, 2016, 2, 4, pp. 3—10.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.122-125

ОСОБЕННОСТИ ВРЕМЕННОГО ХОДА ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МИНИМУМЕ МЕЖДУ 24 И 25 СОЛНЕЧНЫМИ ЦИКЛАМИ

М.С. Калинин, Г.А. Базилевская, М.Б. Крайнев, А.К Свиржевская, Н.С. Свиржевский, Ю.И. Стожков, М.В. Филиппов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, e-mail: kalininms@lebedev.ru

Аннотация. В работе проведён анализ данных стратосферных измерений ГКЛ на фазе спада солнечной активности 24-го цикла. Интегральная интенсивность ГКЛ с энергией $T \ge 100$ МэВ сопоставляется с основными солнечными данными, а также с гелиосферными модулирующими факторами – магнитным полем (ГМП), солнечным ветром и углом наклона гелиосферного токового слоя (ГТС). Временной ход интенсивности моделировался с помощью уравнения модуляции ГКЛ, в котором коэффициенты переноса формировались на основе данных по гелиосферным модулирующим факторам, полученным в измерениях около Земли. В области высоких энергий ($T \ge 10$ ГэВ) модельное описание интенсивность ГКЛ сопоставлено с данными мировой сети нейтронных мониторов, в области низких энергий (≈ 200 МэВ) – с данными космического аппарата *ACE*. Сделан вывод, что основной причиной более медленного роста интенсивности при подходе к минимуму 25-го цикла, по сравнению с ожидаемым, является напряженность ГМП, более высокая, чем в предыдущем минимуме 24-го цикла.

Введение

В последнее время, в связи с публикацией данных спектрометра *ПАМЕЛА*, а также данных прибора *AMS-02*, появились возможность дополнительно использовать их в качестве опорных при анализе наземных и стратосферных измерений КЛ, проводящихся в разных энергетических интервалах и охватывающих к настоящему времени несколько 11 - летних циклов солнечной активности (СА). В области высоких энергий ($T \ge 10 \ \Gamma$ эВ) это данные мировой сети нейтронных мониторов (НМ), в области средних энергий ($T \approx 2-5 \ \Gamma$ эВ) – данные регулярных баллонных измерений в стратосфере (проводятся ФИАН с 1958 г. по настоящее время). С другой стороны, вопросы солнечной модуляции интенсивности ГКЛ остаются актуальными в связи с необходимостью интерпретации данных локальных измерений в гелиосфере и их связью с немодулированным межзвёздным спектром, а также с их прикладными аспектами, а именно, важностью дозы от ГКЛ в долговременных космических полётах и влиянием КЛ на атмосферные процессы.

Предыдущий минимум (2009 г.) отличался в гелиосферных характеристиках от всех предшествующих пониженным значением всех основных гелиосферных характеристик: прежде всего пониженным значением напряжённости среднего ГМП (в 1.5 раза ниже минимума 1996 г.), низким уровнем СА в течение всего солнечного цикла (СЦ), а также пониженной (на \approx 15%) скоростью солнечного ветра (СВ). По этой причине в максимуме СА 24 цикла (2014 г.) интенсивность ГКЛ оставалась наиболее высокой за весь период наблюдений. При неизменности сценария развития 24 цикла на фазе спада активности, в следующем минимуме СА (первая половина 2020 г.) можно было бы ожидать некоторого превышения уровня интенсивности 2009 года как это происходило в предыдущих (положительных по знаку *A* ГМП) циклах [1,2,3]. Однако по данным стратосферных измерений и данным сети нейтронных мониторов уровень интенсивности остаётся ниже, чем в минимуме 23/24 (*A* = –1). Интенсивность ГКЛ к концу 2019 года не проявляет тенденции к заметному возрастанию. Исключением является область низких энергий. По данным космического аппарата *ACE* в области *T*< 200 МэВ интенсивность почти достигла уровня предыдущего минимума с *A* = -1 и, возможно, в дальнейшем превысит его.

Такая картина временного хода интенсивности должна найти качественное объяснение в поведении основных модулирующих факторов гелиосферы: скорости СВ, напряжённости ГМП и пространственного распределения поверхности инверсии знака ГМП (токового слоя). Количественное описание поведения интенсивности вблизи минимумов СА может быть получено как решение уравнения модуляции ГКЛ с коэффициентами переноса, определяемыми перечисленными выше модулирующими гелиосферными факторами, временные ряды которых имеются за многие годы.

Анализ данных

Долговременные ряды физических характеристик гелиосферы на орбите Земли даны на сайте (*http://omniweb.gsfc.nasa.gov*). Из солнечных характеристик, влияющих на распределение интенсивности ГКЛ в гелиосфере нами используется, так называемый, угол наклона поверхности раздела ГМП по знаку,

определяемый по измерениям на фотосфере Солнца (сайт *http://wso.stanford.edu/*). Поскольку при анализе 11 – летних циклов СА мы оперируем усреднёнными за солнечный оборот характеристиками интенсивности (долгопериодические вариации ГКЛ), для анализа использованы 27 – дневные значения указанных выше характеристик гелиосферы.

На рис. 1 показаны все три физические характеристики с 1976 по 2019 год. На верхней панели (а) представлена радиальная компонента ГМП B_r Начиная с максимума интенсивности ГКЛ 1996 г. (A = 1) напряжённость ГМП стала спадать, поэтому величину B_r лучше сравнивать со значениями в предыдущем (A = -1) 24 цикле СА за 2003 – 2009 г.г. Сравнение выявляет чуть более быстрое падение величины B_r после 2013 года по сравнению с периодом 2003 – 2009 г.г. Фаза спада СА в предыдущем 23 цикле была сильно затянута по времени. Поэтому в текущем 24 цикле величина B_r к концу 2019 году остаётся на $\approx 10\%$ выше, чем оно было в минимуме предыдущего СЦ. При прочих равных условиях это должно приводить к уменьшению интенсивности по сравнению с предыдущим минимумом 2009 г. Из опыта стратосферных измерений известно, что максимумы интенсивности ГКЛ в циклах сA = 1 на несколько процентов выше, чем в циклах с A = -1, вследствие специфичности дрейфового механизма модуляции, ответственного за это повышение [4].



Рисунок 1. Панель (*a*), *светлая линия* – 27-дневные значения напряженности радиальной компонента ГМП (нТ), *тёмная кривая* – её сглаженные значения. На панелях (*b*) и (*c*) аналогично представлены скорость СВ и угол наклона ГМП.

Как видно из рисунка на панели (b), скорость CB при подходе к солнечному минимуму примерно соответствует её значению в минимуме 1996 года. Уровень интенсивности ГКЛ относительно уровня 1996 года согласуется с этим фактом.

Модельный параметр, основанный на измерениях распределения магнитного поля по знаку на солнечной фотосфере – угол наклона ГТС α показан на панели (с). От величины этого параметра явно зависит скорость дрейфа V_d заряженных частиц в магнитном поле гелиосферы. Из рисунка видно, что после максимума СА начиная с 2014 года величина α линейно падает, и к 2019 году его среднее значение равно $\approx 20^{\circ}$, т.е. среднему значению в предыдущем минимуме 2009 года. Это значит, что скорость дрейфа по величине при подходе к минимуму 2020 будет несколько ниже, поскольку полная скорость дрейфа V_d ~ 1/B.

Другим важным с точки зрения модуляции ГКЛ параметром является величина $\eta = nV^2$, где n –плотность плазмы, V– скорость плазмы CB. От этой величины зависят размеры гелиосферы как области модуляции: r_{TS} – расстояние до терминальной ударной волны (TS) и r_{HP} – расстояние до гелиопаузы (HP) [5]. Эти величины по-разному зависят от y: $r_{TS}(t) \approx r_{TS}(2004)\sqrt{\eta(t)/\eta(2004)}$, где $r_{TS}(2004) \approx 84$ а.е. – гелиоцентрическое расстояние КА *Вояджер*1 при пересечении TS, а расстояние r_{HP} практически не зависит от y. Величина r_{TS} определяет радиус сферы, внутри которой модуляция эффективна, а за пределами указанной сферической поверхности до HP – менее эффективна, поскольку скорость CB падает на TS в ≈ 3 раза, её дивергенция мала, а напряжённость ГМП возрастает [6].



Рисунок 2. Отношение $r_{TS}(t)/r_{TS}(2004)$ – светлая линия. Тёмная линия – сглаженные значения этого отношения.

Из рис. 2 видно, что примерно с 2015 года по 2019 год $r_{TS}(t)$ выросло на $\approx 20\%$ относительно периода 2013-2014 годов (максимума 24 цикла). Если расширение области модуляции будет продолжаться, то это должно привести к понижению интенсивности ГКЛ во внутренней гелиосфере, особенно на орбите Земли. Однако расчёты показывают, что увеличение расстояния r_{TS} на 20% в цикле с A = 1, вследствие малости радиальных градиентов в таких циклах, приводит к понижению интенсивности ГКЛ не более, чем на 5% [6].

Таким образом, анализ экспериментальных данных показывает, что наиболее вероятной причиной пониженного уровня интенсивности к началу 2020 года является более высокая напряжённость ГМП по сравнению с напряжённостью поля в минимуме 2008-2009 годов. Другой, потенциально возможной, причиной может оказаться временная затянутость 24 цикла, аналогичная затянутости предыдущего 23 цикла с A = -1. В этом случае начало нового 25 цикла следует отнести к началу 2021 года, и, если напряжённость ГМП к этому времени не потеряет тенденции к падению, то интенсивность ГКЛ в 2021 году превысит аналогичное значение 2009 года.

Уравнение модуляции

Качественный анализ временного поведения интенсивности ГКЛ должен подтверждаться результатами решения краевой задачи для уравнения модуляции Крымского-Паркера [7, 8], в котором коэффициенты переноса определяются на основе рядов измерительных данных по ГМП, СВ и углу наклона ГТС.

Уравнение модуляции ГКЛ имеет вид [9]:

$$\partial n/\partial t - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla n) + (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla n - (\nabla \cdot \mathbf{V}/3)(\partial n/\partial \ln p) = 0, \tag{1}$$

где n(r, p, t) – дифференциальная плотность числа частиц, связанная с характеристикой ГКЛ – интенсивностью – соотношением $J = p^2 n$, p – импульс частицы, t – время. Коэффициенты переноса в уравнении (1): К – тензор диффузии; V – радиальная скорость CB, V_d – скорость дрейфа заряженных частиц ГКЛ.

Коэффициенты переноса **K**, **V**_d и **V** в гелиосфере, как области решения уравнения (1), здесь определяются в рамках паркеровской модели гелиосферы. Тензор диффузии **K** в расчётах является полностью анизотропным и представляется тремя независимыми компонентами K_{\parallel} – вдоль ГМП и $K_{\perp\theta}$ – в **e**_{θ} – направлении, $K_{\perp r}$ – в направлении $e_r \sin \chi + e_{\phi} \cos \chi$, $\chi = \arccos(B_r/|B|)$. Скорость дрейфа **V**_d выражается через дрейфовый коэффициент K_T в виде $V_d = \nabla \times (fK_T n_B)$, f – функция гелиошироты, $n_B = e_r \cos \chi - e_{\phi} \sin \chi$ – единичный вектор вдоль силовой линии ГМП, $K_T = sign(qA)(pv/3qB)$, v – скорость частицы, q – заряд частицы, B – величина напряжённости ГМП.

Конкретные аналитические выражения для функций f, V, K_{\parallel} , $K_{\perp\theta}$, $K_{\perp r}$, зависимость компонент тензора K от жёсткости частиц, а также вид немодулированного спектра на внешней границе гелиосферы описывались в наших работах [3,10]. Здесь мы отметим лишь, что в основу всех коэффициентов уравнения закладывались среднемесячные значения скорости CB, напряжённости ГМП на орбите Земли и угол наклона ГТС. Постоянные коэффициенты в компонентах K_{\parallel} , $K_{\perp\theta}$, $K_{\perp r}$, в расчётах не менялись от цикла к циклу.

Результаты расчётов

Цель расчёта – описание интегральной интенсивности ГКЛ с энергией $T \ge 100$ МЭВ на стратосферной станции Апатиты вблизи минимумов солнечной активности с 1976 года по настоящее время. Экспериментальные данные приводились на границу атмосферы согласно работе [11]. Расчёты проводились с месячной скважностью в шестилетних интервалах вблизи минимумов 21-24 циклов. В области низких энергий $T \approx M$ эВ результаты расчёта сравнивались с измерениями на КА *ACE*, а в области высоких энергий $T \approx 10$ ГэВ – с данными мировой сети НМ. При обеих энергиях результаты расчётов хорошо согласуются с измерениями (не показаны). Данные по измерениям на ст. Апатиты и результаты расчётов представлены на рис. 3.



Рисунок 3. *Кружки* – интегральная интенсивность $T \ge 100$ МэВ по данным измерений на ст. Апатиты. *Светлая линия* – сглаженные за год измерительные данные. *Тёмные сплошные линии* – расчёт вблизи минимумов 21-24 циклов СА.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (17-02-00584_a, 18-02-00582_a, 19-52-60003_ЮАР-т), а также программы Президиума РАН «Фундаментальные свойство материи и астрофизика», подпрограмма «Физика космических лучей».

- 1. Bazilevskaya G.A., Krainev M.B., Makhmutov V.S. et al. Change in the rigidity dependence of the galactic cosmic ray modulation in 2008-2009 // Adv. Space Res. 49. 784. 2012.
- 2. Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. Time dependence of the proton flax measured by PAMELA during the 2006 July 2009 December solar minimum // Astroph. J. 765:91 (8pp). doi:10.1088/0004-637X/765/2/91. 2013.
- 3. Kalinin M.S., Bazilevskaya G.A., Krainev M.B. et al. Modulation of galactic cosmic rays in solar cycles 22–24: Analysis and physical interpretation // Geomagn. and Aeron. V. 57. No.5. 549. 2017.
- 4. Jokipii J.R., Levy E.H., Hubbard W.B. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, application to solar modulation // Astroph. J. V. 213. № 3. Pt 1. P. 861–868. 1977.
- Баранов В.Б., Измоденов В.В. Модельные представления о взаимодействии солнечного ветра со сверзвуковым потоком межзвёздной среды. Предсказание и интерпретация экспериментальных данных // Механика жидкости и газа. №5. с. 19-40. 2006.
- Krainev M.B., Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S. et al. Modeling the time and energy behavior of the GCR intensity in the periods of low activity around the last three solar minima // ArXiv:1411.7526 [astro-ph.SH]. 2014. (33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brazil, 2013, icrc2013-0305).
- 7. Krymsky G.F. Diffusion mechanism of diurnal variation of galactic cosmic rays // Geomag. and Aeron., v. 4. pp. 763–769. 1964.
- 8. Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // Planet. Space Sci. 13. 9. 1965.
- 9. Potgieter M.S., Vos E.E., Boezio M. et al. Modulation of galactic protons in the heliosphere during the unusual solar minimum of 2006 to 2009 // Solar Phys. V. 289. №1. P. 391–406. doi:10.1007/s11207-013-0324-6. 2014.
- 10. Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б. и др. Солнечная модуляция интенсивности галактических электронов и протонов вблизи минимума активности 2009 года // Изв. РАН, сер. Физ. т. 83. № 5. с. 610–613. 2019.
- Стожков Ю.И., Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А. и др. Потоки космических лучей в максимуме кривой поглощения в атмосфере и на границе атмосферы // Препринт ФИАН. № 14. М.: Физический. ин-т им. П.Н. Лебедева РАН. 77с. 2007.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.126-129

СТАТИСТИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ НА ВЫСОТАХ РЕЙСОВЫХ САМОЛЕТОВ В 2017-2018 ГОДАХ

Б.В. Козелов

ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты, Россия

Аннотация. В докладе анализируются результаты измерения радиации на высотах рейсовых самолетов, проведенные в 2017-2018 гг на трассах Мурманск (Апатиты)-Москва (Ст.Петербург), Осло-Тромсё-Лонгир и др. Измерения проводились дозиметром радиации Atom Simple для смартфона/планшета, изготовленным НПП КБ «Радар» на основе счётчика Гейгера СБМ-20 [https://kbradar.org/p68397049-dozimetr-radiatsiiatom.html]. Дозиметр чувствителен к бета (от 300 кэВ), гамма и рентгеновскому (30 кэВ - 3 МэВ) излучению. Использовалось стандартное приложение AtomSimple для привязки к географическому положению и информация о высоте полета самолетов с ресурса Flightradar24 [https://www.flightradar24.com]. Обсуждаются зависимости от высоты, широты, тренды и возможность выделения сигнала от вариаций космических лучей на высотах рейсовых самолетов.

Введение

Атмосфера Земли подвергается непрерывному внешнему воздействию излучений различного происхождения: космических лучей галактического и солнечного происхождения, энергичных частиц магнитосферного происхождения, электромагнитных волн различного диапазона. Вблизи поверхности Земли также сказывается влияние радиоактивность горных пород, электрическая активность в тропосфере и т.п. Для значительной части этих излучений атмосфера является эффективным поглотителем, тем не менее, вариации космических лучей регистрируются на поверхности Земли.

На высотах полетов гражданской авиации (6-12 км) радиационный фон значительно превышает значения на уровне моря, что можно зарегистрировать простыми приборами, основной вклад в этом случае дают частицы вторичного каскада космических лучей (см. Рис. 1), а также рентгеновское излучение электронов магнитосферного происхождения [Лазутин, 1979]. Радиационное воздействие космических лучей на экипаж и пассажиров при трансполярных перелетах считается одним из факторов риска при обсуждении космической погоды (см. Рис. 2).

В данной работе обсуждаются данные измерений радиации во время 40 рейсовых перелетов с помощью прибора на основе счётчика Гейгера и возможности выделения сигнала от пространственных и временных вариаций космических лучей.

Данные

Измерения проводились дозиметром радиации Atom Simple, изготовленным НПП КБ «Радар» на основе счётчика Гейгера СБМ-20 (*https://kbradar.org/p68397049-dozimetr-radiatsii-atom.html*),

подключенным к смартфону. Дозиметр, согласно описанию, приведенному производителем, чувствителен к бета- (от 300 кэВ),



Рисунок 1. Источники радиации в атмосфере Земли, из [*Tobiska et al.*, 2015].

гамма- и рентгеновскому (30 кэВ - 3 МэВ) излучению. При измерении внутри корпуса самолета бетаизлучение, скорее всего, полностью экранируется. Использовалось стандартное приложение AtomSimple в режиме измерения с накоплением статистики 1-2 минуты для привязки ко времени и географическому положению. Информация о высоте полета самолета после окончания рейса получалась с ресурса Flightradar24 (https://www.flightradar24.com).

Скорость счета дозиметра в прилагаемой к нему программе приводится в микрорентгенах в час (мкР/час). Типичные показания прибора у поверхности Земли на уровне моря в среднем 10 мкР/час. Для удобства

сравнения далее будем нормировать показания к этому значению, т.е. будем обсуждать относительное превышение радиационного фона над значением на уровне моря, как на Рис. 2.



Рисунок 2. Превышение дозы радиации на типичных высотах в атмосфере над фоновой радиацией на уровне моря (с сайта *http://spaceweather.com/*).

Результаты измерений

С 22 августа 2017 по 27 февраля 2019 были проведена регистрация радиационного фона во время 40 авиарейсов, в основном на внутренних рейсах из аэропорта «Хибины» в Москву и Санкт-Петербург, а также на международных рейсах, в том числе 5 полетов в г. Лонгир на архипелаге Шпицберген. Регистрация радиационного фона проводилась в режиме измерения с накоплением статистики при каждом измерении более 1 минуты, при этом среднеквадратическое отклонение измеренных значений составляло 5 - 10%.

Пример измерений во время рейса Осло-Тромсё-Лонгир приведен на Рис. 3. Видна ожидаемая зависимость: радиационный фон быстро растет с высотой. На высоте 11 км фон превышает значения на уровне моря в 28-30 раз. При полете на постоянной высоте, даже на 11 км, измеряемые значения радиационного фона испытывают значительные флуктуации. Тем не менее, эти флуктуации находятся в ожидаемых статистических пределах (~10%). В данном полете пересекался значительный диапазон широт (62°-77° с.ш.), однако статистически значимых широтных зависимостей радиационного фона не заметно. Несколько большие значения на втором участке полета объясняются немного большей высотой полета.

Результаты измерений во время рейса 13 мая 2018 г. Москва – Апатиты приведены на Рис. 4. К сожалению, ресурс Flightradar24 не приводит целиком траектории полетов компании «Северсталь-авиа», поэтому заключительная часть траектории на Рис. 4 б, в не приводится.

Несмотря на статистический разброс точек из Рис. 3-б и Рис. 4-б видно, что высотная зависимость превышения радиационного фона достаточно гладкая, что позволяет для каждого рейса интерполировать значения к одинаковым высотам и посмотреть, не обнаружится ли систематический временной тренд. На Рис. 5 приведены значения превышения радиационного фона на двух фиксированных высотах для всего интервала измерений, для высоты 25000 футов (7620 м) и для высоты 30000 футов (9144 м). Из приведенных графиков можно сделать вывод, что с 22 августа 2017 по 27 февраля 2019 значимых систематических изменений на высотах полетов гражданской авиации не зарегистрировано.

Другой вывод, который можно сделать из Рис. 3-б и Рис. 4-б, - это отсутствие заметной широтной зависимости радиационного фона, так как такая зависимость привела бы к заметному разбросу на высотной зависимости превышения радиационного фона.

Обсуждение и выводы

Проанализированы данные регистрации радиационного фона во время 40 полетов на рейсах с 22 августа 2017 по 27 февраля 2019. Регистрация радиационного фона проводилась в режиме измерения с накоплением статистики при каждом измерении более 1 минуты, при этом среднеквадратическое отклонение измеренных значений составляло 5 - 10%. Получена ожидаемая зависимость: радиационный фон быстро растет с высотой, зарегистрированы превышения до 36 раз.



Рисунок 3. Пример измерений радиационного фона во время рейса 18 августа 2018 г. Осло-Тромсё-Лонгир, зависимости: *а* – превышения радиационного фона от времени; *б* - превышение радиационного фона от высоты (вертикальными отрезками показаны стандартные отклонения); *в* – высоты полета от времени; *г* - превышения радиационного фона от широты.



Рисунок 4. То же, что Рис. 3 для рейса 13 мая 2018 г. Москва - Апатиты.



Рисунок 5. Превышение радиационного фона на фиксированных высотах для всего интервала измерений: *а* – для высоты 25000 футов (7620 м), *б* – для высоты 30000 футов (9144 м).

Пользуясь гладкостью высотной зависимости превышения радиационного фона, значения во время каждого рейса интерполированы к одинаковым высотам. В принципе, такая процедура должны позволить достоверно делать вывод о наличии систематического тренда более 30-50%. Тем не менее, можно сделать следующие выводы:

- За весь интервал измерений заметного систематического изменения радиационного фона на высотах полетов гражданских самолетов (до 12 км) не обнаружено.
- 2) Какой-либо широтной зависимости радиационного фона при значительной высотной зависимости в проанализированных данных не заметно.

- 1. Tobiska, W. K., et al., Advances in Atmospheric Radiation Measurements and Modeling Needed to Improve Air Safety, Space Weather, 13, 2015, doi:10.1002/2015SW001169.
- 2. Лазутин Л.Л. Рентгеновское излучение авроральных электронов и динамика магнитосферы // Ленинград: «Наука», 1979, 200 с.
- 3. https://kbradar.org/p68397049-dozimetr-radiatsii-atom.html
- 4. https://www.flightradar24.com
- 5. http://spaceweather.com/



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.130-133

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕГУЛЯРНОГО БАЛЛОННОГО МОНИТОРИНГА ГКЛ И ПРЯМЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ PAMELA И AMS-2

М.Б. Крайнев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия; e-mail: mkrainev46@mail.ru

Аннотация. Результатом регулярного баллонного мониторинга (РБМ) космических лучей в атмосфере Земли является один из наиболее длинных рядов однородных измерений характеристик галактических космических лучей (ГКЛ) в Мурманской и Московской областях с 1957 г. и в обс. Мирный (Антарктида) с 1962 г. Однако, ряды данных как РБМ, так и хорошо известного нейтронного мониторинга космических лучей относятся к скоростям счёта детекторов вторичных космических лучей и, чтобы использовать их для сравнения с результатами измерений или расчётов ГКЛ в гелиосфере, необходимо откалибровать эти скорости счёта в терминах интенсивности первичных ГКЛ около Земли. В статье некоторые ожидаемые из эксперимента РБМ характеристики ГКЛ сравниваются с результатами прямых измерений в экспериментах РАМЕLA (06.2006-01.2016 гг.) и AMS-2 (05.2011- по н./вр.). Оценены коэффициенты перехода от интегральных интенсивностей протонов, определённых по данным РБМ, к тем же характеристикам, измеренным в экспериментах РАМЕLA и AMS-2. Обсуждаются пути уточнения полученных связей, а также делается вывод, что для улучшения понимания связи результатов РБМ с характеристиками первичных ГКЛ могут быть полезны расчёты каскада космических лучей в атмосфере.

1. Введение

Для исследования процесса распространения ГКЛ в гелиосфере очень важно наличие данных наблюдений их интенсивности. Наиболее длительные ряды результатов таких наблюдений существуют для района орбиты Земли, причём в течение долгого времени (для низких энергий - до начала 1970-х годов) систематические измерения проводились лишь на поверхности Земли (нейтронные мониторы, мюонные телескопы) и в атмосфере (регулярный баллонный мониторинг, РБМ). В этих экспериментах регистрируются в основном вторичные космические лучи и существуют определённые процедуры для связи скоростей счёта детекторов этих экспериментов и интенсивности первичных ГКЛ вне земной магнитосферы. Ясно, что для верификации этих процедур требуется сопоставление результатов косвенных и прямых характеристик ГКЛ в соответствующих диапазонах энергии.

Однако условия для такого сопоставления в течение долгого времени не было, т.к. отсутствовали однородные данные интенсивности первичных ГКЛ в широком диапазоне энергии. Лишь после публикации данных эксперимента PAMELA в 06.2006 – 01.2014 гг., а затем AMS-2 (05.2011 – 05.2017 гг.), такие условия появились.

В статье сопоставляются некоторые характеристики интенсивности ГКЛ, определённые по результатам эксперимента РБМ, с прямыми измерениями этих характеристик в экспериментах РАМЕLA и AMS-2. Оценены коэффициенты перехода от интегральных интенсивностей протонов, определённых по данным РБМ, к тем же характеристикам, измеренным в экспериментах РАМЕLA и AMS-2. Обсуждается надёжность полученных связей и пути её повышения.

2. Эксперимент РБМ и метод получения из него оценки данных об интенсивности ГКЛ

В эксперименте РБМ, проводимом в настоящее время в трёх пунктах (Апатиты, Долгопрудный, обс. Мирный (Антарктида)) и достаточно подробно описанном в работах [1, 2], за каждый месяц с 07.1957 г. (в Мурманской области и в Долгопрудном) и с 1962 г. в обс. Мирный определяется т.н. высотная кривая N₁(X, R_c, t) - зависимость скорости счёта N₁ счетчика Гейгера от количества вещества X в вертикальном столбе воздуха над прибором в пункте с вертикальной жёсткостью геомагнитного обрезания R_c в момент времени t.

При достаточной высоте подъёма зонда можно провести экстраполяцию $N_1(X)$ к границе атмосферы (X = 0 г/см²) и оценить интегральную интенсивность протонов первичных ГКЛ $J_1^{RBM}(T > Tc)$ на широте пункта измерения в магнитосфере Земли (характеризующейся жёсткостью обрезания R_c , соответствующей энергии протонов T_c). Так как условия для проведения экстраполяции к границе атмосферы существуют далеко не всегда, а скорость счёта N_{1m} в максимуме высотной кривой определяется наиболее просто и надёжно, можно рассмотреть регрессию между $J_1^{RBM}(T > Tc, t)$ и $N_{1m}(t)$. Знание коэффициентов этой регрессии даёт

возможность оценить характеристики $J_1^{RBM}(T > Tc, t)$ первичных ГКЛ за всё время проведения РБМ. В работе [3] приведены результаты описанного анализа данных РБМ до 2005 г.

Таким образом, существует оценка $J_1^{RBM}(T > Tc)$ и аналогичные оценки других характеристик (см. [3]) первичных ГКЛ в гелиосфере в районе орбиты Земли, которые получены по данным только эксперимента РБМ и должны быть проверены по данным прямых измерений ГКЛ в гелиосфере около Земли.

3. Данные экспериментов PAMELA и AMS-2 в сравнение с данными РБМ

В эксперименте РАМЕLА наряду с другими результатами определены спектры первичных протонов ГКЛ в широком диапазоне энергии (96 < T, Мэв < 43000) за период 07.2006 – 01.2014 гг., усреднённые за кэррингтоновский оборот Солнца [4, 5], что позволяет провести за этот период их сравнение со среднемесячными оценками характеристик первичных ГКЛ по данным РБМ. Данные РАМЕLА по дифференциальной интенсивности протонов с (96 < T, МэВ < 43000) позволяют легко рассчитать необходимые для указанных сравнений интегральные интенсивности. В эксперименте AMS-2 спектр протонов ГКЛ определён для R > 1 ГВ (T > 433 МэВ) и опубликован за 05.2011 – 05.2017 гг. в [6], а для вычисления требуемых интегральных интенсивностей мы привлекли данные экспериментов CRIS/ACE и IMP-8.



Рисунок 1. Интегральные интенсивности протонов ГКЛ J(100<T) (*левая панель*) и J(100<T<1500) (*правая панель*, где Т – энергия в МэВ, оценённые по данным эксперимента РБМ (черные кривые, звёздочки)) и по результатам измерений протонов ГКЛ в экспериментах PAMELA (красные кривые, квадраты) и AMS-2 (синие кривые, треугольники). Вертикальные полосы обозначают период инверсии гелиосферного магнитного поля, а полярность поля до и после этого периода указаны в верхних частях панелей.

На Рис. 1 сравнивается поведение в 2006 – 2017 гг. интегральных интенсивностей протонов ГКЛ J(100<T) и J(100<T<1500), оцененных по данным РБМ, с этими же характеристиками, определёнными по данным РАМЕLА и AMS-2. Видно, что соответствие характеристик, оцененных по данным РБМ и определённых по данным космических аппаратов, лучше для J(100<T), чем для J(100<T<1500). Однако и для интегральной интенсивности протонов ГКЛ J(100<T) оценка по данным только скорости счёта одиночного счётчика в максимуме высотной кривой в Апатитах систематически превышает эту интенсивность, определённую по данным РАМЕLA (примерно на 10 % в 2006-2010 гг.) и AMS-2 (примерно на 10 % в 2015-2017 гг.).

На Рис. 2-5 приведены результаты регрессии между характеристиками ГКЛ, определёнными по данным РБМ и измеренными в экспериментах РАМЕLA и AMS-2. Как видно из данных рис. 2, линейная регрессия интегральной интенсивности J(100<T), оцененной по данным РБМ, к определённой по данным РАМЕLA в 2006-2013 гг. (с коэффициентами регрессии A = 302.8 ± 55.0, B = 0.820 ± 0.018) приводит к высокой корреляции (ρ =0.982) между рядами. Рис. 3 демонстрирует аналогичную высокую корреляцию (ρ =0.984) интегральной интенсивности J(100<T), оцененной по данным РБМ и приведённой по линейной регрессии (с коэффициентами регрессии A = 66.3 ± 46.0, B = 0.845 ± 0.018) к данным AMS-2 в 2011-2017 гг., с последней. Что касается интегральной интенсивности протонов ГКЛ J(100<T<1500), на правой панели Рис.2 прежде всего обращает на себя внимание значительно большая вариабельность этой интенсивности по данным РБМ, чем по данным как РАМЕLA, так и AMS-2. Это проявляется и в большем разбросе регрессионных зависимостей

М.Б. Крайнев

на правых панелях Рис. 4 и 5, чем Рис. 2 и 3, и в коэффициентах регрессии и корреляции: A = 302.8 +/- 55.0, B = 0.99 +/- 0.04, ρ =0.949 для Рис.4 и A = 421.4 +/- 63.4, B = 0.85 +/- 0.07, ρ =0.812 для Рис. 5.



Рисунок 2. Левая панель – временной ход интегральной интенсивности J(100 < T) в 2006-2013 гг., определённой по данным РАМЕLA (J^{PAM} , красная кривая, квадраты), и по данным эксперимента РБМ, приведённым к J^{PAM} по линейной регрессии $J^{PAM} = A + B*J^{P5M}$. Правая панель – корреляция между J^{PAM} и приведённой к ней J^{PEM} .



Рисунок 3. То же, что на рис. 2, но по данным РБМ и AMS-2 (синяя линия, квадраты) в 2011-2017 гг.

4. Обсуждение полученных связей и перспективы их изучения

В принципе, зная связь между максимальными скоростями счёта детекторов РБМ и оцененными по данным РБМ характеристиками ГКЛ [3] и получив в данной работе связь между этими оценками и теми же характеристиками ГКЛ, полученными по прямым измерениям, можно уточнить предложенную в [3] связь. Однако мы считаем, что сначала надо проанализировать и, возможно, усовершенствовать методику определения в эксперименте РБМ максимальной интенсивности счёта детекторов. Возможно, именно с погрешностью этой методики связана слишком большая вариабельность от месяца к месяцу интегральной интенсивности протонов ГКЛ J(100<T<1500), оцениваемой по разности максимальной скоростей счёта одиночного счётчика РБМ в двух пунктах проведения РБМ.

Кроме того, как видно из Рис. 1, весь анализируемый в данной работе период времени, 2006-2017 гг., делится на три сопоставимых части периодом инверсии ГМП. Период отрицательного (A<0) ГМП, 07.2006-11.2010 гг., покрыт данными РАМЕLA. В период инверсии ГМП, 11.2010-08.2014 гг., проводились измерения как РАМЕLA, так и AMS-2, Наконец, в период положительного (A>0) ГМП, 08.2014-05.2017 гг., данные ГКЛ измеряются, в основном, только AMS-2. Зная, что характеристики ГКЛ существенно зависят от полярности ГМП, видимо, имеет смысл найти связи между результатами РБМ и прямыми измерениями ГКЛ отдельно для этих трёх периодов.

Наконец, понятно, что результаты эксперимента РБМ содержат значительно большую информацию, чем только максимальную интенсивность счёта детекторов N_{1,2m}. для обоих детекторов РБМ (одиночный счётчик и вертикальный телескоп). Однако экспериментально связь между детальными результатами РБМ и характеристиками первичных ГКЛ установить трудно. Поэтому наши надежды на уточнение и детализацию

данных о первичных ГКЛ из данных РБМ связаны с моделированием распространения КЛ в атмосфере, например, с помощью пакета [7].



Рисунок 4. То же, что на рис. 2, но для интегральной интенсивности протонов ГКЛ J (100<T<1500).



Рисунок 5. То же, что на рис. 3, но для интегральной интенсивности протонов ГКЛ J (100<T<1500).

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 17-02-00584_a, 18-02-00582_a, 19-52-60003_ЮАР-т).

- 1. Bazilevskaya G.A., Svirzhevskaya A.K. On the stratospheric measurements of cosmic rays, Space Science Reviews, 85(3-4), 431-521, 1998.
- 2. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al., Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere, Adv. Space Res., 44(10), 1124-1137, 2009.
- Стожков Ю.И., Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А. и др., Потоки космических лучей в максимуме кривой поглощения в атмосфере и на границе атмосферы (1957-2007), Препринт ФИАН № 14. М.: ФИАН, 77 с., 2007.
- 4. Adriani O. et al., Time dependence of the proton flux measured by PAMELA during the 2006 July–2009 December solar minimum, ApJ, 765, 91, 2013.
- 5. Martucci M. et al., Proton Fluxes Measured by the PAMELA Experiment from the Minimum to the Maximum Solar Activity for Solar Cycle 24, ApJL, 854: L2, 2018.
- Aguilar M. et al., Observation of Fine Time Structures in the Cosmic Proton and Helium Fluxes with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station, Phys/Rev.Lett., 121, 051101, 2018.
- 7. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Модельный комплекс для исследования космических лучей RUSCOSMIC, Солнечно-земная физика, 2(4), 3–10, 2016.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.134-137

О ПОВЕДЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ И ГЕЛИОСФЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ФАЗЕ МИНИМУМА МЕЖДУ СОЛНЕЧНЫМИ ЦИКЛАМИ 24 И 25

М.Б. Крайнев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия; e-mail: mkrainev46@mail.ru

Аннотация. Ранее мы оценили возможные характеристики гелиосферы, важные для распространения ГКЛ, и определяемую ими интенсивность ГКЛ в середине 2019 г. Эта оценка была сделана, исходя из линейного тренда в указанных гелиосферных характеристиках, наблюдаемого в трёх предыдущих минимумах пятнообразовательной активности Солнца. Момент t_m=2019.5 тогда оценивался как приблизительное время достижения максимальной интенсивности ГКЛ в минимуме между солнечными циклами 24 и 25. Прошедшие после этих оценок два года продемонстрировали, что наблюдаемое поведение обсуждаемых гелиосферных характеристик существенно отличается от их поведения в предыдущих солнечных циклах. На основании этих данных и сравнения развития 24-го солнечного цикла с предыдущими мы пытаемся дать новые оценки момента минимума 24/25. Используя прогноз методом точек перегиба, оцениваются значения площади солнечных пятен и интенсивности ГКЛ в это время.

1. Введение

Последний минимум солнечной активности между циклами 23 и 24 (минимум 23/24, ~2008-2009 гг.) был необычным по многим характеристикам, как солнечным, так и гелиосферным. Поведение галактических и аномальных космических лучей также было необычным: интенсивность ГКЛ достигла рекордных значений во всех диапазонах энергии с очень мягким спектром вариации, а интенсивность аномальных космических лучей не превысила его значения в предыдущем минимуме 22/23 (~1997 г.).

Уровень солнечной активности в текущем, 24-ом, солнечном цикле по основным характеристикам оказался ещё ниже, чем в предыдущем. Это даёт некоторое основание ожидать ещё более высокие уровни интенсивности ГКЛ в следующем минимуме (24/25, ~2019-2021 гг.). Представляется важным как для понимания процесса модуляции ГКЛ в гелиосфере, так и для прикладных целей, например, для оценки радиационной безопасности планируемых космических полётов, количественно оценить возможные характеристики ГКЛ около Земли в приближающемся минимуме 24/25. Эта оценка может основываться на прогнозе гелиосферных характеристик, важных для модуляции космических лучей, и на численных расчётах интенсивности ГКЛ.

Ранее в работе [1] мы оценили возможные характеристики гелиосферы (радиальная компонента гелиосферного магнитного поля (ГМП) В_г, наклон гелиосферного токового слоя (ГТС) к экватору α_t и скорость солнечного ветра V_{sw}) в минимуме 24/25, исходя из линейного тренда в этих характеристиках, наблюдаемого в трёх предыдущих минимумах пятнообразовательной активности Солнца, а также расчётным путём оценили ожидаемую интенсивность ГКЛ в этот период. Момент t_J=2019.5 тогда оценивался нами как ожидаемое приблизительное время достижения максимальной интенсивности ГКЛ.

Прошедшие после этих оценок два года продемонстрировали, что наблюдаемое поведение обсуждаемых гелиосферных характеристик и интенсивности ГКЛ существенно отличается от их поведения в предыдущих солнечных циклах (СЦ). На основании этих данных и сравнения развития СЦ24 с предыдущими циклами мы пытаемся дать новые оценки момента минимума текущего цикла, а используя метод точек перегиба, разработанный нами ранее [2], оцениваются значения площади солнечных пятен и интенсивности ГКЛ в наступающем минимуме.

2. Солнечный цикл 24 в сравнении с предыдущими

На левой панели рис. 1 изображены временные профили гелиосферных характеристик около Земли в 1980-2019 гг., когда в их поведении в трёх минимумах – 21/22, 22/23, 23/24 - существовал значительный линейный тренд, показанный наклонными штриховыми прямыми, проведённый методом наименьших квадратов через значения характеристик в моменты времени t_H, на полгода опережающие моменты достижения максимальных значений интенсивности ГКЛ. Показана также оценка значений этих характеристик в предстоящем минимуме 24/25, сделанная в работе [1], а на правой панели Рис. 2, кроме данных наблюдений, показаны значения интенсивности ГКЛ разных энергий, полученные в работе [1] путём расчёта интенсивности ГКЛ по оцененным значениям гелиосферных характеристик. Видно, что момент достижения максимума интенсивности ГКЛ в минимуме 24/25, оцененный в [1] как t_J = 2019.5, явно занижен. Интенсивность ГКЛ во всех трёх диапазонах энергии, особенно средних и высоких энергий, демонстрирует платообразный временной профиль, характерный для периода с A>0 и, судя по двум предыдущим минимумам с A>0, этот процесс будет продолжаться ещё примерно год. Кроме того, поведение основных гелиосферных характеристик за последние 1.5-2 года явно не соответствует сделанным в [1] оценкам этих характеристик для t_H = 2019. Особенно четко видно отклонение в поведении тилта ГТС (средняя левая панель Рис. 1).



Рисунок 1. Временные профили наблюдаемых в районе орбиты Земли гелиосферных характеристик, важных для распространения ГКЛ (*левая панель*), и интенсивности ГКЛ (*правая панель*) в 1970-2019 гг. Над панелями обозначены моменты максимума циклов пятнообразовния и полярность ГМП, а вертикальными полосами показаны периоды инверсии ГМП [3]. Вертикальными штриховыми линиями обозначены моменты (t_J) наблюдения максимальной интенсивности ГКЛ в минимумах 21/22, 22/23 и 23/24, а пунктирными – ожидавшийся в [1] момент максимальной интенсивности в минимумах 21/22, 22/23 и 23/24, а пунктирными – ожидавшийся в [1] момент максимальной интенсивности в минимуме 24/25. *Левая панель* сверху вниз – модуль радиальной компоненты ГМП, квазитилт ГТС и скорость солнечного ветра. Звёздочками показаны наблюдавшиеся в моменты $t_H=t_J-0.5$ значения гелиосферных характеристик, а ромбами – их значения, ожидаемые в $t_H=2019.0$ по линейному тренду (штриховые прямые). *Правая панель* сверху вниз – нормированная на 100 % в 1996 г. интенсивность протонов ГКЛ низкой (T=200 МэВ), средней (T>100 МэВ) и высокой (T≈10000 МэВ) энергии. Ромбами показаны ожидавшиеся в $t_J=2019.5$ значения интенсивности.

Для уточнения оценки характеристик максимальной интенсивности ГКЛ в предстоящем минимуме 24/25 требуется уточнить момент достижения этой интенсивности, а также значения т.н. глобальных измеряемых гелиосферных характеристик, в наибольшей степени влияющих на распространение ГКЛ. К таким характеристикам мы прежде всего относим модуль радиальной компоненты ГМП на орбите Земли, а также определяемый по сканированию фотосферного магнитного поля Солнца т.н. квазитилт, равный полуширине диапазона гелиошироты, занимаемый зоной секторной структуры ГМП. Скорость же солнечного ветра V_{sw}, измеряемую на орбите Земли, мы к глобальным гелиосферным характеристикам не относим.

3. Длительность всего цикла и периода после максимума активности

Далее мы пытаемся уточнить оценку момента достижения максимума интенсивности ГКЛ, считая, что 1) момент t_H достижения гелиосферными характеристиками, сглаженными с периодом 1 год, их значений, определяющих максимальную интенсивность ГКЛ, на полгода опережает момент максимума этой интенсивности t_J, и 2) момент t_H близок к моменту конца солнечного цикла пятнообразования. Таким образом, прежде всего надо уточнить оценку длительности текущего СЦ 24.

Рассмотрение показанных на левой панели Рис. 2 характеристических длительностей (полная длительность цикла и интервал времени от его максимума до минимума) солнечных циклов пятнообразования для СЦ 1-23, демонстрирует, что текущие значения характеристических длительностей СЦ 24 пока значительно ниже средних по всем циклам значений, а до максимальных длительностей СЦ 23 должно пройти ещё примерно год. Наконец, зависимость длительностей СЦ как функции максимальной площади солнечных пятен, показанная на правой панели Рис. 2, указывает на то, существует определённая связь между характеристическими длительностями СЦ и максимальной площадью пятен, наблюдавшемся в этом цикле.

М.Б. Крайнев

Чем меньше эта площадь, тем выше характеристические длительности СЦ. Поскольку текущий СЦ 24 – самый низкий из последних 14-ти, для него можно ожидать и более высокие значения характеристических длительностей, около или больше 12 лет и 7.5 лет для полной длительности цикла и времени от его максимума до минимума, соответственно.

Таким образом, можно ожидать, что СЦ 24 кончится не раньше середины 2020 года, и наша предварительная оценка моментов t_H и t_J - 2020.0 и 2020.5 г., соответственно.



Рисунок 2. Характеристические времена (длительности цикла (*синие кресты*) и времени после максимума площади пятен (*красные звёздочки*)). Горизонтальные сплошные линии – текущие значения (на 09.2019) характеристических времён для СЦ24. *Левая панель* – зависимость от времени характеристических времён для СЦ 1-23. Штриховая вертикальная прямая – момент начала регулярных измерений площади и координат солнечных пятен. *Правая панель* – зависимость характеристических времён от максимальной площади солнечных пятен. Пунктирными прямыми показан линейный тренд, полученный методом наименьших квадратов (без учёта СЦ 19). Вертикальная прямая – значение максимальной площади пятен в СЦ 24.

4. Прогноз солнечных и гелиосферных характеристик в минимуме 24/25 методом точек перегиба

Пользуясь ранее разработанной методикой [4], оценим характеристики солнечной активности и ГКЛ в экстремумах солнечного цикла по их значениям в соответствующих точках перегиба (экстремум первой производной характеристики по времени). В качестве примера на Рис. 3 показана иллюстрация этого метода в применении к площади солнечных пятен и интенсивности ГКЛ средних энергий в СЦ 23.



Рисунок 3. Использование метода точек перегиба к прогнозу площади солнечных пятен (*левые панели*) и интенсивности ГКЛ средних энергий (*правые панели*) в СЦ 23. Зависимость от времени от начала цикла среднемесячных (тонкие) и сглаженных с периодом 1 год (толстые линии) характеристик показана на верхних панелях, а производные по времени от сглаженных характеристик – на нижних. Синими треугольниками показаны наблюдаемые экстремальные значения, красными квадратами – оцененные по значениям характеристик в точках перегиба (красные звёздочки).

Прогноз методом точек перегиба осуществляется по регрессионной зависимости между наблюдаемыми экстремальными значениями характеристик и их значениями в соответствующих точках перегиба. Для примера на Рис. 4 показаны эти зависимости для интенсивности ГКЛ средней энергии.



Рисунок 4. Регрессионные зависимости между экстремальными интенсивностями ГКЛ средней энергии и их значениями в точках перегиба. *Левая панель* – зависимость между интенсивностями ГКЛ в максимуме СЦ и их значениями в первой точке перегиба. *Правая панель* - зависимость между интенсивностями ГКЛ в минимуме СЦ и их значениями во второй точке перегиба. Штриховые прямые показывает линейную регрессию, а красные звёздочки - прогноз для СЦ 24.

Пока можно сделать лишь предварительный вывод, что характеристики в первой точке перегиба (на фазе роста пятенной активности) значительно более тесно связаны с значением характеристики в максимуме цикла, чем характеристики во второй точке перегиба (на фазе спада пятенной активности) - со значением характеристики в минимуме цикла.

5. Обсуждение и выводы

Для уточнения количественных оценок значений важных для распространения ГКЛ гелиосферных характеристик в приближающемся минимуме солнечного цикла требуется проанализировать как детали наблюдаемого поведения гелиосферных характеристик и их связи с разными солнечными характеристиками, так и накопленные данные по временному поведению интенсивности ГКЛ. Кроме того, должна быть уточнена модель модуляции интенсивности ГКЛ, по которой мы определяем эту интенсивность по гелиосферным характеристиками.

Рассмотрение разных особенностей текущего пятнообразовательного СЦ 24 по сравнению с предыдущими указывает на то, что до момента достижения гелиосферными характеристиками, которыми определяются максимальные значения интенсивности ГКЛ в текущем цикле, должно пройти ещё примерно 0.5 года, а до момента максимума интенсивности ГКЛ – 1 год.

Складывается впечатление, что характеристики в первой точке перегиба (на фазе роста пятенной активности) значительно более тесно связаны с значением характеристики в максимуме цикла, чем характеристики во второй точке перегиба (на фазе спада пятенной активности) - со значением характеристики в минимуме цикла. Это согласуется с точкой зрения, что гелиосферные характеристики, от которых зависит интенсивность ГКЛ, в первой и второй половинах фазы спада пятнообразовательной активности определяются разными ветвями Солнца.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 17-02-00584_a, 18-02-00582_a, 19-52-60003_ЮАР-т).

- 1. Крайнев М.Б. и др., Интенсивность галактических космических лучей в приближающемся минимуме цикла солнечной активности. Геомагнетизм и аэрономия, 58(2), 177-186, 2018
- 2. Крайнев М.Б., О характеристиках активности Солнца и интенсивности галактических космических лучей в максимуме и точках перегиба солнечного цикла. Кр. сообщ. по физике ФИАН. М.: ФИАН, № 1, 3-9, 2013
- Крайнев М. Б., О причинах долговременных вариаций интенсивности галактических космических лучей во внутренней гелиосфере. Изв. РАН, сер. физ., 81(2), 185-188, 2017



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.138-139

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА РЕГУЛЯРНОГО БАЛЛОННОГО МОНИТОРИНГА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СЛУЧАЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДАННЫХ РАМЕLA КАК ВХОДНОГО ПАРАМЕТРА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ИСТОЧНИКА ПЕРВИЧНЫХ ГКЛ

Е.А. Маурчев

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. Существует огромная база данных, представляющая собой высотные профили скорости счета, полученные в результате запуска шаров-зондов с установленными на них счетчиками СТС-6. Одно из местоположений, где регулярно проводятся эксперименты с этим оборудованием, находится в г. Апатиты. Поэтому, сравнивая экспериментальные данные с данными моделирования для соответствующих географических координат, можно производить верификацию модели, а также получать более подробную информацию о параметрах вторичных космических лучей в атмосфере Земли. В представленной работе приводятся результаты моделирования прохождения протонов через атмосферу Земли и их сравнение с усредненной высотной кривой скорости счета для минимума солнечной активности. Особенностью этого исследования является использование спектра, полученного при помощи аппарата РАМЕLA в качестве входного параметра генератора первичных частиц.

Введение

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 [1, 2]. Здесь следует заметить, что единственным методом верификации модели является сравнение полученных данных с данными экспериментальных исследований, наилучшим из которых является регулярный баллонный эксперимент [3]. Особенностью представленной работы является то, что в качестве входного параметра для задания свойств источника первичных частиц используется спектр протонов, полученный при помощи аппарата РАМЕLА [4], который является реальным (обычно берется некоторое приближение, которое предлагается ГОСТом, например [5]). Также для периода, для которого был выбран спектр, выбраны данные, полученные в ходе запуска шара-зонда с установленным на нем счетчиком Гейгера и произведено сравнение, при этом получено очень хорошее согласие.

Методика

Как уже говорилось выше, для проведения моделирования использовался программный комплекс RUSCOSMICS, созданный на станции нейтронного монитора Апатиты при помощи пакета для разработки программ GEANT4 [6]. Одним параметров, определяющих начальные условия, является спектр первичных частиц. 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. 1а. Вклад частиц в счет газонаполненного детектора, установленного на шар-зонд, можно выразить при помощи формулы 1.

$$J_{o\delta\mu\mu\mu} = J_p + J_{e^+e^-} + J_{\mu^+\mu^-} + 0.01 \cdot J_{\gamma}, \tag{1}$$

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 смоделировать этот процесс в RUSCOSMICS на высотах от 0 до 80 км определяются детектирующие слои, с шагом через каждый километр. При пролете частицы, на которую определено срабатывание, к общему значению, сохраненному в ячейке массива для заданной высоте, прибавляется единица. Для гамма-кванта суммарные значения умножаются на среднюю эффективность регистрации счетчика Гейгера, составляющую 1 %. Также следует заметить, что при регистрации частицы детектирующий слой не оказывает влияния на ее параметры (невозмущающие измерения).

Результаты

В результате моделирования прохождения протонов через атмосферу Земли при использовании энергетического спектра первичных частиц, полученного при помощи аппарата PAMELA и соответствующего периода минимума солнечной активности, были получены высотные профили скорости счета как для различного типа частиц (электроны, позитроны, протоны, мюоны, гамма-кванты), так и их суперпозиция. На рис. 16 представлено сравнение результата расчетов с усредненными реальными данными, полученными за январь 2010 г. в ходе проведения регулярного баллонного эксперимента.



Рисунок 1. Спектр протонов КЛ, полученный при помощи РАМЕLА в период 06.12.2009 г. – 01.01.2010 г. (*a*) и сравнение результата моделирования баллонного эксперимента с реальными данными, усредненными за месяц (январь 2010 г.) (*b*).

Заключение

Как видно из представленного графика, сравнение данных, полученных во время запуска шара-зонда, 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.

- 1. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711;
- 2. 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. Is. 4. Р. 3-10.
- 3. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. Is. 10. P. 1124-1137.
- Adriani O., Barbarino G. C., Bazilevskaya G. A. et al. // The Astrophysical Journal. 2013. V. 765, N. 2, P. 1 8, doi:10.1088/0004-637X/765/2/91.
- 5. ГОСТ 25645.122-85. Протоны галактических космических лучей. Энергетические спектры.
- 6. Agostinelli S. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2003. V. 506. Sect. A. P. 250.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.140-142

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ИОНИЗАЦИИ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПРОТОНАМИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ШИРОТ ВО ВРЕМЯ СОБЫТИЯ GLE NO 61 И ОЦЕНКА ВКЛАДА В ЭТОТ ПРОЦЕСС ЯДЕР КИСЛОРОДА В СЛУЧАЕ СПЕКТРА ЧИСТО ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. Основными частицами, входящими в состав первичных солнечных космических лучей (СКЛ), являются протоны, их доля составляет до 90 %. Оставшаяся часть состоит из электронов и ядер с зарядовым числом $Z \ge 2$. Взаимодействуя с веществом атмосферы Земли, эти частицы испытывают серии взаимодействий (в основном, с ядрами азота и кислорода), теряя свою энергию как на электромагнитные потери, так и на ядерные реакции, в ходе которых рождаются целые каскады вторичных частиц (электроны, протоны, нейтроны, каоны, мюоны, гамма-кванты). Современные подход к исследованию частиц вторичных КЛ в атмосфере Земли включает в себя как экспериментальные методы, так и численное моделирование. В ПГИ был разработан специальный модуль программного комплекса RUSCOSMICS, позволяющий детально изучать характеристики каскадов КЛ и получать их в виде количественных значений энергетических спектров, высотных кривых, а также вклада в скорость ионообразования. В данной работе представлены результаты для частного случая, когда в качестве входных значений модели используются спектры СКЛ, соответствующие событию GLE No 61. Наряду с этим представлены аналогичные данные, полученные в результате прохождения через атмосферу Земли ядер кислорода первичных галактических КЛ.

Введение

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

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 данной работе представлены результаты для частного случая, когда в качестве входных значений модели используются спектры СКЛ, соответствующие событию GLE No 61.

Методика

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

Источник первичных частиц реализуется при помощи класса, в который встроен парсер для чтения файлов данных и обработчик для создания необходимой функции плотности вероятности, соответствующей энергетическому спектру первичных КЛ. Высота расположения составляет 80 км, а вектор скорости потока направлен перпендикулярно верхней плоскости столба воздуха. Такое упрощение было допущено вследствие

множества опытных реализаций, которые показали, что учет углового распределения не влияет на конечный результат, сильно уменьшая при этом статистическую точность.

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

Входные данные для моделирования

В представленной работе проведены расчеты для протонов КЛ, модулированных СКЛ во время события GLE No 61. Основной характеристикой источника первичных частиц, реализованного в модели, является плотность вероятности, выводимая методом нормировки дифференциального энергетического спектра протонов КЛ. Для случая, рассматриваемого в этой статье, используются данные, полученные при помощи уникальной методики, разработанной в ПГИ г. Апатиты [9]. Согласно теории, представленной в работе авторов, спектр протонов первичных СКЛ состоит из двух компонент, быстрой и медленной, для каждой из которых дается соответствующее выражение: $J_{PC} = J_0 \exp (-E/E_0) u J_{DC} = J_1 \cdot E - \gamma$, где J0, E0, J1, γ – коэффициенты, отличающиеся в зависимости от номера события GLE. Соответствующие параметры приведены в таблице, результирующие спектры представлены на рис. 1а.

При моделировании прохождения протонов галактических КЛ (ГКЛ) и ядер кислорода через атмосферу Земли использовались спектры, взятые из соответствующих ГОСТов. Их графики приведены на рис. 2, а. Следует заметить, что для учета реальной формы спектра учитывались значения жесткостей геомагнитного обрезания, в то время как на иллюстрации диапазон энергий начинается с 10 МэВ.

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

CLE	Пата	Коэффициенты						
GLE	дата	$J_{ heta}$	Eo	J_1	Ŷ			
61	18.04.2001	$2.5 \cdot 10^4$	0.52	$1.2 \cdot 10^{3}$	3.6			

Результаты расчетов

В результате моделирования прохождения протонов СКЛ через атмосферу Земли, их взаимодействия с окружающим веществом и последующего развития каскадов были получены соответствующие кривые скорости ионизации в зависимости от высоты для географических координат 65.57 N, 33.39 Е и значения жесткости геомагнитного обрезания $R_{cutoff} = 0.65$ GV. Результирующий график для события GLE No 61 представлен на рис. 16. Аналогичные данные для чистых ГКЛ и с учетом моделирования прохождения ядер кислорода через атмосферу Земли приведены на рис. 26.



Рисунок 1. Дифференциальные энергетические спектры протонов первичных СКЛ (*a*), полученные по данным сети наземных станций HM, используемые как входные параметры для расчета скорости ионообразования в атмосфере Земли во время события GLE No 61. Высотные профили скорости ионизации атмосферы Земли (δ) частицами КЛ во время события GLE No 61 в случае медленной и быстрой компонент, полученные путем моделирования процессов при помощи программного комплекса RUSCOSMICS.


Рисунок 2. Дифференциальные энергетические спектры протонов и ядер кислорода первичных ГКЛ (*a*), используемые как входные параметры при расчетах оценки вклада в скорость ионизации частиц с зарядовым числом Z>2. Высотные профили скорости ионизации атмосферы Земли (*б*) протонами и ядрами кислорода ГКЛ, полученные путем моделирования процессов при помощи программного комплекса RUSCOSMICS.

Заключение

В представленной работе получены результаты, позволяющие сделать как количественные, так и качественные оценки влияния протонов СКЛ во время события GLE No 61 и ядер азота ГКЛ на скорость ионообразования в зависимости от высоты. Такие данные являются полезными не только при детальном исследовании КЛ в решении фундаментальных задач, но и в прикладных областях, таких как оценка радиационной безопасности в области высоких широт.

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

Литература

- 1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. «Наука». Москва, 1975.
- Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., et al. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. Is. 10. P. 1124-1137.
- 3. Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D10302.
- Velinov P. I.Y., Balabin Yu. V., Maurchev E. A. // Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci. 2017. V. 70. Is. 4. P. 545-555.
- 5. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711 [Maurchev E. A., Balabin Yu. V., Gvozdevskii B. B., et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. Is. 5. P. 657–659.]
- 6. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2. № 4. С. 3-8 [Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 2. Is. 4. P. 3-10.]
- 7. Agostinelli S., et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2003. V. 506. Sect. A. P. 250.
- 8. Picone J. M. et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. A. 12. P. 1468.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. // Astrophysics and Space Sciences Transactions. 2011. V. 7. Is. 4. P. 459-463.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.143-145

ИОНИЗАЦИЯ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПРОТОНАМИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СЛУЧАЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГЛОБАЛЬНОЙ МОДЕЛИ С УЧЕТОМ ЗНАЧЕНИЙ ЖЕСТКОСТЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ

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

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. Вторгаясь в атмосферу Земли, космические лучи (КЛ) испытывают множество взаимодействий с окружающим их веществом, теряя при этом свою энергию. Одним из важных для исследования процессов является ионизация, которая индуцируется этими частицами в большом диапазоне высот, начиная примерно от 80 км и вплоть до уровня земли. При этом, в зависимости от их начальной энергии меняется, соответственно, и скорость ионообразования. В представленной работе рассматривается моделирование прохождения протонов галактических КЛ (ГКЛ) в случае использования глобальной геометрии атмосферы, построенной на базе NRLMSISE-00, при этом шаг сетки для выбора физических параметров (температура, плотность, состав) составляет 5 градусов. Спектр первичных частиц соответствует минимуму солнечной активности, а значения жесткости геомагнитного обрезания получены посредством модели IGRF. Результатом вычислений является карта ионизации атмосферы Земли для интервала широты от -90 до 90 градусов, долготы от 0 до 360 градусов и высоты от 0 до 80 км. Также производится верификация модельных данных при помощи высотных профилей скорости счета, полученных в ходе эксперимента по запуску шаровзондов с установленными на них счетчиками Гейгера.

Введение

Первичные космические лучи принято разделять на галактические (ГКЛ) и солнечные (СКЛ), при этом на долю протонов приходится около 90 %, остальные 10 % - это электроны, альфа-излучение и ядра элементов с Z > 2. По этой причине в представленной статье внимание уделяется именно протонам, а остальные компоненты являются областью исследования других работ. Вторгаясь в атмосферу Земли, эти частицы теряют свою энергию на процессы ионизации (выше 15-30 км) или неупругие соударения с ядрами воздуха (ниже 15-30 км) [1]. Во втором случае образуются каскады вторичных частиц, упрощенная блок-схема такого явления представлена на рис. 1 [2].

Некоторые из родившихся частиц являются весьма короткоживущими, а такие как протоны, электроны, мюоны, нейтроны и гамма-кванты проходят относительно большие расстояния, вплоть до уровня Земли. Благодаря этому их можно регистрировать при помощи специальных детекторов – газоразрядных счетчиков или сцинтилляционных кристаллов, которые используются в оборудовании с различной конфигурацией, причем на сегодня экспериментальный метод является самым проверенным и широко используемым [3]. Однако, несмотря на свою доступность, такой подход имеет ряд ограничений, которые выражаются в том, что детектирующие устройства можно использовать в строгой локализации, а портативное оборудование не позволяет проводить непрерывное наблюдение в широком временном диапазоне. Поэтому в последнее время все чаще и чаще в задачах физики космических лучей используется численное моделирование [4,5]. При этом нужно помнить, что результаты вычислений в обязательном порядке должны быть верифицированы данными реального эксперимента. В представленной работе показаны результаты использования программного комплекса RUSCOSMICS [6,7] для вычисления скорости ионизации атмосферы Земли с учетом значения жесткости геомагнитного обрезания (шаг географической сетки равен 5 градусам). Для этого в качестве первичного источника частиц использовался модельный генератор с характеристиками, соответствующими энергетическому спектру протонов ГКЛ во время минимума солнечной активности. Такой выбор был сделан из того, что для такого периода у авторов имеются высотные профили скорости счета, полученные во время запуска шаров-зондов (регулярный эксперимент проводится группой ученых ФИАН [3]), которые отлично подходят для верификации модели.

Ионизация атмосферы Земли протонами космических лучей



Рисунок 1. Упрощенная блок-схема, показывающая принцип образования каскадов вторичных частиц и их типов при прохождении протонов первичных КЛ с энергией выше 1 ГэВ.

Методика и результат

Для параметризации атмосферы Земли в представленной работе использовалась модель NRLMSISE-00 [8], при этом получается так называемая «плоская» геометрия, при которой столб воздуха выглядит как показано на рис. 2, где его высота составляет 30 км, в реальности при моделировании используется значение 80 км. При этом следует заметить, что масса вещества в каждом слое установлена в размере 5 % от всей общей массы столба. Такое значение выбрано эмпирически, при нем достигается наибольшая точность при минимальном времени вычисления.



Рисунок 2. Иллюстрация плоской модели атмосферы и моделирования прохождения через нее протона с энергией 100 ГэВ, а также образования каскада вторичных частиц.

Генератор первичных частиц устроен таким образом, что в качестве входного параметра используется дифференциальный энергетический спектр частиц, пример такой величины для протонов ГКЛ представлен на рис. 3. Специальный парсер преобразует этот спектр в нормированную функцию плотности вероятности и создает соответствующий генератор случайной величины. результате получается модельный В источник, характеристики которого максимально приближенны к реальным. При моделировании глобальной атмосферы Земли с шагом в 5 градусов используется также сетка значений жесткостей геомагнитного обрезания [9]. Как результат получаются данные, позволяющие оценить скорость ионизации в разных географических точках и на высотах от 0 до 80 км с шагом 1 км. Типовой результат для высоты 10 км (примерный потолок для полета пассажирских лайнеров) представлен на рис. 4, остальные найти данные можно на сайте проекта http://ruscosmics.ru/CR.

Заключение

В ходе работы показано как значение жесткости геомагнитного обрезания влияет на скорость ионообразования, вызванное прохождением протонов первичных ГКЛ через атмосферу Земли для периода минимума солнечной активности. Также показано, что полученные данные отлично подходят для использования оценки дозы радиации на маршрутах авиалайнеров, выполняющих регулярные перелеты в области высоких широт.

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

Е.А. Маурчев и др.



Рисунок 3. Дифференциальные энергетические спектры протонов ГКЛ, используемые как входной параметр при моделировании источника первичных частиц в задаче расчета каскадов вторичных частиц в атмосфере Земли. Следует указать, что в представленной работе при моделировании используются усредненные значения для минимумов, поскольку они отличаются несущественно, а в области высоких энергий и вовсе равны.



Рисунок 4. Ионограмма, соответствующая высоте 10 км над уровнем моря. Результат получен при помощи глобальной модели и для источника первичных протонов, имеющих энергетический спектр первичных ГКЛ во время минимума солнечной активности.

Литература

- 1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. «Наука», Москва, 1975.
- 2. Filges D., Handbook of Spallation Research: Theory, Experiments and Applications, 2009, DOI:10.1002/9783527628865
- Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. Is. 10. P. 1124-1137.
- 4. Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D10302.
- 5. Velinov P.I.Y., Balabin Yu.V., Maurchev E. A. // Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci. 2017. V. 70. Is. 4. P. 545-555.
- 6. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711.
- 7. 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. Is. 4. Р. 3-10]
- Picone J.M. et al., NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. J. Geophys. Res. 107(A12). 1468. 2002.
- Gvozdevsky B., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Gushcina R., Ptuskin V., Geomagnetic cutoff rigidities of cosmic rays and their specular changes / Proc. 42nd COSPAR Scientific Assembly. California, USA, 2018. ID. D1.2-31-18. 2018.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.146-147

СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ЗАПУСКУ ШАРОВ-ЗОНДОВ С ПОЛУЧЕННЫМИ ПРИ ПОМОЩИ RUSCOSMICS ВЫСОТНЫМИ ПРОФИЛЯМИ И АНАЛИЗ ПРЕДСТАВЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

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

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. Результатом моделирования прохождения протонов первичных космически лучей (КЛ) через атмосферу Земли при помощи программного комплекса RUSCOSMICS является количественная оценка значений потоков частиц вторичных КЛ на разных высотах (до 80 км). Для обеспечения высокого уровня соответствия реальным условиям, эти данные должны проходить обязательную верификацию. Наилучшим методом является их сравнение с высотными профилями скорости счета, полученными в ходе экспериментов по запуску стратосферных шаров-зондов с установленными на них счетчиками Гейгера. Несмотря на то, что проверка корректности происходит для локального участка, такой подход можно назвать преимущественным, поскольку полеты проводятся на протяжении нескольких десятков лет и обеспечивают хорошую точность имеющимся рядам данных. В представленной работе рассматривается верификация результатов моделирования, полученных для случая минимума солнечной активности.

Введение

Как хорошо известно, в результате взаимодействия протонов первичных КЛ с веществом атмосферы Земли (прежде всего, с азотом и кислородом), рождаются каскады вторичных частиц [1]. Начиная с высоты примерно 80 км и до ~ 15-20 км над уровнем моря протоны ГКЛ теряют свою энергию в основном через процесс ионизации. Начиная с плотных слоев атмосферы, протоны с энергиями E~1 ГэВ способны участвовать в неупругих соударениях, передавая до половины своей энергии вторичным частицам. Этот процесс может продолжаться от нескольких до десятков раз, в зависимости от энергии первичного протона. Таким образом, используя детекторы заряженной компоненты или нейтронные мониторы различных конфигураций, возможно фиксировать вторичные частицы, частично или полностью восстанавливая информацию о протонах первичных КЛ [2]. В то же время, вычислять параметры потоков вторичных КЛ с помощью детекторов весьма сложно, поскольку это требует большой статистики, что, в свою очередь, приводит к необходимости проводить ряд дорогостоящих экспериментов. Помимо дороговизны, не всегда есть возможность провести эксперимент в нужном месте и в нужное время. Поэтому для исследования и оценки параметров КЛ в атмосфере Земли гораздо эффективнее использовать комбинированную методику, включающую в себя данные, полученные путем как реальных, так и модельных экспериментов.



Рисунок 1. Иллюстрация моделирования прохождения протона с энергией Е=100 ГэВ через 80 км атмосферы, а также рождение каскада вторичных частиц. Геометрия в виде слоев изображена синим цветом, треки частиц также разделены по цветам: красный цвет отображает положительный заряд частицы, синий – отрицательный, белым цветом показаны нейтроны, зеленым - гамма-кванты.

Методика моделирования и экспериментальная база

При моделировании прохождения КЛ через атмосферу Земли был использован программный пакет, описанный в статье [3]. Генератор первичных частиц, расположенный на верхней границе (80 км) столба

атмосферы Земли, задавался в виде точечного источника, что является оптимальной конфигурацией. В ходе экспериментов было выявлено, что различия в его параметризации (к примеру, задание пространственного распределения) влияет только на скорость вычисления (при равномерном распределении статистика набирается чуть медленнее) и в целом не сказывается на исходном результате. Поэтому для всех последующих расчетов использовалась наиболее оптимальная конфигурация, рис. 1.



Рисунок 2. Устройство, состоящее из детектирующего объема (один счетчик СТС-6), радиопередатчика и барографа, используемое для полета на шарах-зондах в стратосферу и записи высотного профиля заряженной компоненты вторичных КЛ.



Рисунок 3. Сравнение высотных профилей скорости счета, полученных во время запуска шаров-зондов для разных периодов времени с результатами моделирования прохождения протонов ГКЛ для г. Апатиты.

Существует огромная база данных, представляющая собой высотные профили скорости счета, полученные в результате запуска шаров-зондов с установленными на них счетчиками СТС-6 [4]. Одно из местоположений, где регулярно проводятся эксперименты с этим оборудования, находится в г. Апатиты. Поэтому, сравнивая экспериментальные данные с данными моделирования для соответствующих географических координат, можно производить валидацию модели. Оборудование, размещенное на шаре-зонде, включает в себя один или два счетчика СТС-6, работающих на совпадение, барограф и радиопередатчик. Общий вид такого устройства представлен на рис. 2. Соответственно, регистрируемый профиль будет состоять из вклада заряженных частиц и ${\sim}1$ % гамма-квантов, который выражается через простую формулу:

$$J_{\rho\delta\mu\mu\mu\mu} = J_p + J_{e^+e^-} + J_{\mu^+\mu^-} + 0.01 \cdot J_{\nu}$$

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

Анализ и заключение

Во время проведения представленной работы были выбраны профили полетов, высота которых достигала примерно 30 км. Как видно, полученные путем моделирования прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли результаты хорошо согласуются с приведенными данными. Особенно явно это заметно на усредненном профиле. Однако, также видно, что максимумы некоторых кривых не совпадают. Предположительно, это может быть связано с тем, что при расчетах не учитываются частицы первичных ГКЛ, которые составляют малую долю от общего потока (ядра гелия, ядра элементов с Z > 2, а также электроны). Также

остается открытым вопрос о моделировании угловых распределений вторичных КЛ, являясь предметом предстоящих исследований.

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

Список литературы

- 1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. («Наука». Москва, 1975).
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. // Astrophysics and Space Sciences Transactions. 2011. V. 7. Is. 4. P. 459-463.
- 3. Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Solar-Terrestrial Physics. 2016. T. 2. -№ 4. C. 3-10.
- Stozhkov YuI., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Kvashnin A.N., Makhmutov V.S. // Adv. in Space Res. 2009. V. 44. Is. 10. P. 1124-1137.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.148-151

DETERMINATION OF TEMPERATURE IN THE MESOSPHERE USING PARTIAL REFLECTION METHOD

S.M. Cherniakov, V.A. Turyansky

Polar Geophysical Institute, Murmansk, Russia e-mails: smcherniakov@gmail.com, vtur09@mail.ru

Abstract. For quiet geomagnetic conditions during solar terminator passages results of observations of amplitude variations of the partial reflection radar signals (the observatory Tumanny of the Polar Geophysical Institute, 69.0N, 35.7E) at the heights of the D-region of the ionosphere are given. Temporary variations of signal amplitudes which were reflected at the height of 75 km and their spectra were analyzed. It was found that the components of the time spectrum of the variations which correspond to resonant frequencies of the atmosphere (the acoustic cut-off and the Brunt-Väisälä ones) in certain cases were intensified. On the basis of the theory of acoustic-gravity waves and the empirical model of neutral structure and temperature of the atmosphere NRLMSISE-00 identification of the experimental periods corresponding to the atmospheric resonances has been done and calculation of neutral temperature at the heights of the mesosphere have been carried out. The values of the calculated temperature from experimental data showed satisfactory consent with data of other independent observations.

Introduction

Temperature in the mesosphere is one of the most important characteristics of the atmosphere, determining the dynamic and photochemical processes in it. The processes occurring in the upper atmosphere are of particular scientific interest. Temperature is a key parameter of the atmosphere, affecting the dynamics and energy. Temperature analysis in the mesosphere region has so far been carried out in a much smaller volume than for the lower layers of the atmosphere. The composition and temperature regime of the mesosphere, the dynamic and chemical processes occurring in it, as well as the energy balance are intensively studied at the present time. The study of temperature is an important link in understanding of solar-terrestrial relations and the construction of empirical models of the upper atmosphere. The strong variability of the parameters of the upper layers of the atmosphere, the diversity and complexity of the processes occurring in them, the ambiguity of interpreting the results of observations, the lack of a uniform distribution of observation points on the surface of the globe - all this is the fact that a complete understanding of the processes in the mesosphere is still far from its complete resolution.

It is very difficult to conduct measurements in the mesosphere because it is too high for airplanes (maximal height is about 25 km) or for balloons (maximal height is about 45 km) and too low for satellites (minimal height is about 130 km). The most important means to conduct measurements in the mesosphere is launching of sounding rockets. During the launches built-in instruments conduct measurements during the rising and descending parts of the trajectory. One rocket can measure only one vertical profile on each flight and can only be used once. This is a very expensive experimental method that brings rather limited results.

The development of remote sensing techniques of the atmosphere, based on the measurement and interpretation of the characteristics of the electromagnetic field after its interaction with the medium under study, is of current interest. Remote measurements of atmospheric components and parameters are carried out by two groups of methods: passive and active. The first group includes spectrometric (radiometric) sensing methods based on measuring and analyzing the spectral composition of the solar radiation and thermal radiation of the atmosphere (absorption bands in the IR range and separate telluric lines in the microwave range, etc.) from the ground, balloons, aircraft or spacecraft. Of the active methods of studying the atmosphere, laser (lidar) sounding is the most progressive and relevant. The advantages of lidar sensing arising from the use of own monochromatic pulsed light source include the high spatial-temporal resolution of the data obtained, the possibility of conducting long-term continuous observations, the evaluation of the selected characteristic in an arbitrary direction of the laser beam and at different heights, etc.

A large amount of information about the temperature of the mesosphere is obtained on the basis of remote sensing from artificial earth satellites. Global temperature data are currently obtained from the satellite TIMED (Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere, Energetics and Dynamics) with the instrument SABER (Sounding of the Atmosphere Using Broadband Emission Radiometry), from the satellite Aura EOS (Earth Observing System) with the instrument HIRDLS (High-Resolution Dynamics Limb Sounder), etc.

Satellite and rocket methods have several significant drawbacks: their episodic measurements, the impossibility of tracking small-scale space-time variations, relatively low accuracy and, finally, high cost of living. The use of radio physical methods for obtaining information on the temperature of the mesosphere can be useful in the case when

measurements by optical ground-based means are impossible, for example, during heavy clouds and the like situations. In addition, it may be an additional source of information about temperature in the mesosphere.

The aim of the article is to show possibility to estimate temperature at different heights of the mesosphere by the partial reflection method.

1. Partial Reflection Method and Facility

One of the effective methods for studying the *D*-region of the ionosphere is the partial reflection method (PRM), proposed in the early 1950s by F. Gardner and J. Pawsey [*Gardner and Pawsey*, 1953]. This method was further developed in subsequent works [*Belrose and Burke*, 1964; *Coyne and Belrose*, 1972]. It is radar sounding of the lower ionosphere in the range of medium waves. The method is relatively simple to implement and allows obtaining information about the electron density and parameters of irregularities at the heights of the lower ionosphere.

The method of partial reflections is based on the emission of two wave modes (ordinary and extraordinary waves) in the form of alternating pulses or linearly polarized waves at frequencies in the range from 2 to 8 MHz and the back scattering of radio waves by plasma irregularities. In the first case, separate reception of signals, partially scattered by ionospheric irregularities, is carried out, and their amplitudes are measured depending on the delay time, which determines the height of reflection. In the second case, two orthogonal linear polarizations are received, and then by summing those with the phase shift of $\pm 90^{\circ}$, signals of two circular components are formed. To determine the parameters of the medium according to the PRM, one can use either amplitude measurements or the difference in absorption along the propagation paths of the ordinary and extraordinary radio waves (differential absorption method), or direct or indirect phase measurements (differential phase method and correlation method). Phase measurements are usually more difficult than amplitude measurements; therefore, in practice, the differential absorption method has received the widest application. To obtain the most complete and accurate information about the lower ionosphere, it is necessary to simultaneously measure the amplitude and phase of the scattered signals.

The partial reflection facility of the Polar Geophysical Institute (PGI) for the study of the lower ionosphere consists of a transmitter, a receiver, a receiving-transmitting phased array and an automated data acquisition system. It is located at the observatory Tumanny (69.0N, 35.7E). Technical characteristics of the radar: operating frequency 2.60-2.72 MHz; transmitter power per pulse of about 60 kW; pulse duration 15 μ s; probing frequency 2 Hz. The antenna array consists of 38 pairs of crossed dipoles, covers an area of 10⁵ m² and has the beam width at the half power level of about 20°. Two circular polarizations are received alternately, which are amplified by a direct gain receiver with the 40 kHz bandwidth. Signal amplitudes can be recorded in the altitude range from 30 km up to 150 km. The step of data recording in height is $h = 0.5 \cdot n$ km, where n = 1, 2, 3, ...

Irregularities of electron density or collision frequency give rise to partial reflections of radio waves [*Belrose, and Burke*, 1964]. The ratio Ax/Ao of the amplitudes of the extraordinary (*x*) and ordinary (*o*) components of the weakly scattered signals is given by a simple formula with effective reflection coefficients Rx,o and absorption indexes Kx,o, which exponentially depend on height. The exponential term gives differential absorption of the magneto-ionic components scattered from a height h and depends on the electron density and collision frequency below this height. The coefficient Rx,o for very weak scattering is given by the Fresnel formula $Rx,o = \Delta n/2n$, where *n* is the complex refractive index of the medium, which is near unity. The ratio Rx,o is determined by the wave frequency, the gyrofrequency, and electron collision frequency, but is independent of the actual electron density. When Ax/Ao is observed, as a function of height, and collision frequency is known, the electron density may be determined.

2. Resonance frequencies of the atmosphere

Basic acoustic-gravity wave (AGW) theory in the atmosphere gives an opportunity to describe many of wave-like oscillations in the atmosphere [*Knížová and Mošna*, 2011; *Yeh and Liu*, 1974]. In case of the plane-stratified, isothermal atmosphere there are two frequency domains for atmospheric waves where they can propagate as acoustic and gravity waves. The domains can be described by two resonant frequencies of the atmosphere: the acoustic cut-off frequency ω_a (or the period τ_{ac}) and the Brunt-Väisälä frequency ω_g (the period τ_{bv}). For the heights of *D* region the resonant periods are less that 6 min [*Knížová and Mošna*, 2011]. The atmosphere is a compressible gas which, after being compressed then and then released, begins to oscillate near its equilibrium state.

In the early seventies Chimonas and Hines [*Chimonas, Hines*, 1970] have assumed that during a solar eclipse the atmospheric gravity waves caused by supersonic passing of the lunar shadow across the Earth's surface and cooling of the atmosphere due to reduction of sunlight in the passing shadow have to be observed. In the next years researchers have received confirmation of the existence of this effect [*Sauli et al.*, 2007].

The main idea of the wave generation by the moving solar terminator was formulated by Beer [*Beer*, 1973]. He suggested that there is an analogy between the processes arising from the supersonic movement of the lunar shadow during a solar eclipse and the supersonic movement of the solar terminator. One of the first experimental evidences of generation of waves at ionospheric altitudes during sunrises and sunsets can be found in [*Herron, Donn, 1973; Rees et al., 1972*]. The theoretical foundations for these phenomena were considered in [*Somsikov, 2011*].

The solar terminator is a regular source of wave-like atmospheric disturbances. We can observe the events, as a rule, two times per day. It means that we have a natural source of wave disturbances and features of the disturbances we

S.M. Cherniakov and V.A. Turyansky

can research. During the passage of the solar terminator the atmosphere is influenced by the arising wave processes and the ones can generate different types of waves including two characteristic frequencies of the atmosphere: the acoustic cut-off frequency and the Brunt-Väisälä frequency [*Liu et al.*, 2009].

3. Experimental results

During the research we use amplitude measurements of the partially reflected ordinary and extraordinary waves above the observatory in Tumanny to register characteristic frequencies of the atmosphere during disturbances of different kinds in the atmosphere for to calculate temperature in the D region of the ionosphere. In our case we use the solar terminators as the source of the regular and well known process which causes disturbances in the atmosphere above the observation point.

For the study of the effect of the solar terminator passages on the ionosphere as the first approach we took the data for some quite geomagnetic days with $Kp \le 1$ and also when there were no any sources of strong disturbances in the atmosphere. Here we present some examples of variations of the ordinary wave amplitude for that days. For calculation of temperature we took the variations during two hour's time sector with the middle at the time of a sunset. In Fig. 1a, b variations of the ordinary wave amplitude for different seasons during solar terminator passages are shown. Vertical dashed lines mark the time of sunset at the height of 75 km.



Figure 1a. Behaviour of ordinary wave amplitude in autumn and winter.

Figure 1b. Behavour of ordinary wave amplitude in winter and spring.

In Fig. 2 a sample of calculation of of spectral power density of ordinary wave variations at the height of 75 km is shown for the solar terminator pass on 27 February 2015 at 16:17:48 UT . For the calculation the period of time from 15:17 UT till 18:17 UT was taken. For other considered days periods of plus-minus one hour from the time of a sunset at the 75 km have been analysed. Symbols τ_{ac} and τ_{bv} denote the cut-off and Brunt-Väisälä periods, respectively. The power density spectrum in Fig. 2 exhibits two distinct peaks. As the result of the analyses of our experimental spectra on the basis of the theory of AGW and the empirical atmosphere model NRLMSISE-00 resonance atmosphere oscillations with the acoustic cut-off period and the Brunt-Väisälä period were identified [*Hines*, 1974]:

$$\tau_{ac} = 2\pi \sqrt{\frac{4kT}{\gamma M m_H g^2}}, \quad \tau_{bv} = 2\pi \sqrt{\frac{\gamma kT}{(\gamma - 1)M m_H g^2}}$$

where $\gamma = Cp/Cv$ - heat capacity ratio, k - Boltzmann constant, T - temperature, M - molecular mass, m_H - mass of hydrogen atom, g - acceleration of gravity. Spectral maxima for which $\tau < \tau_{ac}$ belong to acoustic modes (infrasound) and maxima for $\tau > \tau_{bv}$ belong to gravity modes.

In Fig. 3 values of temperature calculated from the experimental data at the height of 75 km are presented (blue dots). As it can be seen, they show a seasonal behavior of the temperature decreases from ~ 235 K in January to ~ 210 K in April and increases from ~ 210 K in October to ~ 270 K in December. It is worth to mention that the received temperature is the mean temperature for the two hour's time period taken for calculation and we refer it to the middle of the period i.e. to the time of a sunset.

4. Concusion

The method for definition of temperature in the lower ionosphere is presented. It uses the theory of acoustic-gravity waves and the empirical model of composition and temperature of the atmosphere (NRLMSISE-00) as well as the experimental data of the partial reflection method for calculation of the resonance atmosphere periods of oscillations: the acoustic cut-off period and the Brunt-Väisälä period. It gives the opportunity to estimate the temperature at the heights of the D-region of the ionosphere or at the heights of the mesosphere and the lower thermosphere. The first results show season dependence of the calculated temperature. For the point of observations (69.0N, 35.7E) a seasonal change in neutral temperature at the height of 75 km was obtained: temperature decreases from ~ 235 K in January to ~ 210 K in April and increases from ~ 210 K in October to ~ 270 K in December.



Figure 2. Spectral power density of the partially reflected ordinary wave at the height 75 km with the cut-off and the Brunt-Väisälä periods, filtered by the digital elliptical bandpass filter from the radio signal.



Figure 3. Temperature at the 75 km for different seasons of 2015.

References

Beer T. (1973) Supersonic generation of atmospheric waves. Nature. V. 242, N 5392. P. 34.

- Belrose J.S., Burke M.J. (1964) Study of the lower ionosphere using partial reflection. I. Experimental technique and methods of analysis. J. Geophys. Res. V. 69, № 13. P. 2799–2818.
- Chimonas G., Hines C.O. (1970) Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse. J. Geophys. Res. V. 75, N 4. P. 875.
- Coyne T.N.R., Belrose J.S. (1972) The diurnal and seasonal variation of electron densities in the midlatitude D region under quiet condition. *Radio Sci.* V.7, № 1. P. 163-174.
- Gardner F.F., Pawsey J.L. (1953) Study of the ionospheric D-region using partial reflections. J. Atmos. Terr. Phys. V. 3, № 6. P. 321–344.
- Herron T.J., Donn W.L. (1973) Diurnal variation of F-region waves. J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. P. 2163-2176.
- Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. The upper atmosphere in motion. Geophysical Monograph Series. 1974. Vol. 18. P. 248-328.

Knížová P.K., Mošna Z. (2011) Acoustic-Gravity Waves in the ionosphere During Solar Eclipse Events, [Acoustic Waves – From Microdevices to Helioseismology], InTech, P. 303-320.

Liu H., Lühr H., Watanabe S. (2009) A solar terminator wave in thermospheric wind and density simultaneously observed by CHAMP. *Geophys. Res. Let.* V. 36. L10109. doi:10.1029/2009GL038165.

Rees D., Roper R.G., Lloyd K.H., Low C.H. (1972) Determination of the structure of the atmosphere between 90 and 250 km by means of contaminant releases at Woomera, May 1968. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. A271, Is. 1218. P. 631-666. doi: 10.1098/rsta.1972.0030.

Sauli P., Roux S.G., Abry P., Boška J. (2007) Acoustic-gravity waves during solar eclipses: detection, characterization and modeling using wavelet transforms, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 69, N (17-18). P. 2465-2484.

Somsikov V.M. (2011). Solar terminator and dynamic phenomena in the atmosphere: A review. *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 51, Is.6. P. 707–719. doi: 10.1134/S0016793211060168.

Yeh K.C., Liu C.H. (1974) Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*. V. 12 (2). P. 193-216.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.152-155

TRIANGULATION OF AURORAL STRUCTURES IN BARENTSBURG, THE FIRST DATA OF THE SEASON 2018-2019

B.V. Kozelov, A.V. Roldugin, S.V. Pilgaev, V.F. Grigoriev

Polar Geophysical Institute, Murmansk-Apatity, Russia

Abstract. The precipitations of energetic electrons observed at the Spitsbergen latitude, which manifest themselves in the optical range as auroras, differ in their origin and morphology from the precipitations in other regions of the auroral zone. The electron energy determines the height of the auroral luminescence, which in the experiment can be determined from triangulation observations. In 2018, optical devices of the Polar Geophysical Institute on the Spitsbergen archipelago were supplemented with an additional camera. The camera is installed in the Barentsburg settlement, 4 km southern of the main optical pavilion and has a field of view of about 30 degrees. In patrol mode, the camera is directed to the zenith, which allows, together with the data of the all-sky camera, located in the main optical pavilion, to obtain information about the height of the observed structures of auroras in the vicinity of the zenith. The report contains the parameters of the optical system used for triangulation and examples of the registration of auroral structures.

Introduction

The aurora phenomenon is the most obvious manifest of the magnetosphere-ionosphere interaction. Statistically, the main region of aurora forms oval structure (auroral oval) and beyond this structure the aurora observations are less probable. The Barensburg observatory of Polar Geophysical Institute is located at 78°N and in the night time it typically placed inside the auroral oval. However, aurora during magnetospheric disturbances is usual event there and it observation is limited mainly by cloudiness of the sky.

The auroral structures observed at the latitudes of Barentsburg are corresponds to the poleward boundary of the auroral oval, and it typically contains more rayed structures produced by precipitated electrons. The characteristics of these particles precipitation in their spatio-temporal dynamics are not fully investigated.

Ground-based optical observation is the most informative source for study of the spatio-temporal dynamics of aurora. By triangulation of the aurora luminosity it is possible to estimate their altitude [1] and to deduce the energy of the precipitated particles [2]. However, the all-sky cameras (ASC), usually used for auroral observations, have large distortions and small spatial resolution. Location of the cameras at large distances complicates the structure identification needed for the triangulation.

Previously in [3] was reported the observational complex aimed at investigating spatial structure of the aurora, its scaling properties, and vertical distribution in the rayed forms. The precisely synchronized identical cameras were installed in auroral zone, in Apatity, with distance of 4 km between them, so the cameras can be used as a stereoscopic system for the triangulation.

In 2018, optical devices of the Polar Geophysical Institute on the Spitsbergen archipelago were supplemented with an additional camera. The camera is installed in the Barentsburg settlement, at 4 km distance of the main optical pavilion and has effective field of view about 30 degrees. In patrol mode, the camera is directed to the zenith, which allows, together with the data of the all-sky camera, located in the main optical pavilion, to obtain information about the height of the observed structures of auroras in the vicinity of the zenith. The report contains first examples of the registration of auroral structures by this optical system and results of their analysis.

Equipment and methods

The schema of optical observations in Barentsburg during the winter season 2018-2019 is shown in Fig.1. Here we use the data of all-sky camera (ASC) located in the main optical pavilion of PGI observatory and the data of auroral camera with narrow field of view (NAC), placed 4 km southern in the Barentsburg settlement. Both cameras based on cooled color RGB CMOS ZWO astro-cameras. ASC gives images of practically all sky of 274×390 pixels. The NAC registries in image of 450×350 pixels the sky region near zenith with effective field of view about 30 degrees. The time resolution is 1 frame per second for ASC and 1 frame per 2 seconds for NAC. The angular resolution of the

NAC is 0.0837 degrees (~5 angular seconds) per pixel. For the same region the ASC has angular resolution on factor 5.6 lower. All orientations, scaling factors and positions in the data images were obtained by stars.



Figure 1. Schema of optical observations in Barentsburg.

The auroral structures in the images were extracted by Sobel filtering [4, 5]. Technically, it is a discrete differentiation operator, computing an approximation of the gradient of the image intensity function. The Sobel operator is based on convolving the image I(x,y) with a small, separable, and integer-valued filter in the horizontal and vertical directions. Convolution is the process of adding each element of the image to its local neighbors, weighted by the kernel. These horizontal and vertical filters are:

$$X_{mask} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$
$$Y_{mask} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix}$$
(1)

Then the horizontal and vertical gradient approximations are

$$G_x = \text{convol} (I(x,y), X_{mask})$$

$$G_y = \text{convol} (I(x,y), Y_{mask}).$$
(2)

The *x*-coordinate is defined here as increasing in the "right"-direction, and the *y*-coordinate is defined as increasing in the "down"-direction. At each point in the image, the resulting gradient approximations can be combined to give the gradient magnitude and the gradient's direction:

$$A = \sqrt{G_x^2 + G_y^2}$$

$$\varphi = \operatorname{atan}\left(\frac{G_y}{G_x}\right) \tag{3}$$

By scaling the filter matrixes in both directions by s times we can analyze the gradients at larger scales (here s – spatial scale).

Examples of the data analysis

During evening on 8 February 2019, the magnetic activity started in Scandinavian sector after 19 UT, Fig. 2. However, the bright aurora structures were occurred in sky over Spitsbergen only after the auroral breakup and following poleward expansion after 21:30 UT. The weather conditions were well satisfied for aurora observations and we take several minutes of the data from Barentsburg's ASC and NAC for the analysis.

Fig. 3 presents an example of simultaneous images registered by ASC and NAC and their transformation according the method described above for spatial scale *s*=8. For visualization of the filtering results according (3) we use the following color representation: $(R,G,B)=(G_y,G_x,G_x)$. One can see that the spatial structures are well visually recognized in both images. The displacement of the structure found by best-fit correlation of the filtered images give us the estimation of the average altitude of the structure. In this case the best-fit displacement is 17 pixels that corresponds altitude ~160 km.

The precision of the method is limited mainly by the precision of the obtaining of the reference positions of the stars. Taking into account the sub-pixel approximation for ASC images and integration the information during several nights, we estimate the precision of the method as ± 2 pixels on NAC image.

Variation of the average altitude of the auroral structure over Barentsburg in the interval from 21:41 to 21:44 UT is shown in Fig. 4. The structures were sets of rayed arcs and individual rays. The average altitudes in the range 150-200 km are typical for such structures.

Discussion and conclusions

Triangulation with different fields of view and camera parameters is more complicated than with the same. The first conclusions from the processing of available data obtained in winter season 2018-2019 at Barentsburg observatory are:

1. Careful spatial reference is required for all-sky camera images. It is possible by accumulation of information about star positions during several successful nights.

2. It is necessary to check the coincidence of time for pairs of images. Some breaks of synchronization and lost frames were founded in the data set.

3. To match the observed structures, is necessary to use the same exposure times.

In general, the experience of such type of observation and



Figure 2. Magnetic and auroral activity in Scandinavian sector on evening 8 February 2019.

data analysis is successful. The typical average altitudes in the range 150-200 km are obtained for auroral structures contained of rayed arcs and individual rays. The algorithm of analysis should be improved to characterize the individual structure elements.

References

- 1. Störmer Carl, Rapport sur une expédition d'aurores boréales à Bossekop et Store Korsnes pendant le printemps de l'année 1913 // By. Kristiania, Geofysisk Publikationer, 1, No. 5, 1921. Pp. 269.
- 2. Ivanov V.E., Kozelov B.V. Transport of electron and proton-hydrogen fluxes in the Earth's atmosphere // Apatity: KSC RAS, 2001.- P.260 (in Russian).
- 3. 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., 1, 1–6, https://doi.org/10.5194/gi-1-1-2012, 2012.
- 4. Обработка и анализ изображений в задачах машинного зрения: курс лекций и практических занятий. М.: Физматкнига, 2010. 672 с.
- 5. https://en.wikipedia.org/wiki/Sobel_operator

Triangulation of auroral structures in Barentsburg, the first data of the season 2018-2019









Figure 3. An example of the auroral structure observed by Barentsburg's cameras on 8 February 2019, 21:41:11 UT: a – all-sky camera (ASC) image; b – narrow field of view camera (NAC); c – filtering of the auroral structure on central part of ASC image (scaled up 5.6 times); d - filtering of the auroral structure on NAC image.



Figure 4. Variation of the average altitude of the auroral structure over Barentsburg in the interval from 21:41 to 21:44 UT on 8 February 2019. The dotted lines correspond to ± 2 pixels errors in the obtained displacement.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.156-158

SOME CONVERGENCE ASPECTS OF A VARIATIONAL APPROACH IN THE IONOSPHERIC RAY TRACING PROBLEM

I.A. Nosikov, D.S. Kotova

West Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS, Kaliningrad, Russia, e-mails: igor.nosikov@gmail.com, darshu@ya.ru

Abstract. Optimization methods for point-to-point ionospheric ray tracing is discussed. Early it was shown that variational approach can be applied for point-to-point ray tracing using ionospheric models. One of the problems is automatic points control along the ray path to provide accurate convergence. This problem can be overcomes taking into account artificial spring forces acting between points along the ray path. The comparative analysis of the convergence and accuracy of direct ray tracing obtained by using variational principle are present in our investigation.

Introduction

There are two main approaches of the two point ionospheric ray tracing. The most popular approach is shooting method (homing-in) [1-3]. This approach consist of two parts: the first one is finding of direction of emission radio waves and the second is construction trajectory of radio path. But sometimes shooting method has serious disadvantages [4] which are associated high computational effort and the absence of methods for finding exact direction of radio waves emission. In the other hand, alternative approach is based on direct utilization on Fermat's principle [5]. The main idea is transforming initial trajectory to an optimal configuration, while its end-points are fixed in accordance to the boundary condition. According to the task of ionospheric ray tracing, early a variant of the direct approach has been developed. The statement of the ray tracing problem using direct variation method is presented by [6]. The calculations results discussed in [6] for different model media showed that the standard optimization method based on variational principle can lead to unsatisfactory results. In most cases it can be overcomes using the projection force which solve the problem of points down-sliding near the maximum of medium parameter. In the improved variational method, a chain of points which gives a discrete representation of the ray is brought to an optimal configuration by iterative, transverse displacements, while the endpoints of the path are kept fixed according with boundary condition. The main challenging problem of the method application in modeled ionosphere is automatic points control along the ray path to provide true convergence. This problem overcomes by adding spring forces between points along the ray path that was described by [7]. The goal of this paper is to demonstrate the main advantages of spring forces. The comparative analysis of the convergence and accuracy of two point ray tracing by direct variational principle are also present in current work.

Method

In terms of variational theory the functional of the ray path in isotropic medium is defined by

$$S[\gamma] = \int_{A}^{B} n(\vec{r}) \, dl. \tag{1}$$

Integration is performed along the curve γ , which joins boundary points $A \ B$; $n(\vec{r})$ — refractive indexes in each point of curve γ with $\vec{r} = (x, y, z)$; dl — the length of the element along γ . According with Fermat's principle the functional of the ray path must satisfies to the expression

$$\delta S = 0. \tag{2}$$

Simplify curve γ can be represented as a polygonal line joining *N* points in chosen space. Consequently we have a discrete representation of curve $\gamma = [\vec{r_1}, \vec{r_2}, ..., \vec{r_N}]$ while the end points *A* and *B* are keep fixed according with boundary condition. Thus the problem adduct to the problem of finding minimum of the functional. For compute calculation the integral (1) can be rewritten using trapezoidal or Simpson rule. The most of computational methods based on antigradient of objective function:

$$\mathbf{F} = -\nabla S = (\vec{F}^2, \vec{F}^3, \dots, \vec{F}^{N-1}).$$
(3)

However, the optimization methods can be improved by two procedures: force projection and elastic forces. The first one is described in detail in [7] and solve the problem of points down-sliding near the maximum of medium parameter. This approach is the base of variational methods performed for ionospheric ray tracing described in [6]. The second one is implementing of points interaction which extremely important for control of points distribution along the ray-path and described in [7]. These two approaches are the base of NEB method. According with NEB method the full force acting on each point *i* of the curve can be defined as

$$\vec{F}^{i} = \vec{F}_{\perp}^{i} + \vec{F}_{spring}^{i}.$$
(4)

Thus, the force on each point contains only the parallel component of the spring force, and perpendicular component of the true force.

Results

As discussed above application of variational method may lead to incorrect results, since in this case the results of the calculations depend on the initial sampling of ray-path. The example of such situation is shown on Fig. 1a. In this example the functional of refractive index has a simple parabolic form. Inhomogeneous distribution of points in initial sampling of ray-path leads to result which is not in an agreement with known analytical solution. To solve this problem, we include the elastic forces which acting between points along the path and consequently do not influence on optimization process. Fig 1b shows that the calculation results using the method converge to an analytical solution.



Figure 1. Simulation of the shortest ray-path for the parabolic layer of refractive index using only projected forces (a) and taking into account elastic forces (b) (discretization is equal to 27 point). The solid line shows the analytical solution, crosses - the initial location of the discretization points of ray-path; solid circles connected by dashed line - calculation results.

The convergence of optimization method with trapezoidal and Simpson rules is also investigated. It is shown on Fig. 2 (a, b) that for accurate ray tracing the Simpson rule is preferred. Calculation results for medium with parabolic layer shows that the optimization with high accuracy can receive using more than 10 points. Nevertheless the trapezoidal rule can be useful when the computational time is more important for the multiple calculations (fig. 2b).



Figure 2. Convergence of variational method in parabolic layer for path length (a) and iteration numbers (b). Gray solid line correspond to the Simpson rule of path approximation; black line – trapezoidal rule.

Conclusions

This work is devoted to solving some practical aspects associated with the application of the optimization method in modeled mediums. It was shown that variational method can effectively search solutions of the boundary problem of propagation HF radio waves if control of point's distribution along the ray path is present. Convergence of the optimization method was also discussed for the two path approximations: trapezoidal and Simpson's rules. Application of Simpson's approximation due to high accuracy and efficiency is more preferred.

Acknowledgments. This study was supported by Grants of President of Russian Federation for young scientists (MK-2584.2019.5).

References

- 1. Zaalov N.Y., Warrington E.M., Stocker A.J. (2003) A ray-tracing model to account for off–great circle HF propagation over northerly paths. *Radio Science*. V. 38 (3). P. 1052–1058.
- Blagoveshchensky D.V., Andreyev M.Yu., Mingalev V.S., Mingaleva G.I., Kalishin A.S. (2009) Physical and model interpretation of HF radio propagation on the St. Petersburg–Longyearbyen (Svalbard) path. *Advances in Space Research*. V. 43 (12). P. 1974–1985.
- 3. Kotova D.S. (2018) Algorithm of the three-dimensional shooting method based on a numerical model for HF radio waves propagation in the ionosphere. *Physics of Auroral Phenomena*. V. 41. P. 129-130 (in Russian).
- 4. Kalitkin N.N. (1978). Computational methods. M.: Science, P. 266 276 (in Russian).
- 5. Coleman C.J. (2011) Point-to-point ionospheric ray tracing by a direct variational method. *Radio Science*. V. 46. RS5016.
- 6. Nosikov I.A., Bessarab P.F., Klimenko M.V. (2016) Method of transverse displacements formulation for calculating the HF radio wave propagation paths. Statement of the problem and preliminary results. *Radiophysics and Quantum Electronics*. V. 59 (1). P. 1–12.
- 7. Jónsson H., Mills G., Jacobsen K.W. (1998) Nudged elastic band method for finding minimum energy paths of transitions. *In Classical and Quantum Dynamics in Condensed Phase Simulations. World Scientific.* P. 385–404.
- 8. Xu L., Henkelman G., Campbell C. T., Jónsson H. (2005) Small Pd Clusters, up to the Tetramer At Least, Are Highly Mobile on the MgO(100). *Surface Physical Review Letters*. V. 95. P. 146103.
- 9. Bessarab P.F., Uzdin V.M., Jónsson H. (2013) Effect of hydrogen adsorption on the magnetic properties of a surface nanocluster of iron. *Physical Review B*. V. 88. P. 214407.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.159-163

CLOUDS AND AEROSOL IN STRATOSPHERE AND MESOSPHERE: POLARIZATION ANALYSIS AND TRENDS IN THE BEGINNING OF 21st CENTURY

O.S. Ugolnikov, I.A. Maslov

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences e-mail: ougolnikov@gmail.com, imaslov@iki.rssi.ru

Abstract. The paper describes the polarization measurements of density and microphysical properties of stratospheric aerosol and noctilucent cloud particles and their relation with long-term trends of physical conditions of middle and upper atmosphere in a present time. It was shown that mean particle size of noctilucent cloud that directly defines its brightness and visibility increases in the case of mesopause drift to lower altitudes and expansion of the layer where water ice can be formed. This can explain the positive trend of cloud appearance rate in the case of zero temperature trend of mesopause. Stratospheric aerosol density shows the negative trend since 2011 to the summer of 2019, that is related with absence of medium and strong volcanic eruptions during this period. In late summer of 2019 upper troposphere and lower stratosphere were filled by aerosol possibly related with Raikoke volcano eruption on Kuril Islands in June 2019.

Mesospheric temperatures and noctilucent clouds

Increase of carbon dioxide in the atmosphere and greenhouse effect is now one of most actual problems of mankind. In the upper atmosphere where the density (total and of CO_2 in particular) is much lower, CO_2 can be optically thin in its infrared bands including the one at 15 µm, which is the basic for greenhouse effect and coincides with the range of maximal thermal emission of Earth. In this case the opposite effect can take place: shock excitation of CO_2 molecules in collision with other particles (mainly, with oxygen atoms) followed by their infrared emission leaving the atmosphere. This effect is called "radiative cooling" and can lead to temperature decrease of upper atmospheric layers [*Houghton*, 1970; *Roble and Dickinson*, 1989]. The process was actually detected [*Kokin and Lysenko*, 1994] and its value (that was overestimated as it was found later) reached -1K/year, about 50 times faster than global warming at the surface of the Earth!

More exact experimental and model analysis (for example, *Lübken et al.* [2013], Yuan et al. [2019]) gives the results depending of altitude and season, reaching about -0.2K/year in summer high-latitude mesosphere. It is known that fast upward air motion and adiabatic cooling makes this region coldest in atmosphere and entire Earth. Now the temperature can be as low as 130K or even less (see below). The reason of such trend is CO₂ which density increase there at 0.5% per year that is faster than in lower atmosphere [*Qian et al.*, 2017].

In a very beginning of 21st century the cooling of upper atmosphere had got slower. Models show that it can be related with stabilization of ozone content in stratosphere [*Akmaev et al.*, 2006; *Lübken et al.*, 2013]. In the same time the work of new missions on the atmospheric research had started. One of those is SABER (Sounding of the Atmosphere Using Broadband Emission Radiometry [*Russell et al.*, 1999]) instrument onboard TIMED (Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere, Energetics and Dynamics, NASA) satellite. Techniques used there allow building the temperature and gas density profiles with very good vertical resolution (about 0.4 km). As we can see in Fig. 1 built basing on SABER June-July data for vicinity of Moscow, negative temperature trend remains in 2002-2019 in most part of layers not only in mesosphere but also in stratosphere.

Trend disappears only near the mesopause, at altitudes 82-87 km. This is interesting since ice crystals can form noctilucent clouds at these altitudes in summer. They were not observed in mid-latitudes until late 19th century, but now they are usually seen in June and July. Their visually estimated occurrence rate confidently increased during 20th century [*Thomas and Olivero*, 2001].

During the second half of 20th century, when satellite observations of mesosphere had begun, perennial mesospheric clouds were found around the poles, the field was expanding from year to year [*DeLand et al.*, 2017]. However, as we spoke above, there is no noticeable trend of temperature in the cloud layer (82 km). This is seen in Figs. 1 and 2, the latter shows the mean June-July temperatures in the vicinity of Moscow ($\pm 3^{\circ}$ by latitude, $\pm 15^{\circ}$ by longitude) by TIMED/SABER [*Russell et al.*, 1999] and EOS Aura/MLS [Schwartz et al., 2008] satellite data together with results of twilight sky photometry and polarimetry [*Ugolnikov and Maslov*, 2013]. There is also no trend of H₂O by EOS Aura/MLS measurements at the same altitude. This contradiction and uncertainty of visual trends of cloud occurrence rate even led to conclusion that noctilucent clouds can not be used as display of mesosphere cooling [*Danilov*, 2012].



Figure 1. Profiles of mean June-July temperature and its trend in 2002-2019 in the vicinity of Moscow ($\pm 3^{\circ}$ by latitude, $\pm 15^{\circ}$ by longitude) by TIMED/SABER data. The layer of noctilucent cloud (NLC) is shown.



Figure 2. Mean June-July temperatures in 2002-2019 at 77 and 82 km in the vicinity of Moscow by SABER, MLS and twilight analysis. Absolute and mean minima and mean maximum in the layer 80-84 km by SABER data are also shown.

This problem can be solved if we measure not the cloud occurrence rate but physical characteristics, first of all, the mean particle size. This can help to find the principal factor for the appearance and brightness of clouds. For example, clouds in August 2015 and 2016 observed near the Polar Circle [*Ugolnikov et al.*, 2016, 2017] were so bright but consisted of small or moderate particles (the mean radius is not more than 30 nm), pointing to the large particle number and probable relation with Perseids meteor stream.

In a present time, the particle size is measured by lidar sounding and from geophysical rockets and satellites (see references in [Ugolnikov et al., 2016]). It can be also found by polarization analysis of clouds if they cover the major part of the sky, i.e. wide range of scattering angles. It can be done by use of wide-field polarization sky cameras. These were also used for temperature profile retrieval in mesosphere. The technique of cloud field separation and finding the polarization is described by Ugolnikov et al. [2016], Ugolnikov and Maslov [2019a].

Bright noctilucent clouds were observed in central Russia at June, 25-27, 2018. Fig. 3 shows the dependencies of cloud polarization on the scattering angle compared with the one of clouds at July, 5, 2015 and Rayleigh dependency for very small particles (curve 1). We can see the significant difference between 2018 and Rayleigh dependency. date Observational data is much closer to model curve 2 corresponding to mean particle size 70 nm [Ugolnikov and Maslov, 2019a].

It is known that light scattering properties of small particles sharply depend on their mean radius ($\sim r^6$).

Large particle size estimated by polarization analysis is well enough to explain the unusual brightness of clouds. This allowed rejection of hypothesis of large particle number and relation with Ozerki meteorite impact 300 km southwards from Moscow at June, 21, 2018.

To understand the possible reason of such particle growth, we have to look at thermal structure of mesosphere during those days. Here we should notice that widely used picture of mesosphere as a layer with monotonous temperature decrease to the minimum at mesopause is much simplified. Mesosphere is passed by the acoustical gravity waves originated in the lower atmosphere by non-uniform winds, cyclones and thunderstorms. These waves are seen as temperature variations in Fig. 4. Owing to this, temperature changes above and below the ice frost level that is also shown in this figure. This is the reason of visible wave-like structure of noctilucent clouds.

We see that temperature is often below the ice frost level, but clouds appear when these minima moves below "traditional" mesopause down to 80-82 km. This is related with larger density of water vapor. Shifting downwards through this cold and relatively humid layer, the ice particle can grow to radius 50 nm and more [*Rusch et al.*, 2017]. Owing to sharp dependence of scattering by radius the latter value is principle for visible cloud formation. This is seen

for temperature profile of bright cloud night of June, 25, 2018, when the frost layer was especially wide and its lower boundary shifted down to 78 km, lowest value for all profiles in Fig. 4.

This property removes the contradiction of trends of mesopause temperatures and noctilucent cloud occurrence rate. Although the summer temperature at 82 km is almost constant, it decreases below this layer (negative trends are seen for lower altitudes in Figs. 1 and 2) providing better conditions for large particle formation. This can be interpreted as shift of summer mesopause with constant temperature to lower layers with higher water vapor density. If this process continues, we may expect more often appearance of bright noctilucent clouds in summer night in future. However, we should remember that it is the reflection of increasing density of greenhouse gases in middle and upper atmosphere.

Volcanic and background stratospheric aerosol

Warming process of lower atmosphere during last two centuries was sometimes interrupted by short cooling periods. "The year without a summer" in Europe and North America in 1816 is a good example. It became clear in 20th century that the reason of such cooling is volcanic activity, in particular, Tambora eruption in 1815 [Humphreys, 1920]. It was obvious that cooling was caused not by volcanic ash that fell on Earth quite fast, but by other volcanicoriginated substance at higher altitudes expanding above the major part of the Earth.

First direct balloon measurements of stratospheric aerosol particles were conducted by *Junge et al.* [1961]. The chemical nature of the particles became clear 10 years later [*Rosen*, 1971], it is close to the clouds in the



Figure 3. Polarization of light scattered by noctilucent clouds for 2015 and 2018 observations. Model *curve 1* corresponds to Rayleigh scattering (small particles), model *curve 2* is for lognormal particle distribution with mean radius 70 nm and distribution width σ =1.4.



Figure 4. TIMED/SABER upper mesosphere temperature profiles in the vicinity of Moscow for 15-30 of June, 2018, compared with profile of NLC night in 2015. Ice frost temperature profile is calculated using empirical law by *Murphy and Koop* [2005].

atmosphere of Venus. Particles are the droplets of sulfur acid. Reflecting the solar emission, they reduce it at the surface of Earth, decreasing the temperature. This is often called "anti-greenhouse effect".

Occasionally, first decades of intensive balloon study of stratospheric research [*Deshler et al.*, 2003] were the epoch of major volcanic eruptions: Agung, El Chichon and finally Pinatubo, the strongest eruption of 20th century in 1991. Effect of each eruption lasted for about 5-6 years. During the short intervals in between, concentration of aerosol did not vanish, remaining on constant background level [*Deshler et al.*, 2006]. Detailed study of this background aerosol became possible since the very end of 20th century, with the relaxation of stratosphere after Pinatubo eruption.

During the first decade of 21st century, the optical depth of stratospheric aerosol had increased [Solomon et al., 2011]. Possible anthropogenic reasons of this was discussed. It could be related with the increase of industrial release of SO₂, especially in South-Eastern Asia [Lu et al., 2010]. Another possible source of sulfur in stratosphere is carbonyl sulfide OCS [Crutzen, 1976]. Antarctic ice analysis had shown that its concentration is above its pre-industrial value [Aydin et al., 2014].



Figure 5. Yearly averaged vertical optical depth of stratospheric aerosol above 15 km for the wavelength 540 nm by twilight analysis compared with total vertical depth of stratospheric aerosol reviewed by *Kremser et al.* [2016].



Figure 6. Profiles of ratio of aerosol and Rayleigh extinction in stratosphere averaged by volcanically quiet period until June 2019 and in the morning twilights of September, 2019.

However, there were some doubts on the anthropogenic nature of stratospheric aerosol increase in 2000s [*Neely et al.*, 2013]. The natural reason could be the moderate volcanic activity in a very beginning of 21st century, including the eruptions of Tavurvur, Kasatochi, Sarychev peak, Eyjafjallajökull, and Nabro. Following decade turned out to be more volcanically-quiet, and trend analysis of stratospheric aerosol can give the answer on this question.

Since the beginning of 2010s, different techniques of aerosol analysis (balloon, remote lidar and satellite sounding) had shown the decrease of optical depth of stratospheric aerosol [Ridley et al., 2014, Kremser et al., 2016]. Polarization all-sky measurements started in 2011 can be also used for the detection and analysis of stratospheric aerosol scattering, the method is described by Ugolnikov and Maslov [2019b]. Fig. 5 shows the yearly averaged values of stratospheric aerosol optical depth above 15 km at 540 nm compared with data reviewed by Kremser et al. [2016] for close wavelength. We see good agreement (with some offset of twilight data owing to boundary of integration above the tropopause, 15 km) and negative trend confirming the optimistic resume of Neely et al. [2013].

Data of 2019 in Fig. 5 is averaged on a first half of the year, until the end of June. Following was the effect of "purple light" during the twilight, that is typical for postvolcanic periods with increased aerosol level. Possible reason was Raikoke eruption at Kuril Islands in June Unfortunately, 2019. bad weather conditions in summer 2019 in central Russia restricted the value of observational data. However, we have

obtained two aerosol profiles in morning twilights of September, 10 and 12. Fig. 6 shows the profiles of "aerosol to Rayleigh" extinction ratio for these twilights compared with average profile of 2011-2019 dates. Enhancement of aerosol extinction is significant, however, it is maximal in troposphere, at altitudes about 10 km, possibly expanding to lower stratosphere (note that Fig. 6 shows the ratio of aerosol and Rayleigh extinction, the Rayleigh value at 10 km is about twice of the one at 15 km). This result is visually confirmed by contrast shadows of vapor trail of plains on a purple twilight background observed in autumn 2019. So, the effect is mainly tropospheric, and additional check is needed to confirm its coupling with Raikoke volcano.

References

Akmaev, R. A., V.I. Fomichev, and X. Zhu (2006). Impact of middle atmospheric composition changes on greenhouse cooling in the upper atmosphere. J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 68, 1879–1889.

Aydin, M., T. J. Fudge, K.R. Verhulst, M.R. Nicewonger, E.D. Waddington, E.S. Saltzman (2014). Carbonyl sulfide hydrolysis in Antarctic ice cores and an atmospheric history for the last 8000 years. Journal of Geophysical Research, 119, 8500–8514.

Crutzen, P. J. (1976). The possible importance of CSO for the sulfate layer of the stratosphere. Geophysical Research Letters, 3, 73–76.

Danilov, A.D. (2012). Long-term trends in upper atmosphere and ionosphere (review). Geomagnetism and Aeronomy, 52, 291-312 (in Russian).

- DeLand, M.T., E.P. Shettle, G.E. Thomas, J.J. Olivero (2007). Latitude-dependent long-term variations in polar mesospheric clouds from SBUV version 3 PMC data. J. Geophys. Res., 112, D10315.
- Junge, C. E., C.W. Changnon, J.E. Manson (1961). Stratospheric aerosols. Journal of Meteorology, 18, 81-108.
- Deshler, T., M.E. Hervig, D.J. Hofmann, J.M. Rosen, J.B. Liley (2003). Thirty years of in situ stratospheric aerosol size distribution measurements from Laramie, Wyoming (41°N), using balloon-borne instruments. Journal of Geophysical Research, 108(D5), 4167-4179.
- Deshler, T., R. Anderson-Sprecher, H. Jäger, J. Barnes, D.J. Hofmann, B. Clemesha, D. Simonich, M. Osborn, R.G. Grainger, S. Godin-Beekmann (2006). Trends in the nonvolcanic component of stratospheric aerosol over the period 1971-2004. Journal of Geophysical Research, 111, D01201.
- Humphreys, W. J. (1920). Physics of the Air. Philadelphia: Pub. for the Franklin Institute of the State of Pennsylvania by J.B. Lippincott company.
- Houghton, J.T. (1970). Absorption and emission by carbon dioxide in the mesosphere. Quarterly journal of the Royal Meteorological Society, 96, 767-770.
- Kokin, G.A., E.V. Lysenko (1994). On temperature trends of the atmosphere from rocket and radiosonde data. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 56, 1035–1040.
- Kremser, S., et al. (2016). Stratospheric aerosol Observations, processes, and impact on climate. Reviews of Geophysics, 54, 278–335.
- Lu, Z., D. G. Streets, Q. Zhang, S. Wang, G. R. Carmichael, Y. F. Cheng, C. Wei, M. Chin, T. Diehl, Q. Tan (2010). Sulfur dioxide emissions in China and sulfur trends in East Asia since 2000. Atmos. Chem. Phys., 10, 6311–6331.
- Lübken, F.-J., U. Berger, G. Baumgarten (2013). Temperature trends in the midlatitude summer mesosphere. J. Geophys. Res. Atmos., 118, 13347-13360.
- Murphy, D.M., T. Koop (2005). Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications, Quart. J. Royal Meterol. Soc., 131, 1539–1565.
- Neely, R. R. III, O.B. Toon, S. Solomon, J.-P. Vernier, C. Alvarez, J.P. Thayer (2013). Recent anthropogenic increases in SO2 from Asia have minimal impact on stratospheric aerosol. Geophys. Res. Lett., 40, 999–1004.
- Ridley, D. A., et al. (2014). Total volcanic stratospheric aerosol optical depths and implications for global climate change. Geophys. Res. Lett., 41, 7763–7769.
- Roble, R. G., R. E. Dickinson (1989). How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? Geophys. Res. Lett., 16, 1441-1444.

Rosen, J. M. (1971). The boiling point of stratospheric aerosols. Journal of Applied Meteorology, 10, 1044–1046.

- Rusch, D., G. Thomas, A. Merkel, J. Olivero, A. Chandran, J. Lumpe, J. Carstans, C. Randall, S. Bailey, J. Russell III (2017). Large ice particles associated with small ice water content observed by AIM CIPS imagery of polar mesospheric clouds: evidence for microphysical coupling with small-scale dynamics. J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 162, 97-105.
- Russell, J.M. III, M.G. Mlynczak, L.L. Gordley, J. Tansock, R. Esplin (1999). An overview of the SABER experiment and preliminary calibration results. Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 3756, 277-288.
- Schwartz, M.J., et al. (2008). Validation of the Aura Microwave Limb Sounder temperature and geopotential height measurements. J. Geophys. Res., 113, D15S11.
- Solomon, S., J.S. Daniel, R.R. Neely III, J.-P. Vernier, E.G. Dutton, L.W. Thomason (2011). The persistently variable "background" stratospheric aerosol layer and global climate change. Science, 333, 866–870.
- Thomas, G.E., J. Olivero (2001). Noctilucent clouds as the possible indicators of global change in the mesosphere. Adv. Space Res., 28, 937–946.
- Qian, L., J. Laštovička, R.G. Roble, S.C. Solomon (2017). Progress in observations and simulations of global change in the upper atmosphere. Journal of Geophysical Research, 116, A00H03.
- Ugolnikov, O.S., I.A. Maslov (2013). Summer mesosphere temperature distribution from wide-angle polarization measurements of the twilight sky. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 105-106, 8-14.
- Ugolnikov, O.S., I.A. Maslov, B.V. Kozelov, J.M. Dlugach (2016). Noctilucent cloud polarimetry: Twilight measurements in a wide range of scattering angles. Planetary and Space Science, 125, 105–113.
- Ugolnikov, O.S., A.A. Galkin, S.V. Pilgaev, A.V. Roldugin (2017). Noctilucent Cloud Particle Size Determination based on Multi-Wavelength All-Sky Analysis. Planetary and Space Science, 146, 10–19.
- Ugolnikov, O.S., I.A. Maslov (2019a). Polarization analysis and probable origin of bright noctilucent clouds with large particles in June 2018. Planetary and Space Science (in press).
- Ugolnikov, O.S., I.A. Maslov, (2019b). Optical depth and altitude profiles of stratospheric aerosol based on multi-year polarization measurements of the twilight sky. Journal of Aerosol Science, 127, 93-101.
- Yuan, T., S. C. Solomon, C.-Y. She, D. A. Krueger and H.-L. Liu (2019). The long-term trends of nocturnal mesopause temperature and altitude revealed by Na lidar observations between 1990 and 2018 at mid-latitude. J. Geophys. Res. Atmos., 124, 5970-5980.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.164-167

FAST VARIATIONS OF THE UPPER ATMOSPHERE AIRGLOW DUE TO THE METEORS AND HUMAN ACTIVITY

R.V. Vasilyev¹, A.B. Beletsky¹, M.V. Eselevich¹, K.I. Ivanov², E.S. Komarova², A.V. Mikhalev¹, A.V. Podlesny¹, S.V. Podlesny¹

¹Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS ²Irkutsk state university, Physical department

Abstract. We report about recent researches of the long-lived meteor trails at the mesopause region and artificial increasing of the red airglow in the thermosphere due to the spacecraft engine activation. Observing with all-sky cameras show that the events appear as a spot or ring of the enhanced glow with diameter of hundreds of kilometers and have a lifetime from several minutes till tens of minutes. The phenomena appear at different height levels and have a different origin, whereas the dynamic in temporal and spatial domain as observed on the ground are similar. The data obtained can conclude that both phenomena have the same nature - influence of meteor matter or satellite engine products on the chemical reactions in the upper atmosphere. Statistics and stereoscopy of the events can give us the possibility to separate and control the moments of the satellite engine operations and perform the additional investigations of the mesopause region.

Introduction

Long-lived meteor trails rarely observed by the photographic cameras and attract the high interest of researchers as they appear. The physical nature of the airglow lasting till one hour after the meteor blast is still exactly unknown. The multispectral observations of the 17 minutes trail by CCD device [Clemesha et. al., 2001] get the serious doubts about an earlier suggestion that the infrared light from long-lived meteor trails corresponds to emissions from molecular oxygen excited by the Chapman mechanism. [Kelly et. al., 2000] using simultaneous LIDAR and optical observations show the sodium emission enhancement in the lingering meteor trail but based on [Chapman et. al., 1939; Chapman et. al., 1956; Baggaley et. al., 1977; Baggaley et. al., 1981] conclude that although the catalytic sodium reaction chain with the ozone does occur in the lingering trail phenomenon, the 589 nm line is too weak to explain the total light intensity. At the initial phase the meteoroid produces very wide spectra dominantly contain metallic lines, but with significant part of the ultraviolet radiation [Abe et. al., 2004]. And it obviously that the blasting meteors provide the ionization is proportional to the optical brightness as reported by the simultaneous radar and camera observations of [Michell, 2010]. The spacecraft which are switch on the engines produce events similar with the long lived meteor trails. But in contrast with the sodium enhancement they are increase the red airglow with 630 nm wavelength (atomic oxygen, 1D – 3P transition) in the thermosphere [Mendillo et al., 1975]. In spite of the amount of products released by the spacecraft in thermosphere can be small (8-9 kg) in the work (Beletsky et. al., 2016; Mikhalev et. al., 2016] was shown that the brightness of such event is enough in order to be detectable with the groundbased CCD device. The duration of the bright spot, it expansion in angular size and lifetime was similar with the longlasting meteor trails. In this work we describe and make re-analyses of some events recently detected in the geophysical observatories of Institute of solar-terrestrial physics SB RAS.

Long-lived meteor trail

Long-lived meteor trail observations was made at the ISTP SB RAS Geophysical Observatory (GPhO) (52° N, 103° E), located in the Tunka valley (the village of Tory) in the south of Eastern Siberia and at ISTP SB RAS Sayan Solar Observatory (SSO) near the village of Mondy (51.6° N, 100.9° E). In this study, we have used observations made with all-sky cameras, fine spectrograph based on Fabry-Perot etalon and by an ionosonde of vertical and oblique sounding of the ionosphere by chirp signals. The all-sky KEO Sentinel camera placed in GPhO is designed to record the spatiotemporal dynamics of 630 nm emission intensity (180-300 km spontaneous emission heights). The half-width of the interference filter is ~2 nm. The viewing direction is zenith, the field of view is 145° , and the exposure time is 60 s [*http://atmos.iszf.irk.ru/ru/data/keo*]. The AllSky-340 camera with placed in SSO has a 640×480 CCD receiver Kodak KAI-340, fisheye lens with a focal length of 4 mm and a focal ratio of 1:4, which ensures an angular field of view of $185^{\circ} \times 145^{\circ}$. The scale of image in zenith is 18 arcmin/pix. The typical exposure in the nighttime is 60 s, the interval between successive frames is 140 s. Cameras placed apart each other by 150 km distance. The Fabry–Perot interferometer is designed to measure atmospheric temperature and wind speed in an altitude range 80-300 km. The measurement technique in this research was based on recording the Doppler shift and Doppler broadening of 557.7 nm airglow line.



Figure 1. See description in the text.

R.V. Vasilyev et al.

During the observations, we scan a part of the celestial sphere to restore the complete wind velocity vector as well as to estimate the atmospheric temperature gradient in an area with linear dimensions of several hundred kilometers. Details of the operation can be found in [Vasilyev et. al., 2017]. The Ionosonde-MS operates in the chirp sounding network of ISTP SB RAS. Transmitters of the network are located near Usolye Sibirskoye (point Usolye), Norilsk, Khabarovsk, and Magadan. Besides receiving oblique and near-vertical sounding signals from the network transmitters. the Ionosonde-MS performs vertical ionospheric sounding everv minute [http://depl.iszf.irk.ru/CHIRP ionogrames]. The meteor was blasted over at the atmosphere near the observatories at November 18, 2017 at 22:23 UT. The results of observation one can see in Fig. 1. The upper raw of the figure contain two images, left from SSO and right from GPhO about 10 minutes after the blast. The meteor trail looks like a horseshoe shape enhanced airglow. Middle pallets exhibit the dynamic of the trace at SSO (left) and GPhO (right) from 22:23 UT to 23:00 UT. The total observation time was about 40 minutes. The RGB channels of SSO all-ksy placed down next give us the bright vellow trail which apparently is due to sodium emission as come from [Kellv et. al., 2000; Clemesha et. al., 2001]. The bottom part of Fig. 1 contains the ionosonde data at 22:25, 22:28 and 22:31 UT. The trace is present here as sporadic layer lasting significantly less than optical trace - less than 10 minutes. In the work (Ivanov et. al., 2019) was defined the vertical position -86-91 km. and velocity -320 ± 20 m/sec of the lasting meteor trail observed. The probability to have such a wind speed at the height obtained is low. The FPI at the 557.7 nm emission height (about 95 km) measured the wind speed as 70 m/ces. The [Vasilyev et. al., 2018] work show that wind is only slightly changed in speed a nd direction for 89 and 95 height levels. The direction of the wind measured (green arrow in the fig. 1) is opposite the trail movement. The observed facts allow to suppose that the trail movement in this case is not due to the wind, but possibly is due to the circular shock-wave propagation. The asymmetric brightness can be explained by the passing of airglow activation threshold whiles the wave going opposite the wind.



Figure 2. *Upper line* – sequence of all-sky KEO Sentinel snapshots during "Radar-Progres" experiment April 4 2017. Time of snapshots (left-to-right) 13:24:31, 13:25:02, 13:25:33, 13:26:04 UT engine activation at 13:24 UT. *Lower line* – AZT-33IK data during "Radar-Progres" experiment June 27-31 2017. *Left* – emission of engine products parallel to the LOS, *right* – emission perpendicular to the LOS, both just after about 10 seconds after engine activation.

Progress-m spacecraft engine activation

The active experiments with emissions of the spacecraft "Progress-M" engine products were performed many times. Main goals of the experiments were to evaluate the influence of spacecraft engine work on the radio wave propagation near the spacecraft. To understand the chemical process responsible for the charged component variation the different optical means were involved. The optical emissions were observed using telescopes of SSO [*Eselevich et. al.*, 2016] and all-sky cameras of GPhO [*Mikhalev et. al.*, 2016, *Beletsky et. al.*, 2016] but non-simultaneously because the weather conditions. In the described space experiment sessions, optical signals were registered using the wide-field optoelectronic system installed in the AZT-33IK telescope. The wide-field visible-range optoelectronic system consists of a PDNK lens and a CCD camera VS-CTT-423, which are fixed on the mount of the telescope. Some parameters of the system: field of view -0.1° ; pixel scale -0.9 arcsec / pixel; spectral range -7.7-9.5 um; CCD-sensor size -320×256 pixels; pixel size -30×30 µm; exposure time -15-700 µs; cooling up to 77 K (liquid nitrogen).

Fig. 2 contain some results of the observations. One can see, that in the time second and sub-second time domain the shape of engine products emission rather different. The bright shapes in telescope data are produced by the ice particles due to emission of non-burned fuel [*Eselevich et. al.*, 2016], while the airglow enhancement in minutes time domain observed by all-sky camera is due to the increasing of 630 nm airglow line due to the chemical reactions with the exhaust products [*Mikhalev et. al.*, 2016; *Beletsky et. al.*, 2016]. The electron density at the increasing of the airglow is decreasing [*Shpynev et. al.*, 2017] and additionally authors first examined observations of plasma temperature variations, as well as an interesting and little-studied effect of formation of the region with high positive hydrogen ions content in place of the ionization "hole". The resulting irregularity of ion composition has a much longer lifetime than the ionization "hole" (over half an hour). This can be used for modeling to estimate rates of chemical reactions occurring at different ionospheric heights and require detailed analysis of the chemical reactions involved in the phenomena needed.

Conclusion

The both observed phenomena are similar in optical signs while they are appearing at different altitudes. The lifetime of the optical events appears in the thermosphere are lower in compare with the events in mesosphere, but not so much, so they may be mixed up in observations without spectrophotometry and without radiophysical support. If the stereoscopy technique will available the exact distinguishing will be possible, but the effectivity of the observational system will be low due to the weather conditions. Detailed analysis of the chemical reactions involved in the phenomena needed is required.

Acknowledgements. The work was supported by RFBR grant No. 17-05-00492 and by the program of the Presidium of the Russian Academy of Sciences No. 56 "Fundamental foundations of breakthrough technologies in the interests of national security". Astrometric processing of observations of meteor trails was carried out under Project No. 3.9620.2017/BCh within the basic part of the state task. This work is based on data from the optical complex of the Center for Common Use "Angara".

References

- Abe S., Ebizuka N., Murayama H., Ohtsuka K., Sugimoto S., Yamamoto M.-Y., Yano H., Watanabe J.-I., Borovička J. Video and photographic spectroscopy of 1998 and 2001 Leonid persistent trains from 300 to 930 nm, Earth, Moon and Planets, 95 (1-4), pp. 265-277, 2004. DOI: 10.1007/s11038-005-9031-0
- 2. Baggaley W.J. Sodium emission in persistent meteor trains, Nature, 267, 376, 1977.
- 3. Baggaley W.J. The source of enduring meteor train luminosity, Nature, 289, 530, 1981.
- Beletsky A.B., Mikhalev A.V., Khakhinov V.V., Lebedev V.P. Optical effects produced by running onboard engines of lowearth-orbit spacecraft, Solnechno-Zemnaya Fizika, V.2, no. 4, pp. 85-91, 2016. https://doi.org/10.12737/21169
- 5. Chapman S. Notes on atmospheric sodium, Astrophys. J., 90, 309-316, 1939.
- 6. Chapman S. Note on persistent meteor trails, in The Airglow and the Aurorae. A. Dalgorno and E. B. Armst1rong, eds., pp. 204-205. NY: Pergamon Press, 1956.
- 7. Clemesha B.R., De Medeiros A.F., Gobbi D., Takahashi H., Batista P.P., Taylor M.J. Multiple wavelength optical observations of a long-lived meteor trail, Geophysical Research Letters, 28 (14), pp. 2779-2782, 2001. DOI: 10.1029/2000GL012605
- Eselevich M.V., Khakhinov V.V., Klunko E.V. Parameters of optical signals registered with the AZT-33IK telescope in active Radar–Progress space experiment, Solnechno-Zemnaya Fizika, V.2, no. 3, pp. 24-32, 2016. https://doi.org/10.12737/20494
- 9. Ivanov K.I., Komarova E.S., Vasilyev R.V., Eselevich M.V., Mikhalev A.V. Meteor trail drift research based on baseline observations, Solnechno-Zemnaya Fizika, V.5, no. 1, pp. 100-106, 2019. https://doi.org/10.12737/szf-51201911
- Kelley M.C., Gardner C., Drummond J., Armstrong T., Liu A., Chu X., Papen G., Kruschwitz C., Loughmiller P., Grime B., Engelman J. First observations of long-lived meteor trains with resonance lidar and other optical instruments, Geophysical Research Letters, 27 (13), pp. 1811-1814, 2000. DOI: 10.1029/1999GL011175
- Mendillo M.J., Hawkins G.S., Klobuchar J.A. A sudden vanishing of the ionospheric F region due to the launch of Skaylab, J. Geophys. Res., V. 80, N. 16, P. 2217–2218, 1975.
- 12. Michell R.G. Simultaneous optical and radar measurements of meteors using the Poker Flat Incoherent Scatter Radar, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 72 (16), pp. 1212-1220, 2010. DOI: 10.1016/j.jastp.2010.08.001
- Mikhalev A.V., Khakhinov V.V., Beletskii A.B., Lebedev V.P. Optical effects of the operation of the onboard engine of the *Progress M-17M* spacecraft at thermospheric heights, Cosmic Res., 54, 105, 2016. https://doi.org/10.1134/S0010952516020039
- 14. Shpynev B.G., Alsatkin S.S., Khakhinov V.V., Lebedev V.P. Investigating the ionosphere response to exhaust products of "Progress" cargo spacecraft engines on the basis of Irkutsk Incoherent Scatter Radar data, Solnechno-Zemnaya Fizika, V.3, no. 1, pp. 88-96, 2017. https://doi.org/10.12737/22812
- Vasilyev R.V., Artamonov M.F., Beletsky A.B., Zherebtsov G.A., Medvedeva I.V., Mikhalev A.V., Syrenova T.E. Registering upper atmosphere parameters in East Siberia with Fabry-Perot interferometer KEO Scientific "Arinae", Solar-Terrestrial Physics, V. 3(3), p. 61-75, 2017. https://doi.org/10.12737/stp-33201707
- Vasilyev R.V., Artamonov M.F., Merzlyakov E.G. Comparative statistical analysis of neutral wind in mid-latitude mesosphere / lower thermosphere based on meteor radar and Fabry-Perot interferometer data, Solar-Terrestrial Physics, V. 4(2), p. 49-57, 2018. https://doi.org/10.12737/stp-42201808



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.168-171

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВАРИАЦИЙ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

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

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. Обсуждаются процессы релаксации электронно-возбужденных состояний молекулярного кислорода в атмосфере Земли на высотах свечения ночного неба, где вследствие диссоциации O_2 солнечным УФ- излучением наблюдаются достаточно высокие концентрации атомарного кислорода. Рассматриваются различия значений интегральной светимости возбуждённого кислорода O_2^* для состояний $O_2^*(A^3\Sigma_u^+, \nu)$ и $O_2^*(A^{13}\Delta_u, \nu)$.

1. Введение

Хорошо известно, что в верхней атмосфере Земли эффективно протекает процесс диссоциации молекулярного кислорода О₂ солнечным УФ излучением (λ < 240 нм)

$$O_2 + hv \rightarrow O + O.$$

Фотодиссоциация O_2 приводит к образованию заметных концентраций атомарного кислорода O на высотах более 80 км, с максимумом на высотах около 95-100 км. В тройных столкновениях в атмосфере, в реакции $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$, (2)

с участием атома и молекулы кислорода (где M – означает молекулы азота или кислорода) 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 распределения концентрации атомарного кислорода [O] для различных месяцев года для условий низкой (a) (F=75, 1976 и 1986 г.г.) и высокой (б) (F=203, 1980 и 1981 г.г.) солнечной активности, восстановленные согласно [1] по данным измерений интенсивности эмиссии 557.7 нм атомарного кислорода на средних широтах (область Звенигорода). Видно, что в течение года происходит значительное изменение как формы распределений концентрации, так и положения максимума концентрации атомарного кислорода, что уже отмечалось ранее в [2]. Увеличение солнечной активности приводит к росту концентрации [O] в максимуме слоя и опускание его нижней границы, что также указывалось в [3].



Рисунок 1. Высотные распределения концентраций атомарного кислорода [O] для различных месяцев года на средних широтах Земли согласно [1]. 1, 2, 3, 4 – соответственно, январь, апрель, июль, октябрь. (*a*) (F=75), (*b*) (F=203).

На рис. 2а представлены высотные распределения концентрации атомарного кислорода [O] в северных тропиках (23°N), полученные из орбитальных наблюдений спектрометром OSIRIS [9] в 2005 году около 19:00 LT для сентября-октября 2005 г. (1), включая дни осеннего равноденствия, а также для декабря-января 2005–2006 г.г. (2). Из рис. 2а видно, что максимальные значения концентраций атомарного кислорода, которые приходятся на высоты около 95 км, увеличиваются в осенние месяцы. На рис. 2б приведены ночные распределения для модели суточных вариаций концентрации О, предложенной авторами [10], в экваториальном регионе для августа (1) и апреля (2) при 00:00 LT. Из рис. 2б видно, что концентрации атомарного кислорода в августе приблизительно в 2.3 раза ниже, чем в апреле. Максимум [O] приходится на высоты 93–94 км.



Рисунок 2. Высотные распределения концентраций атомарного кислорода [O]: (*a*) – в северных тропиках Земли, согласно [9] (1– сентябрь-октябрь; 2–декабрь-январь); (*б*) – для модели суточных вариаций, согласно [10] (1– август, 2– апрель).

Индикатором наличия кислорода в атмосфере Земли является ночное свечение различных полос молекулы O₂. Особенно выделяются широкий спектр полос Герцберга I в диапазоне 300–450 нм (в данной работе рассмотрен переход $A^{3}\Sigma_{u}^{+}(v=6)\rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v=3))$ и присутствие полос Чемберлена в диапазоне 240–440 нм. В данной работе рассмотрен переход $A^{'3}\Delta_{u}(v=6)\rightarrow a^{1}\Delta_{g}(v=3))$, где $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ и $A^{'3}\Delta_{u}$ – два электронно-возбужденных состояния Герцберга, а $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$ и $a^{1}\Delta_{g}$ – основное и синглетное состояния молекулы O₂.

Цель данной работы – рассчитать на основе имеющихся оценок концентраций атомарного кислорода в области мезопаузы и нижней термосферы Земли вариации объёмных и интегральных интенсивностей ночного свечения полос электронно-возбужденного молекулярного кислорода O_2^* для различных географических широт и сезонов в условиях высокой и низкой солнечной активности.



Рисунок 3. Рассчитанные высотные распределения объёмной интенсивности излучения для различных месяцев года на средних широтах Земли. 1,2,3,4 – соответственно, январь, апрель, июль, октябрь.

2. Свечение ночного неба Земли

Наличие молекулярного кислорода чётко прослеживается в спектрах свечения ночного неба Земли. Еще в начале 60-х годов прошлого века в этих спектрах были обнаружены полосы Герцберга I [4]. Дальнейшие измерения спектров ночного неба [5] также указали на присутствие свечения полос Чемберлена.

В настоящей работе рассчитаны профили высотного распределения концентраций возбуждённого кислорода O_2^* для состояний $O_2^*(A^3\Sigma_u^+, v)$ и $O_2^*(A'^3\Delta_u, v)$ на высотах верхней атмосферы. Значения объёмной (volume) интенсивности излучения рассчитаны по формуле:

$$I_{vol}(cm^{-3}c^{-1}) = [O_2^{*}]A,$$
 (3)

где [O₂^{*}] (см⁻³) - рассчитанная концентрация возбуждённого кислорода в зависимости от высоты [6,7], А (с⁻¹)

О.В. Антоненко и др.

- вероятность спонтанного излучения для данного энергетического уровня (коэффициент Эйнштейна) [8].

На рис. 3 приведены результаты расчётов объёмных интенсивностей эмиссий, соответствующих переходам $A^{3}\Sigma_{u}^{+}(v=6) \rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v=3)$, (а, в) и $A^{\prime3}\Delta_{u}(v=6) \rightarrow a^{1}\Delta_{g}(v=3)$, (б, г) для условий низкой (F=75, 1976 и 1986 г.г.) (а, б) и высокой (F=203, 1980 и 1981 г.г.) (в, г) солнечной активности на средних широтах Земли.

Аналогично, на рис. 4 приведены результаты расчётов для переходов $A^{3}\Sigma_{u}^{+}(v=6) \rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v=3)$ (а) и $A^{i3}\Delta_{u}(v=6) \rightarrow a^{1}\Delta_{g}(v=3)$ (б) для области экватора. Во всех расчетах используется константа скорости реакции рекомбинации при тройном столкновении (3) в зависимости от средней температуры атмосферы (*T*): $K = 6 \cdot 10^{-34} \cdot (300/T)^{2.3}$ [1].



Рисунок 4. Рассчитанные высотные распределения объёмной интенсивности излучения для различных месяцев года в экваториальной области Земли. 1, 2, 3, 4 – соответственно, август, декабрь-январь, сентябрь-октябрь, апрель.

В таблицах 1 и 2 приведены значения интегральной (column) светимости $I_{col}(cm^{-2}c^{-1})$ возбуждённого кислорода O_2^* для эмиссий, связанных с излучательными переходами $A^3\Sigma_u^+(v=6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v=3)$ и $A'^3\Delta_u(v=6) \rightarrow a^1\Delta_g(v=3)$, которые рассчитаны по формуле (3):

$$I_{col} = \int [O_2^*(h)] \cdot A dh,$$

(4)

где $[O_2^*(h)]$ – рассчитанные концентрации возбуждённого кислорода [6,7] на высоте *h*, A (c⁻¹) – вероятность спонтанного излучения (коэффициент Эйнштейна) [8], *dh* = 0.5 км.

Таблица 1 (F=75)

переход $A^3\Sigma_u^+(v=6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v=3)$				переход A' ³ Δ_u (v=6) \rightarrow a ¹ Δ_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	

Таблица 2 (F=203)

переход $A^3\Sigma_u^+(v=6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v=3)$				переход 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	

Аналогично в табл. 3 приведены рассчитанные значения интегральных светимостей возбуждённого кислорода O₂*(A³Σ_u⁺) и O₂*(A³Δ_u) для экваториальной области Земли.

Таблица З

переход $A^{3}\Sigma_{u}^{+}(v=6) \rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}(v=3)$				переход A' ³ Δ_u (v=6) \rightarrow a ¹ Δ_g (v=3)				
сентябрь-	- декабрь- апрель август		сентябрь- декабрь-		апрель	август		
октябрь	январь			октябрь	январь			
2.37E+07	1.24E+07	5.11E+07	1.14E+07	7.60E+06	3.98E+06	1.64E+07	3.66E+06	

Из представленных таблиц видно, что соотношение значений интегральной интенсивности излучения для полос Герцберга I (переход $A^{3}\Sigma_{u}^{+} \rightarrow X^{3}\Sigma_{g}^{-}$) и Чемберлена (переход $A^{'3}\Delta_{u} \rightarrow a^{1}\Delta_{g}$) соответствует соотношению значений, приведенных авторами экспериментальных измерений: Бродфута [5], Слэнджера: "...the total Chamberlain band intensity is 40% that of Herzberg I..." [11].

4. Заключение

В результате экспериментальных наблюдений спектров полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба Земли [4,5,11] обнаружен широкий спектр полос Герцберга I и Чемберлена. В настоящей работе проведены расчеты профилей высотных распределений объёмных интенсивностей излучения возбуждённого

кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+,v)$ (переход $A^3\Sigma_u^+(v=6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v=3)$) и $O_2^*(A'^3\Delta_u,v)$ (переход $A'^3\Delta_u(v=6) \rightarrow a^1\Delta_g(v=3)$) и получены значения интегральных светимостей полос молекулярного кислорода для указанных переходов на высотах свечения ночного неба в верхней атмосфере Земли.

Показано, что объемные и интегральные интенсивности свечения полос Герцберга I и Чемберлена сильно зависят от содержания атомарного кислорода в верхней атмосфере Земли. Кроме того, показано, что соотношение рассчитанных значений интегральных интенсивностей излучения для полос Герцберга I и Чемберлена соответствует соотношению значений, представленных авторами экспериментальных измерений: Бродфута [5] и Слэнджера [11].

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. 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.
- 3. 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.
- 4. Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.I. Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 E. // Planetary and Space Science, 1962, v. 9, № 12, p. 883-915.
- 5. Broadfoot A.L., Bellaire P.J., Jr. Bridging the gap between ground-based and space-based observations of the night airglow // Journal of Geophysical Research, 1999, v. 104, № A8, p. 17127-17138.
- 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, с. 118-121.
- 7. 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.
- 8. Bates D.R. Oxygen band system transition arrays. // Planetary and Space Science, 1986, v. 37, № 7, p. 881-887.
- 9. Sheese P.E., McDade I.C., Gattinger R.L., Llewellyn E.J. Atomic oxygen densities retrieved from Optical Spectrograph and Infrared Imaging //Journal of Geophysical Research (Atmospheres), 2011, v. 116.
- Gattinger R.L., Kyrola E., Boone C.D., Evans W.F.J., Walker K.A., McDade I.C., Bernath P.F., 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.
- Slanger T.G., Copeland R.A. Energetic Oxygen in the Upper Atmosphere and the Laboratory // Chem. Rev., 2003, v. 103, p. 4731-4765.

"Physics of Auroral Phenomena", Proc. XLII Annual Seminar, Apatity, pp. 172-175, 2019 © Polar Geophysical Institute, 2019



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.172-175

ПОЗИЦИОНИРОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СУБАВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ЛЧМ КВ РАДАРА БИСТАТИЧЕСКОЙ КОНФИГУРАЦИИ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 22-23 ИЮНЯ 2015 г.

Г.Г. Вертоградов¹, В.П. Урядов², М.С. Скляревский¹, Ф.И. Выборнов²

¹ЮФУ, г. Ростов-на-Дону

²НИРФИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород

Аннотация. Представлены результаты наблюдений аномальных сигналов с помощью ЛЧМ ионозондарадиопеленгатора во время магнитной бури 22-23 июня 2015г. на трассе Кипр – Ростов-на-Дону. На основе моделирования показано, что диффузные сигналы с большими задержками, регистрируемые на частотах выше МНЧ прямого сигнала через *F*-слой ионосферы, обусловлены рассеянием радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях субавроральной ионосферы локализованных в окрестности южной границы аврорального овала.

Введение

Известно, что рассеяние радиоволн на ионосферных неоднородностях приводит к образованию аномальных сигналов, присутствие которых снижает эффективность функционирования радиоэлектронных систем различного назначения. Для прогнозирования распространения радиоволн и обеспечения эффективной работы радиоэлектронных систем в условиях приема аномальных сигналов важную роль играет позиционирование неоднородных структур, ответственных за появление таких сигналов.

Чтобы разобраться в сложной картине ионосферного распространения коротких радиоволн на трассах различной протяженности и ориентации в различных гелиогеофизических условиях необходим инструмент способный измерять ключевые характеристики ионосферного КВ канала (ДЧХ, АЧХ и УЧХ) всех мод распространения, в том числе аномальных сигналов. Инструментом, позволяющим в реальном времени измерять все характеристики ионосферного канала во всем диапазоне частот прохождения КВ сигналов, является ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор, с помощью которого получены новые научные результаты в области физики ионосферы и распространения радиоволн [1].

В докладе представлены результаты использования ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора применительно к позиционированию мелкомасштабных неоднородностей субавроральной ионосферы, ответственных за аномальные (рассеянные) сигналы во время магнитной бури 22-23 июня 2015 г., зарегистрированных на среднеширотной трассе Кипр – Ростов-на-Дону.

Результаты наблюдений и моделирования

Магнитная буря началась в 18:00 UT 21 июня 2015 г. с резкого возрастания индекса Dst, начальная фаза магнитной бури продолжалась примерно до 14:00 UT 22 июня 2015 г. Далее с резкого уменьшения Dst началась главная фаза магнитной бури, которая продолжалась до 05:00 UT 23 июня 2015 г., когда индекс Dst достиг минимального значения -204 нТл. Затем началась фаза восстановления бури, продолжавшаяся в течение нескольких дней, вплоть до 30 июня 2015 г. (см. рис. 1а).

На рис. 16 показан временной ход Вz-компоненты межпланетного магнитного поля (ММП), южное направление которой определяет поступление энергии солнечного ветра внутрь магнитосферы посредством механизма пересоединения. Как видно из рисунка в 18:00UT 22 июня уровень компоненты Вz резко изменился с 0 до – 30 нТл. По данным спутника АСЕ в это же время произошел скачок скорости солнечного ветра с 370 до 680 км/с. Далее, как видно из рис. 16 имел место колебательный процесс с резкой сменой знака Вz с южного на северное направление и обратно.

На фазе восстановления магнитной бури произошло несколько магнитосферных суббурь, хорошо коррелируемых с авроральным индексом АЕ (рис. 1в). Во время магнитной бури максимальные значения индекса Кр принимали значения 5÷8 с 15:00 UT 22 июня до 15:00 UT 23 июня и значения 5÷6 во время суббури с 06:00 UT 25 июня.

Отрицательная фаза бури и сопровождающее ее усиление поглощения радиоволн оказали негативное влияние на ионосферный канал, приведя к сокращению диапазона частот прохождения радиоволн, деградации ионосферного канала, вплоть до блэкаута [2].

Во время магнитной бури ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор зарегистрировал на трассе Кипр – Ростов-на-Дону аномальные диффузные сигналы с большими задержками ~20-25 мс и азимутами ~20-30°, значительно отличающимися от азимута угла прихода прямого сигнала 203°, распространяющегося по дуге большого круга между передатчиком и приемником. На рис. 2 показан пример работы пеленгатора во время главной фазы магнитной бури в 02:30 UT 23 июня. Из рисунка видно, что на частотах ~8-11,5 МГц с задержками ~24-25 и 16-20 мс наблюдаются диффузные сигналы РС1 и РС2. Углы места изменяются в пределах ~13-30° Амплитуда аномальных сигналов на 40-50 дБ меньше амплитуды прямого сигнала, распространяющегося через спорадический слой Еs.



Рисунок 1. Индексы Dst, Bz и AE во время магнитной бури в июне 2015 г.

По результатам измерений ДЧХ и УЧХ мы провели позиционирование областей ионосферы, ответственных за аномальные сигналы. Результаты моделирования в виде проекции на географическую карту местоположения этих областей ионосферы показаны на рис. 3. Из рисунка видно, что указанная область занимает обширный регион ~200 км по широте и ~700 км по долготе для сигнала PC2 и ~ 200×300 км для сигнала PC1. Геомагнитные широты этих областей составляют значения ~59-60°N и ~61°N соответственно. Мы полагаем, что диффузные сигналы PC1 и PC2 обусловлены рассеянием радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях высокоширотной ионосферы в области высыпания заряженных частиц, южная граница которой смещается во время магнитной бури на субавроральные и даже на средние широты. Чтобы определить положение рассеивающих неоднородностей по высоте: от 120 км (*E*-слой) до 450 км (*F*-слой). В расчетах использовались две модели ионосферы: параболическая модель и модель IRI-2012.

1. Параболическая модель

Наиболее простое моделирование выполняется для параболической модели ионосферы. Параметры параболы взяты по результатам вертикального зондирования в ИЗМИРАНе (DPS-4, Москва): высота максимума слоя $h_mF_2 = 261$ км; полутолщина слоя $y_mF_2 = 153.7$ км; критическая частота $f_0F_2 = 3.7$ МГц.

Конечно, модель проста, однако летом пространственное распределение ионизации в полночь меняется несильно.

Моделирование выполнено по традиционной схеме [3]. Расчеты ракурсного рассеяния выполнены для единичного объема с координатами проекции его центра на поверхность Земли (64°N, 75°E) для сигнала PC1 и (63°N, 55°E) для сигнала PC2. По высоте положение точки рассеяния варьировалось в широких пределах: от 120 км до 450 км с шагом 1 км. Считалось, что реализуется ракурсное рассеяние на трассе Кипр – область рассеяния (OP) – Ростов-на-Дону, если в точке рассеяния выполняется условие ракурсности с точностью 0.5 градуса. По мере увеличения частоты сначала проверялось возможность рассеяния на волне обыкновенной поляризации. Затем, когда рассеяние прекращалось, проверялось рассеяние на волне необыкновенной поляризации.

В результате моделирования установлено, что рассеяние для сигнала PC1 зафиксировано в области частот 8-10 МГц, для сигнала PC2 – в области частот 8-14 МГц. Область рассеяния находилась в *F*-слое ионосферы. Причем распространение происходило прямыми лучами на обоих участках трассы Кипр – ОР и ОР – Ростов без промежуточного отражения от Земли.

Характеристики рассеянных сигналов приведены в таблице 1 для различных частот. Здесь h_{OP} – высота области рассеяния, τ – задержка рассеянного сигнала на трассе Кипр – OP – Ростов, Δ – угол места прихода волны в пункте приема Ростов-на-Дону. Рассеянный сигнал всегда попадает в Ростов прямым сигналом без отражения от Земли. Это обстоятельство связано с меньшей рефракцией в ионосфере, когда в модели ионосферы не учитывается *E*-слой.



Рисунок 2. ДЧХ (*a*), АЧХ (*б*) и УЧХ (*в* – угол места, град.; *г* – азимут, град.) на трассе Кипр – Ростов-на-Дону. 02:30UT 23.06.2015 г. РС1 и РС2 – рассеянные сигналы.



Рисунок 3. Проекция на поверхность Земли месторасположения областей ионосферы, ответственных за рассеянные сигналы PC1 и PC2 для сеанса зондирования 02:30UT 23.06.2015 г.

2. Модель ионосферы IRI-2012

Использовалась модель IRI-2012, для которой уровень солнечной активности принят равным 10. Модель корректировалась по B3 станции ИЗМИРАН. Использовались данные, которые приведены выше: критическая частота $f_0F_2 = 3.7$ МГц, высота максимума $h_mF_2 = 261$ км. Результаты моделирования приведены в табл. 2. Следует отметить, что с данными эксперимента согласуются не только задержки рассеянного сигнала, но и углы места его прихода в пункт приема. Область рассеяния находится в *F*-слое ионосферы. На высотах ниже 120 км по результатам моделирования рассеяние не реализуется. Отметим, что в данном случае сигнал попадает в Ростов-на-Дону с однократным отражением от земли как на участке Кипр–ОР, так и на участке ОР–Ростов-на-Дону. Это обстоятельство связано с повышенной рефракцией в ионосфере, когда учитывается слой *E*.

Позиционирование мелкомасштабных неоднородностей субавроральной ионосферы

				Таблица 1	Таблица 2				
	Параболич	неская модел	њ с коррекц	ией	Модель ионосферы IRI-2012				
		по дані	ным ВЗ						
Область	<i>f</i> ,	$h_{OP,}$	τ,	Δ,	<i>f</i> ,	h _{OP} ,	τ,	Δ,	
рассеяния	ΜΓц	КМ	мс	град.	ΜГц	КМ	мс	град.	
PC1	8	210	26.7	23.0	8	130	24.9	12.8	
	9	196	25.8	18.5	9	150	24.9	11.8	
	10	179	25.2	13.9	10	180	25.1	11.8	
PC2	8	305	21.0	23.1	8	200	20.5	20.5	
	9	313	20.4	19.1	9	296	20.5	20.0	
	10	317	20.0	15.8	10	303	20.3	17.8	
	12	321	19.5	10.7					
	14	322	19.1	7.0					

Выводы

По данным ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора проведено позиционирование мелкомасштабных неоднородностей субавроральной ионосферы, ответственных за появление диффузных сигналов с большими задержками на трассе Кипр – Ростов-на-Дону во время магнитной бури 22-23 июня 2015 г. Согласно данным DMSP (Space Weather Prediction Center, *www.sec.noaa.gov*) положение областей с мелкомасштабными неоднородностями совпадают с зоной высыпания заряженных частиц вблизи южной границы аврорального овала.

По результатам моделирования с использованием, как параболической модели, так и модели IRI-2012 показано, что область рассеяния расположена в *F*-слое ионосферы. Причем, по данным на частотах больше 9 МГц для сигнала PC2 область рассеяния расположена выше максимума слоя *F*₂. Для модели IRI-2012 область рассеяния, ответственная за сигнал PC1, находится в переходной области между *E* и *F* слоями.

Благодарности. Авторы благодарят сервисную службу World Data Center for Geomagnetism (Kyoto, Japan) за возможность получения данных по индексам *D*st, AE и сервисную службу Space Weather Prediction Center (USA) за возможность получения данных спутника ACE по параметрам солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Работа В.П. Урядова и Ф.И. Выборнова выполнена при финансовой поддержке базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (шифр 3.7939.2017/8.9).

Список литературы

- 1. Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Вертоградов В.Г. и др. Ионозонд-радиопеленгатор с линейной частотной модуляцией сигнала новый инструмент для исследований ионосферы и распространения радиоволн // Изв. Вузов. Радиофизика. 2013. Т.56, №5. С. 287-306.
- 2. Урядов В.П., Колчев А.А., Выборнов Ф.И., Шумаев В.В., Егошин И.А. Ионосферные эффекты магнитной бури и двух рентгеновских вспышек в период летнего солнцестояния 2015 г. по данным наклонного зондирования // Труды XXV Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн», Томск, 4-9 июля 2016. Т. 2. С. 225-228.
- 3. Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Вертоградов В.Г. и др. Скорость дрейфа мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей по данным многочастотного доплеровского КВ радара. 1. Метод расчета и его аппаратная реализация // Изв. Вузов. Радиофизика. 2015. Т.58, №5. С. 339-351.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.176-179

ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТЕ 30 МГц В ОБСЕРВАТОРИИ «ЛОВОЗЕРО»

В.И. Косолапенко¹, А.А. Галкин¹, С.А. Иванов²

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия ²Гидрометеорологическая станция «Ловозеро»

Аннотация. Дано краткое описание риометра (антенны и приемной аппаратуры), предназначенного для измерения поглощения космического радиошума на частоте 30 МГц, установленного в геофизической обсерватории «Ловозеро» ПГИ (67.97N, 35.01E). Предложен оригинальный метод определения суточного хода уровня космического радиошума для так называемых «спокойных дней» (дни с отсутствием помех и значительного поглощения). На основании этого метода реализована компьютерная программа для вычисления уровня поглощения космического излучения.

Введение

Радиошумы внеземного происхождения в широком диапазоне частот попадают на верхнюю границу ионосферы Земли. Вариации мощности космического радиошума, наблюдаемые на земной поверхности, в основном определяются изменением поглощения в слое D ионосферы Земли. При изучении поглощения применяются специальные радиоприемники для непрерывного измерения мощности космического радиошума, называемые риометрами. Сигнал на выходе риометра зависит от частоты, диаграммы направленности приемной антенны и области небесной сферы на которую она направлена. Принцип работы риометра основан на сравнении излучения, принимаемого антенной, с излучением шумового диода. Риометр был изобретен американскими геофизиками Лейнбахом и Чиверсом в пятидесятые годы и используется на десятках станций, преимущественно в высоких широтах. Риометры обычно работают в диапазоне 15–50 МГц (наиболее часто используемая частота 30 МГц).

При проведении риометрических наблюдений, уровень мощности космического радиошума в дни с отсутствием помех и значительного риометрического поглощения (т.н. «спокойные дни»), принимается (для каждого звездного времени в точке измерения) в качестве отсчета, с которым сравнивается измеряемая величина радиошума и оценивается вклад ионосферы в поглощение. В данной работе предлагается новый, на наш взгляд, подход к определению фонового уровня космического радиошума основанный на аппроксимации суточной зависимости уровня мощности для спокойного дня синусоидальной функцией.

Аппаратура

Риометр, используемый в обсерватории Ловозеро, изготовлен компанией La Jolla Sciences, California. Блоксхему и технические характеристики риометра можно посмотреть по ссылке [1]. В качестве приемной антенны была применена антенна типа двойной диполь. Диаграммы направленности такой антенны в Е и Н- плоскостях одинаковы и равны 60°. Подробное описание и чертежи антенны можно найти в [2].

Первичная обработка данных

Исходные данные риометра в обсерватории Ловозеро представляю собой суточные зависимости мощности космического радиошума. Эти зависимости могут содержать в себе результаты воздействия различных факторов как естественного (суточные вариации фонового излучения, поглощение) так и антропогенного (радиопомехи, неисправности приемной аппаратуры) происхождения.

Поскольку помехи, наблюдаемые в значительной части данных, являются мешающим фактором для анализа данных в программу обработки данных была введена процедура фильтрации. В настоящее время используется фильтр скользящего среднего по 300-м значениям.

Суточный ход

Очевидно, что если антенна риометра направлена в зенит, то область небесной сферы, на которую она направлена, в течение суток меняется из-за вращения Земли вокруг своей оси. Сидерический день - промежуток времени, в течение которого Земля совершает один полный оборот вокруг своей оси. Он равен 23 часам 56 минутам 4,09054 секундам. Угловая скорость вращения $\Omega = 0.262516$ рад/час. В результате формируется суточный ход мощности космического радиошума. В течение года его вид будет меняться из-за обращения Земли вокруг Солнца. Сидерический год- промежуток времени, в течение которого Земля

совершает вокруг Солнца полный оборот относительно звёзд. Для полного оборота по орбите на 2π Земле требуется около 365.2564 суток. Угловая скорость вращения ω=0.01720рад/сутки.

Первичный просмотр данных показал, что суточный ход регистрируемой мощности космического радиошума в обсерватории Ловозеро (68.01N, 35.01E) в спокойные дни имеет ярко выраженный синусоидальный характер рис. 1.



Рисунок 1. Суточный ход регистрируемой мощности космического радиошума и поглощения в обсерватории Ловозеро в спокойный день 22.12.2018.

Здесь уместно привести сравнение с расчетной оценкой относительного суточного изменения принимаемой мощности космического радиошума. На рис. 2, взятом из работы [3], слева показана температура шума неба, измеренная на частоте 30 МГц в горизонтальной топоцентрической системе координат с центром на северном полюсе [4], справа - расчетная принимаемая мощность на 70° с.ш. для антенн с различными углами раскрытия. Видно, что для антенны с углом раскрытия 30° расчетная принимаемая мощность для сидерического дня имеет такой же характер, как и экспериментальные данные. При этом суточное отношение практически одинаково (1.38 расчет и 1.34 эксперимент).





Синий круг — суточное движение приемной антенны размещенной на 70°N Красные круги представляют антенны с углами раскрытия от ±5 до ±30° Принимаемая мощность на 70°N в течении сидерического дня для различных углов раскрытия антенны

Рисунок 2. Слева - температура шума неба, измеренная на частоте 30 МГц [4], справа - расчетная принимаемая мощность на 70° с.ш. для антенн с различными углами раскрытия [3].
В.И. Косолапенко и др.

Было решено аппроксимировать суточную зависимость функцией

$$P_i = P_0 \cdot \sin(\Omega \cdot t_i + \phi_0) + P_{cp} \tag{1}$$

Здесь: *P_i* -регистрируемая мощность космического радиошума;

Ро -амплитуда суточных вариаций мощности космического радиошума;

 Ω -угловая скорость вращения Земли вокруг своей оси ($\Omega = 0.262516$ рад/час);

*t*_{*i*} -текущее время;

φ₀ -угол, определяющий положение Земли относительно Солнца (меняется в зависимости от дня года);

*P*_{cp} -средний за сутки уровень мощности космического радиошума;

Для анализа поведения амплитуды и начальной фазы аппроксимирующей функции за длительный период времени был организован каталог спокойных дней. Для каждого из спокойных дней определялись величины P_0, ϕ_0, P_{cp} .

Анализ экспериментальных данных за период декабрь 2017 по сентябрь 2018 показал, что фаза меняется линейно и скорость ее изменения примерно равна 0.0172 рад, что соответствует угловой скорости вращения Земли вокруг Солнца. Линейная аппроксимация зависимости ϕ_0 позволяет убрать из уравнения (1) неизвестное значение ϕ_0 , заменяя ее значением, определенным из графика.

Вычисление поглощения

Конечным этапом процедуры обработки данных риометра является вычисление суточной зависимости поглощения. Поглощение вычисляется по формуле

$$A_i(dB) = 10 \log \frac{(P_i - c_0)}{(P_{0i} - c_0)};$$

Здесь: Р_i -регистрируемая мощность космического радиошума;

*P*_{0*i*} -фоновая мощность космического радиошума;

со -нулевой уровень калибровки (собственные шумы приемника).

Фоновая мощность может быть вычислена непосредственно из анализируемой суточной зависимости, когда на суточной зависимости есть спокойный участок (минимум 4 часа). Тогда для вычисления поглощения достаточно знания нулевого уровня калибровки. Начальная фаза суточных вариаций ϕ_0 при этом определяется из графика линейной аппроксимации зависимости ϕ_0 для спокойных дней. Когда на суточной зависимости невозможно найти спокойного участка необходимо взять амплитуды P_0 и P_{cp} из ближайшего спокойного дня и с учетом калибровки определить фоновую суточную зависимость для данного дня. Такой случай для 28.12.2018 показан на рис. 3. В левом верхнем углу рисунка приведена аппроксимирующая функция за спокойный день 22.12.2018. Нижняя кривая синего цвета показывает суточный ход поглощения.



Рисунок 3. Суточный ход регистрируемой мощности космического радиошума и поглощения в обсерватории Ловозеро 28.12.2018.

Заключение

Существует значительное количество методов определения суточного хода уровня космического радиошума для так называемых «спокойных дней» [5-7]. Практически все они основаны на сложных вычислениях с использованием больших массивов данных (от нескольких десятков дней до года и больше). Предлагаемый

нами метод отличается своей простотой и легкостью реализации, при этом в большинстве случаев дает хорошие результаты.

Литература

- 1. http://www.lajollasciences.com
- Mohammed A. Mohammed, Kamal M. Abood, Amjad A. Alsawad: Setup and Operation of New Radio Jove Telescope 20.1 MHz at Baghdad University Location, Iraqi Journal of Science, Special Issue, Part B, pp. 441-452, 2016
- 3. Friedrich M.: All you should know about riometers, 2nd HEPPA Conference, Boulder, October 6th, 2009
- 4. Cane H.V.: A 30 MHz map of the whole sky, Aust.J. Phys., 31, pp. 561-565, 1978
- Krishnaswamy S., Detrick D.L., and Rosenberg T.J.: The Inflection Point Method of Determining Riometer Quiet Day Curves, Radio Sci., Vol. 20, No. 1, pp. 123–136, 1985
- Moro J., Denardini C.M., Correia E., Abdu M.A., Schuch N.J., and Makita K.: A comparison of two different techniques for deriving the quiet day curve from SARINET riometer data, Ann. Geophys., 30, pp. 1159–1168, 2012
- 7. Harrich M., Friedrich M., Marple S.R., and Torkar K.M: The background absorption at high latitudes Radio Science, 1, pp. 325–327, 2003



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.180-182

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В *D*-ОБЛАСТИ НА РАДАРЕ ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ ВО ВРЕМЯ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ

В.К. Ролдугин, Б.В. Козелов, С.М. Черняков, А.В. Ролдугин

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. Рассмотрено поведение электронной концентрации в *D*-слое по данным радара частичных отражений в Туманном во время появления над ним серебристых облаков 15 августа 2015. Спустя 35 минут после их появления расчётные данные электронной концентрации на высотах 77 – 85 км показали её увеличение. Высказывается предположение о неприменимости методики расчёта при наличии серебристых облаков. Явление сопровождалось вспышками кратковременных, длительностью 1-2 минуты, и быстро движущихся сияний на широте г. Апатиты.

Введение

15 августа 2015 над Кольским полуостровом наблюдались серебристые облака (СО). Погодные условия для оптических наблюдений были хорошие, и СО регистрировались фотоаппаратом с наблюдательной точки в городе Апатиты и ТВ камерой всего неба на апатитском геофизическом полигоне, расположенном в 4 км от города. За время 19ч 02м – 20ч 56м *UT* фотоаппаратом было сделано 372 снимка неба. Визуально СО наблюдались примерно с 20ч 30м, в 22ч 08м визуальные и фотографические наблюдения были прекращены. По телевизионным снимкам были построены проекции СО на землю при предположении их высоты 80 км.



Рисунок 1. Вариации плотности электронов на разных высотах, рассчитанные по данным радара частичных отражений в Туманном за 15 августа 2015г.

В это время в обс. Туманный работал радар частичных отражений (РЧО) на частоте 2.66 МГц, который регистрирует амплитуды частично отражённых обыкновенной и необыкновенной волн на высотах от 50 до 90 км с временным разрешением 1 мин и высотным 0.5 км. По значениям амплитуд обыкновенной и волны необыкновенной РЧО стандартным образом, см. [Беликович и др., 2004], определяется электронная концентрация на высотах от 50 до 125 КМ.

В литературе отмечается, что серебристые облака часто сопровождаются отражением на радиопередатчиках в диапазоне частот десятков – сотен мегагерц. Это явление называется PMSE полярное мезосферное отражение, ему посвящена обширная литература. Оно появляется в летний период на высотах между 80 и 90 км, при понижении температуры в мезосфере. Оно отмечалось и на рассматриваемом здесь радаре В Туманном, см. [Власков и Боголюбов, 1998] и [Ролдугин и др., 2018]. Связь PMSE с серебристыми облаками, однако, неидеальна – бывают серебристые облака без РМЅЕ, и наоборот. На большую разницу в физике обоих явлений указывалось в работах К вопросу об определении электронной концентрации в D-области на радаре частичных отражений во время серебристых облаков

[*Kirkwood et al.*, 2002, 2010]. Поэтому представляется интересным рассмотреть совместное появление обоих явлений в нашем случае в деталях.



Рисунок 2. *Верхний ряд*: фотографии серебристых облаков по наблюдениям из Апатитов, время указано. Слева в кружке отмечена высота 85 км над Туманным. *Нижний ряд*: для тех же моментов проекции ТВ-снимков на карту. Полоса на нижнем кадре слева – сияние.

Данные

Усиление амплитуды отражённого сигнала РЧО приходится на 20ч 30м UT, когда начались фотографические наблюдения, и *PMSE* продолжалось всю ночь. По значениям амплитуд обыкновенной и необыкновенной волны были рассчитаны значения плотности электронов *Ne* в *D*-области, и их временные хода представлены на рис. 1 для высот от 75 до 91 км. Видно, что вариации электронной концентрации были чрезвычайно изменчивы как по времени, так и по высоте, но можно отметить, что на высоте 87 км повышение *Ne* произошло в 21ч 02м *UT*, а ниже оно появляется лишь с 21ч 15м *UT*. Судя по фотографиям, серебристые облака в 20ч 30м были, но в это время их форму можно определить как флёр, т.е. почти однородное свечение больших участков неба, которое для неопытного наблюдателя незаметно. Структурированные формы появляются около 20ч 51м, когда незначительное повышение *Ne* можно заметить лишь на 87 км. Момент явного увеличения электронной концентрации на низких высотах в 21ч 15м, см. рис. 1, совпадает с появлением более сложных форм серебристых облаков, когда наблюдаются как бы два направления в ориентации линейных форм.

На рис. 2 наверху показаны фотографии неба для моментов 20ч 51м и 21ч 15м. Точкой в кружке отмечено положение диаграммы РЧО на высоте 85 км для наблюдателя из Апатитов. Она видна под азимутом 331° и углом места 22°. Внизу показаны рассчитанные проекции телевизионных снимков на землю для тех же моментов. Как видно из рис. 1, до 21ч 15м повышения электронной концентрации в мезосфере не наблюдалось, хотя серебристые облака, как хорошо видно как по фотографиям, так и по ТВ снимкам, находились в поле диаграммы антенны. По данным апатитской камеры всего неба, они попадают в «поле зрения» радара уже в 20ч 40м.

Отметим, что СО сопровождались кратковременными, быстропеременными, но слабыми, полярными сияниями на пироте Апатитов и южнее. Моменты таких сияний 20ч 42м, 21ч 12м, 21ч 16м и 21ч 26м. На рис. 3 представлены вариации магнитного поля в обс. Ловозеро. Эти моменты отмечены вертикальными линиями. На рисунке видно, что в эти моменты в магнитном поле на фоне отрицательной бухты наблюдаются кратковременные пички. В *H*-компоненте они отрицательные величиной 50 – 100 нT, а в Z-компоненте три отрицательные, а один в 21ч 12м положительный, что указывает, что ток тогда располагался к северу от Ловозера.



Рисунок 3. Магнитограммы Ловозера за 15.08.2015. *Вертикальным пунктиром* отмечены моменты появления сияний на широте Ловозера.

Обсуждение результатов

При рассмотрении рис. 1 вызывает недоумение повышение электронной концентрации по данным РЧО на уровнях CO. Во-первых, неясен механизм ионообразования в условиях серебристых облаков, при том, что высокая скорость рекомбинации на этих высотах требует высокой скорости ионизации. Во-вторых, серебристые облака над радаром появились с 20ч 40м, а появление заметной ионизации на высотах 85 – 77 км начинается лишь с 21ч 15м, т.е. 35 минут спустя. Наше мнение по этому поводу следующее.

В работе [Roldugin et. al, 2000] были проанализированы данные радара EISCAT в Тромсё во время расположения над ним CO. Радар показал завеломо несостоятельные величины электронной концентрации на высоте *D*-области - около 10¹¹ эл/см³. Причиной является, по всей видимости, методика расчёта концентрации, основанная на определённых физических предположениях 0 некогерентном характере рассеяния зондирующего импульса радара, которые к отражению от СО неприменимы. Мы полагаем, что аналогично неприменима также и методика расчёта электронной концентрации по

соотношению амплитуд обыкновенной и необыкновенной волны РЧО в случае СО, и получаемая по ней электронная концентрация в *D*-области не является истинной.

Серебристые облака и полярные сияния физически разные явления, и трудно ожидать непосредственной связи между ними. Тем не менее, в некоторых работах, например [Kirkwood et al., 2010], указывается, что амплитуда *PMSE* зависит от электронной концентрации в слое *D*. Поэтому появление в нашем случае странных, кратковременных в 1-2 минуты и весьма подвижных сияний, возможно, сказалось на развитии серебристых облаков. Полагаем, что этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Список литературы.

Беликович В.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е. Исследование ионосферы методом частичных отражений // Геомагнетизм и аэрономия. Т.44. № 2. С. 189-194. 2004.

- Власков В.А., Боголюбов А.А. Наблюдение полярных летних мезосферных отражений с помощью радара частичных отражений // Вестник МГТУ. Т.1. № 2. С. 3-22. 1998.
- Ролдугин В.К., Черняков В.К., Ролдугин А.В., Оглоблина А.В. Вариации полярных летних мезосферных отражений во время появления неоднородностей серебристых облаков // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 325-331, 2018.
- Kirkwood S., Barabash V., Brändström B.U.E., Moström A., Stebel K., Mitchell N., Hocking W. Noctilucent clouds, PMSE and 5-day planetary waves: A case study // Geophys. Res. Letters. V. 29. № 10. P. 50. doi 10.1029/2001GL014022. 2002.
- Kirkwood S., Hervig M., Belova E., Osepian A. Quantitative relation between PMSE and ice mass density // Ann. Geophys. V. 28. № 6. P.1333-1343. 2010.
- Roldugin V.C., Kirkwood S., Maltsev Yu.P., Galakhov A.A. EISCAT radar reflection from the vicinity of a noctilucent cloud // Phys. and Chem. of Earth (B). V.25. № 5-6. P. 507-509. 2000.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.183-186

ПЯТНА ЯРКОСТИ В ДУГЕ ПЕРЕД НАЧАЛОМ СУББУРИ -УСКОРЕНИЕ ИЛИ РАССЕЯНИЕ?

В.В. Сафаргалеев, В.Н. Митрофанов

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия e-mails: Vladimir.safargaleev@pgia.ru; valmetr@yandex.ru

Аннотация. Представлены предварительные результаты триангуляционных измерений областей повышенной яркости (пятен светимости) в дуге перед началом брейкапа. Сравнение с невозмущенной дугой показывает, что пятно и дуга наблюдаются на одной и той же высоте, что предполагает отсутствие ускорения в процессе образования пятен. Признаки ускорения электронов обнаружены в дуге перед формированием крупномасштабной складки. Результаты могут иметь отношение к проблеме триггирования суббури.

1. Введение

Авроральная дуга является наиболее распространенной и, как следствие, наиболее изученной формой полярных сияний. Число обсуждаемых в литературе возможных механизмов генерации дуги достигает нескольких десятков. В теоретических исследованиях дуга представляется стационарной, узкой, сильно вытянутой вдоль геомагнитной широты однородной светящейся полосой. Это идеализированное представление далеко от реальности. В подавляющем большинстве случаев дуга подвержена деформациям различных масштабов и неоднородна по своей структуре. Под последним понимается наличие на дуге меняющихся во времени областей повышенной светимости в виде лучей и пятен. Исследования деформаций и неоднородностей светимости как таковых, так и их динамики, позволяют не только уточнить механизм генерации авроральной дуги, но и судить о магнитосферных процессах в плазменном слое магнитосферного хвоста в области источника.

Хотя неоднородности светимости сами по себе представляют меньший интерес, чем деформации, исследование их динамики может способствовать более глубокому пониманию ряда магнитосферных процессов, происходящих, в частности, в контексте магнитосферной суббури. В работе [Яхнин и др., 1984] делается вывод об отсутствии качественного различия в природе суббури и процессов, приводящих к локальным вспышкам дуг сияний. Изменение светимости в системе из нескольких дуг отождествлялось в работе [Сафаргалеев и Осипенко, 2001] с ионосферным «следом» триггера суббури в виде волны сжатия, распространяющейся в плазменном слое в антисолнечном направлении. Цепочка из светящихся пятен (так называемая beading-структура) предполагалась признаком развития баллонной неустойчивости [Keiling et al., 2012], с которой в свою очередь связывалась генерация пульсаций Pi2 и запуск магнитосферной суббури [Golovchanskaya et al., 2015]. Согласно [Сафаргалеев и др., 2000], связанное с пятном светимости локальное изменение ионосферной проводимости запускает в магнитосферу альвеновскую волну, электрическое поле которой может инициировать пересоединение в плазменном слое.

Увеличение интенсивности аврорального свечения традиционно связывается с усилением потока высыпающихся частиц. Вопрос сопутствует усилению потока ускорение частиц или нет остается открытым несмотря на то, что появление ускоряющей разности потенциалов может иметь важные последствия для магнитосферно-ионосферного взаимодействия. Например, согласно *Atkinson* (2001), продольная разность потенциалов нарушает связь магнитосферы с ионосферой, ослабляя тормозящее влияние последней на развитие желобковой неустойчивости. С развитием желобковой неустойчивости именно по такому сценарию в работе [*Safargaleev et al.*, 2005] связывалось появление аврорального факела.

В работе *Li et al.* (2013) показано, что в участке магнитосферы, сопряженной с активными формами внутри суббуревой авроральной выпуклости, высокоорбитальный спутник регистрирует признаки продольной разности потенциалов, ускоряющей электроны в ионосферу. Сияния в цитируемой работе регистрировались спутником DMSP с высоты около 800 км. Низкое пространственное разрешение оптической аппаратуры, а также движение высокоорбитального спутника не позволило сопоставить область ускорения с мелкомасштабными структурами в сияниях. Цель данной работы – поиск признаков ускорения электронов в светящемся пятне посредством триангуляционных измерений высоты пятна двумя дистанционно разнесенными камерами.

2. Аппаратура и методика

Идея метода обнаружения признаков ускорения заключается в сравнении высоты свечения в пятне и рядом с ним, то есть в «невозмущенной» дуге. Если пятно располагается ниже, значит, с большой долей вероятности, в процессе его формирования произошло ускорение электронов, благодаря чему свечение сместилось на более низкие высоты.

Для определения высоты свечения использовался метод триангуляции. Были задействованы две камеры полного обзора неба типа WMI (Watec monocromatic imager), установленные Национальным Институтом Полярных Исследований, Япония, в пунктах Кируна (KRN; 67.88°N, 20.42°E) и Чаучас (TJA; 67.31°N, 20.73°E) на севере Швеции. Эти пункты входят в оптическую сеть проекта ALIS (http://www.alis.irf.se/), предназначенную для исследований сияний над радаром и нагревным стендом EISCAT. Камеры ведут съемку в видимом свете с временным разрешением один кадр в секунду и расположены примерно вдоль меридиана на расстоянии около 70 км одна от другой, обеспечивая хорошее перекрытие участка неба в области зенита.

Измерения высоты проводились в два этапа. Сначала по положению звезд на снимке происходила привязка каждого пиксела изображения к декартовым координатам с началом в точке положения камеры. Используя эту информацию, снимки одного и того же участка неба, сделанные в один и тот же момент времени, но с разных позиций, совмещались в ионосфере на заданной высоте. Варьируя высоту, визуально добивались наилучшего совпадения выбранного фрагмента сияний. Принимая во внимания искажения, вносимые объективом «рыбий глаз» на больших расстояниях, для анализа выбирались ситуации, когда исследуемый объект находился в относительной близости зенита одной из камер (KRN в данном случае). Характеристики камер и такое их расположение относительно сияний благоприятны для проведения триангуляционных измерений наблюдавшихся внутри дуги быстро меняющихся структур, а также для измерения высоты дуги в процессе изменения ее яркости.



Рисунок 1. Динамика сияний над Кируной (верхняя панель) И геомагнитная активность по данным сети IMAGE (нижняя панель). Серым цветом выделен интервал, В течение которого проводились триангуляционные измерения высоты сияний.

3. Геофизическая обстановка

Исследуемый интервал относится к промежутку времени между двумя суббурями и в целом характеризуется диффузными свечением в области зенита KRN, оставшимся после первого брейкапа. Внутри наблюдались свечения короткоживущие пульсирующие дугообразные формы, а полюсная граница свечения представляла широкую светящуюся полосу (дугу), практически не меняющуюся во времени и однородную в азимутальном направлении (см. кеограмму на рис. 1). Такая аврароальная ситуация является типичной для множественных суббурь. В частности, именно в пульсирующей среде между двумя брейкапами были обнаружены распространяющиеся к полюсу более интенсивные образования (квазидуги), с которыми Сафаргалеев и Осипенко (2001) связали волны, запускающие следующую суббурю.

В 20:30: UT яркость дуги заметно усилилась, и, начиная с 20:36 UT, на дуге начали появляться дрейфующие с запада на восток изгибы и связанные с ними пятна свечения. Последовавший за этим десятиминутный интервал авроральной активности (выделен серым на рис.1) и был выбран для анализа.

На нижней панели рис. 1 приводятся магнитограммы, характеризующую геомагнитную активность в области оптических наблюдений, расположенной ближе к экваториальной границе аврорального овала (обсерватории AND, 69.3°N, 16.03°E и PEL, 66.9°N,24.08°E); в центре аврорального овала (SOR 70.54°N, 22.22°E), вблизи его полюсной границы (BJN, 74.5°N, 19.2°E и HOR, 77.06°N, 15.0°E) и в субавроральной зоне (NUR, 60.5°N, 24.65°E).

Пятна на дуге начали появляться за 25 минут до начала небольшой суббури в виде плавного уменьшения Н-компоненты на станциях ближе к центру авроральной зоны и небольшим смещением сияний к полюсу. Примерно 15 минут спустя, на фоне слабой суббури началось более интенсивное возмущение, локализованное вблизи полюсной границы овала, которое также сопровождалось скачком сияний к полюсу вплоть до северного горизонта поля зрения камеры KRN (см. кеограмму на рис. 1). Положение максимума возмущения и положительная вариация Н-компоненты в более низких широтах, чем ВЈN, где возмущение имело традиционный вид отрицательной бухты,

дают основание отнести его к так называемой «полярной суббуре» (*Kleimenova et al.*, 2012). Учитывая вышесказанное, результаты нашего исследования могут иметь отношение к проблеме триггирования суббурь.

В.В. Сафаргалеев и В.Н. Митрофанов



Рисунок 2. Одновременный снимок дуги с двух позиций: оригинальный кадр (*a*) и его проекция (*b*). Пятно выделено эллипсом, кружками показано положение Кируны (KRN) и Чаучас (TJA).

4. Результаты измерений

Рисунки 2 и 3 описывают пример определения высоты свечения методом триангуляции. На рис. 2а приведено изображение одной и той же авроральной структуры в один и тот же момент времени, но с разных позиций. Структура имеет форму дуги с закрученной против часовой стрелки складкой, у основания которой располагается яркое пятно. На снимке ТЈА это пятно выделено эллипсом. На рис. 26 представлена проекция кадра KRN на плоскую ионосферу на высоте 120 км. Черными кружками обозначено положение камер, очертание участка береговой линии показано белой извилистой линией.



Рисунок 3. Результаты совмещения снимков дуги (*a*) и пятна (*b*) на разных высотах.

Таблица 1. Результаты триангуляционных измерений.

N⁰	UT	h _{пятно} , км	h _{дуга} , км	I_1/I_0	Прим.
Пятно/дуга					
1	20:36:31	120	120	1.2	-
2	20:37:53	120	120	1.3	
3	20:39:41	118	118	1.2	
4	20:45:00	115	115	1.4	
Дуга/складка					
5	20:42:36		120/120	Дуга/склади	
Дуга в динамике					
6	20:44:04		118	1.2	яркая
	20:44:28		123		слабая

Процесс совмещения фрагмента дуги и пятна на снимках с разнесенных камер демонстрируется на рис. 3. Изображение сияний на кадре TJA делалось в псевдоцвете, а на кадре KRN – в виде семейства изолиний. Наилучшее совпадение как для пятна, так и для дуги достигается на высоте 115 км. При изменении высоты на 5 км несовпадение изолиний с цветным изображением уже становится заметным. Стрелками соответствующего цвета на шкалах интенсивности указаны интенсивность свечения в дуге и в пятне. Хотя интенсивность пятна оказалась почти в полтора раза больше, он находится примерно на той же высоте, что и дуга. Вывод: при формировании пятна ускорение электронов с большой долей вероятности не имело места.

Нами было исследовано еще 5 событий (рис. 4 и табл. 1). В таблице, кроме высоты, приводится отношение интенсивности свечения более яркого элемента, к более слабому (I₁/I₀). Три случая аналогичны описанному выше (рис. 4a, строки 1-3 в таблице). Дополнительно мы провели измерение высоты складки диффузного свечения и высоты дуги рядом с ней (рис. 4б и строка 5 в таблице) и измерение высоты дуги, интенсивность которой меняется в начальной стадии формирования складки (рис. 4б и строка 6 в таблице).

Пятна яркости в дуге перед началом суббури - ускорение или рассеяние?



Рисунок 4. Пробегающие по дуге волны светимости по данным камеры в Кируне. Стрелками указаны области, высота которых измерялась методом триангуляции. Белые стрелки – элементы дуги, красные стрелки – пятна светимости на дуге (*a*) и неоднородность в виде языка диффузного свечения (*б*). На всех кадрах север вверху, восток справа.

5. Обсуждение и выводы

Результаты измерения высоты области повышенного свечения показывают, что она расположена на той же высоте, что и дуга (случаи 1 - 4). С большой долей вероятности это указывает на отсутствие ускорения частиц в процессе формирования пятна. Увеличение потока частиц, приводящее к усилению яркости, могло быть вызвано дополнительной порцией высыпающихся частиц, рассеянных в конус потерь в результате взаимодействия с МГД-волнами [*Caфapraneeв и Ocuneнкo*, 2001; *Golovchanskaya et al.*, 2015].

Признаки ускорения обнаружены в случае 6, когда (в процессе эволюции) в момент бо́льшей яркости дуга наблюдалась на меньшей высоте. При этом случаи 5 и 6 показывают, что ускорение частиц скорее предшествует, чем сопровождает формирование складки на дуге. Результат соответствует высказанным ранее предположениям о роли продольной разности потенциалов в процессе развития желобковой неустойчивости [*Akasofu and Kimball*, 1964] и генерации крупномасштабной авроральной структуры в виде факела [*Safargaleev et al.*, 2005].

Исследование в данном направлении будет продолжено.

Благодарности. Данные камер KRN и TJA находятся в свободном доступе на сайте *http://pc115.seg20.nipr.ac.jp/www/opt/index.html*. Пакет программ для триангуляционных измерений подготовлен Б. Густавссоном (Университет Тромсе). Данные магнитометров сети IMAGE доступны на сайте проекта MIRACLE (*https://space.fmi.fi/MIRACLE/*). We are indebted to the PsA project and NIPR for operating the Watec aurora imagers in Kiruna and Tjautjas and supplying the data. Работа поддержана грантом РФФИ 19-52-50025ЯФ-а.

Литература

- 1. Яхнин А.Г., Сергеев В.А., Иевенко И.Б. и др. Характеристики явлений, сопровождающих локальные вспышки дуг сияний / Магнитосферные исследования. №5. М.: ВИНИТИ. с. 93-110. 1984.
- Сафаргалеев В., Осипенко С. Предвестники магнитосферной суббури в пульсирующих и диффузных сияниях // Геомагнетизм и аэрономия. 41 (6). 791. 2001.
- 3. Golovchanskaya I., Kornilov I., Kornilova T. East-west type precursor activity prior to the auroral onset: Ground-based and THEMIS observations // J. Geophys. Res. 120 (2). 1109–1123. doi:10.1002/2014JA020081. 2015.
- 4. Keiling A., Shiokawa K., Uritsky V. et al. Auroral signatures of the dynamic plasma sheet. In: Keiling, A. et al. (eds): Auroral Phenomenology and Magnetospheric Processes: Earth And Other Planets, Geophys. Monogr, 197, 317–336, American Geophysical Union, Washington, D.C., https://doi.org/10.1029/2012GM001231. 2012.
- Safargaleev V.V., Sergienko T.I., Nilsson H. et al. Combined optical, EISCAT and magnetic observations of the omega bands/Ps6 pulsations and an auroral torch in the late morning hours: a case study // Ann. Geophysicae. 23 (5). P.1821. doi: 10.5194/angeo-23-1821-2005. 2005.
- Kleimenova N.G., Antonova E.E., Kozyreva O.V. et al. Wave structure of magnetic substorms at high latitudes // Geomagn.Aeron. (Engl. Transl.). 52. 746–754. https://doi.org/10.1134/S0016793212060059, 2012.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.187-189

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ **F-РАССЕЯНИЯ В ЗИМНИЙ** ПЕРИОД ПО ДАННЫМ СПУТНИКА ИК-19

В.А. Телегин, Н.А. Дятко, И.В. Кочетов

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, г. Троицк

Аннотация. В настоящей работе выполнена оценка частоты появления разных типов F-рассеяния в различных интервалах инвариантных широт в зависимости от локального времени. Исследования проведены для зимнего периода на основе данных, полученных с использованием ионозонда ИС-338, установленного на борту спутника ИК-19.

При анализе ионограмм, получаемых при внешнем зондировании ионосферы, можно выделить три характерных типа рассеяния сигнала на неоднородностях ионосферы (F-рассеяние). Первый тип (тип F1) наблюдается на высоте спутника, с которого производится зондирование. Третий тип (тип F3) наблюдается в максимуме слоя F2, а второй тип (тип F2) определяется по центральной части ионограммы. Данная классификация была впервые предложена в работе [1]. Целью настоящей работы является выяснение закономерностей появления разных типов рассеяния в различных интервалах инвариантных широт (ILAT) в зависимости от локального времени (LT). Исследования выполнены для зимнего периода. Следует отметить, что анализ закономерностей появления различных типов F-рассеяния на основе результатов, полученных при внешнем зондировании ионосферы, ранее был проведен только для периода равноденствия [2].

Исследования проводились на основе анализа ионограмм, полученных с использованием ионозонда ИС-338, установленного на борту спутника ИК-19. Спутник летал в период высокой солнечной активности 1979-1981 гг. Всего было проанализировано около 40000 ионограмм в полученных в зимний период. Для каждой ионограммы известны время и дата зондирования и координаты спутника в момент зондирования. Предварительный анализ показал, что координаты точек зондирования достаточно равномерно распределены по поверхности Земли в интервале инвариантных широт от –70 градусов до +70 градусов, а времена зондирования достаточно равномерно распределены в течение суток.

ILАТ, град.	Наиболее вероятные (≥ 30%) типы рассеяния и временные интервалы их наблюдения (в скобках, LT)
[60, 70]	010 (10-11), 111 (0-9; 15-24)
[40, 50]	000 (7-23), 010 (2-6; 9-13), 011(5-6)
[20, 30]	000 (3-5; 7-24), 010 (4-6); 011(1-2)
[-5, 5]	000 (0-24)
[-30, -20]	000 (0-24)
[-50, -40]	000 (0-24), 010 (18-20)
[-70, -60]	000 (7-16), 110 (19-20), 111 (0-6; 17-24)

Таблица 1. Наиболее часто встречающиеся типы F-рассеяния (вероятность ≥ 30%) и временные интервалы их наблюдения (в скобках, часы, LT) в различных диапазонах инвариантных широт.

Анализ проводился на основе ионограмм, обработанных вручную. Для каждой ионограммы определялось наличие или отсутствие типов рассеяния F1, F2 и F3. Наличие соответствующего типа рассеяния идентифицировалось цифрой 1, а его отсутствие – цифрой 0. Результат анализа каждой ионограммы записывался в виде последовательности трех цифр, которые указывают на наличие или отсутствие типов рассеяния F1, F2 и F3, соответственно. Например, последовательность 101 означает, что имеют место рассеяния типа F1 и F3, а рассеяние типа F2 отсутствует. А комбинация 000 означает отсутствие возмущений (неоднородностей) в ионосфере. Возможно, всего 8 различных комбинаций трех типов F-рассеяния: 000, 001, 010, 011, 100, 101, 110 и 111. Статистическая обработка полученных результатов состояла в расчете частот появления каждой из указанных комбинаций в заданном интервале инвариантных широт в определенном интервале времени. Для этого рассчитывалось общее число событий (ионограмм), удовлетворяющих

заданным условиям по широте и времени (N_{tot}), и количество каждой из указанных выше комбинаций (N_i , i = 1, ..., 8). Частота появления данной комбинации рассчитывалась как отношение $\xi_i = N_i / N_{tot}$.



Рисунок 1. Зависимость частоты появления различных типов F-рассеяния в дневное время от широты.



Рисунок 2. Зависимость частоты появления различных типов F-рассеяния в ночное время от широты.

Расчеты были выполнены для высоких ([-70, -60]; [60, 70]), средних ([-50, -40]; [40, 50]) и экваториальных ([-30, -20]; [-5, 5]; [20, 30]) широт южного и северного полушарий. Наглядное представление частот появления всех восьми типов рассеяния в зависимости от инвариантной широты и времени суток возможно либо в виде громоздких таблиц, либо в виде большого числа графиков. В рамках короткой статьи это сделать невозможно. Поэтому мы ограничились анализом типов F-рассеяния, частота появления которых ≥ 30%. Как оказалось, в основном это типы 000, 111, 010 и (в меньшей степени) типы 011 и 110 (см. Таблицу 1).

Как следует из Табл. 1, в экваториальной области и в средних широтах южного полушария ионосфера в основном невозмущенная (преобладает тип 000). В области более высоких южных широт появляется F- рассеяние типа 111, причем этот тип рассеяния наблюдается в основном в ночное время. В небольшом интервале времени 19-20 часов наблюдается также F-рассеяние типа 110.

В северном полушарии возмущения в ионосфере (типы рассеяния отличные от 000) наблюдаются на более низких широтах, чем в южном полушарии. Причем в экваториальных и средних широтах северного полушария наблюдается Fрассеяние типов 010 и 011. В высоких широтах северного полушария (как и в высоких широтах южного полушария) в ночное время имеет место F-рассеяние типа 111.

Приведенные выше результаты подтверждают тот факт, что явление F-рассеяния чаще наблюдается в ночное время [2]. В связи с этим целесообразно

проанализировать частоту появления различных типов рассеяния отдельно в дневное (с 8 до 20 часов, LT) и ночное (с 20 до 8 часов, LT) время на разных широтах. Результаты такого анализа представлены на рисунках 1 (для дневного времени) и 2 (для ночного времени).

Как видно из рис. 1, суммарная частота появления F-рассеяния (т.е. типов рассеяния отличных от 000) в дневное время в интервале широт [-50, 20] достаточно мала (< 20%). В северном полушарии в области высоких широт суммарная частота появления F-рассеяния резко возрастает и на широтах ~ 70 градусов составляет около 95%. При этом в области широт 25 -55 градусов преобладает рассеяние типа 010, а в области более высоких широт - рассеяние типа 111. В южном полушарии суммарная частота появления F-рассеяния при переходе от средних (- 50 градусов) к высоким (-70 градусов) широтам возрастает от ≈ 20 % до ≈ 60 %. При этом в области высоких широт преобладает F-рассеяние типа 111.

В ночное время распределение частоты появления различных типов F-рассеяния несколько меняется. Минимум суммарной вероятности появления F-рассеяния сдвигается в область экваториальных широт южного полушария: в диапазоне широт [-35, - 40] эта вероятность меньше 20 %. При переходе к более высоким широтам южного полушария вероятность появления F-рассеяния резко возрастает и на широте ~ -70 градусов составляет около 85%. При этом основным типом рассеяния является тип 111 (~ 53%). Заметный вклад дают также типы 011 (~ 10%) и 011 (~ 10%).



Рисунок 3. Суточный ход частоты появления рассеяния типа XX1.

При продвижении из области экваториальных широт южного полушария) к высоким широтам северного полушария суммарная вероятность появления F-рассеяния практически монотонно возрастает от 20 % (на широте -20 градусов) 100% (на широте 70 градусов). При этом в области высоких широт северного полушария основным типом F-рассеяния является тип 111 (~ 85% на широте 70 градусов). В области средних и экваториальных широт северного полушария наблюдаются (с близкими вероятностями) различные типы рассеяния: 001, 010, 011, 110 и 111.

Заметим, что явление F-рассеяния впервые наблюдалось при вертикальном зондировании ионосферы с поверхности Земли. При таком зондировании рассеяние наблюдается в основном в области F, что и определило название данного явления. В результате анализа данных большого числа ионосферных станций была получена основная информация о закономерностях этого явления. В частности, было установлено, что F-

рассеяние наблюдается в основном ночью [3]. Наблюдаемое с поверхности Земли F-рассеяние соответствует типу F3, наблюдаемому со спутника. Поэтому для корректного сравнения результатов внешнего зондирования с результатами вертикального зондирования необходимо объединить все варианты, в которых наблюдается тип рассеяния F3: 001, 011, 101 и 111. Обозначим такой суммарный тип как XX1. В работе [1, 4] было проведено сравнение результатов внешнего зондирования (данные спутника ИК-19) с результатами вертикального зондирования (данные спутника ИК-19) с результатами вертикального зондирования по станции Москва для зимнего периода в условиях высокой солнечной активности. Показано, что имеет место хорошее согласие временных зависимостей частоты появления F-рассеяния в течение суток.

В настоящей работе сравнения с данными вертикального зондирования не проводилось. Но по данным внешнего зондирования мы рассчитали частоты появления рассеяния типа XX1 в зависимости от локального времени и инвариантной широты. Полученные данные могут быть использованы для сравнения с данными наземных станций вертикального зондирования, расположенных на различных широтах. Результаты расчетов представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, во всем рассмотренном диапазоне широт частота появления F-рассеяния (XX1) увеличивается в ночное время. Этот факт согласуется с результатами, полученными при зондировании ионосферы с поверхности Земли [3]. Кроме того, частота появления рассеяния увеличивается при переходе от низких к высоким широтам. Отметим также, что в одинаковых интервалах широт частота появления F-рассеяния в северном полушарии выше, чем в южном.

Литература

- 1. Карпачев А.Т., В.А. Телегин. Энциклопедическая серия. «Энциклопедия низкотемпературной плазмы», Серия Б, Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический том 1-3. Ионосферная плазма. Часть 1.2008, с.447-455.
- Телегин В.А., Н.А. Дятко, А.А. Каптюг. Исследование явления F-рассеяния по данным спутника ИК-19 в период равноденствия. // Proc.of 41-th Annual Seminar «Physics of the Auroral Phenomena», Apatity, PGI, 2018, pp. 154-156.
- Гершман Б.Н., Э.С. Казимировский, В.Д. Кокуров, Н.А. Чернобровкина. Явление F-рассеяния в ионосфере. М.: «Наука», 1984 г.
- 4. Панченко В.А., В.И. Рождественская, В.А. Телегин. Цифровой ионозонд DPS-4 в ионосферных исследованиях ИЗМИРАН, Электромагнитные плазменные процессы от недр Солнца до недр Земли. М.: ИЗМИРАН. 2014, с. 160-169.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.190-193

ОРИЕНТАЦИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И НАПРАВЛЕНИЕ ДРЕЙФА В F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ: ЗНАЧИМОСТЬ ВЫБОРА ОБЛАСТИ НАБЛЮДЕНИЯ (НА ПРИМЕРЕ МОСКОВСКОГО РЕГИОНА, ЯНВАРЬ 2014 г.)

В.А. Телегин¹, Н.Ю. Романова², В.А. Панченко¹, Г.А. Жбанков³

 ¹ΦГБНУ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва; e-mails: telvika@gmail.com, leo-ion@yandex.ru
 ²ΦГБНУ Полярный геофизический институт, г. Мурманск; e-mail: romanova@pgi.ru
 ³Научно-исследовательский институт физики южного федерального университета (НИИ физики ЮФУ), г. Ростов-на-Дону; e-mail: gzhbankov@sfedu.ru

Аннотация. Данная работа является продолжением исследования связи направления дрейфа Е×В и ориентации поперечной анизотропии мелкомасштабных (несколько сот метров) неоднородностей F-области над Московским регионом. Проведено численное сопоставление этих экспериментальных данных, полученных в январе 2014 г. Направление дрейфа электронов определено с помощью ионозонда DPS-4, установленного в ИЗМИРАН. Ориентация поперечной анизотропии определена методом математической обработки спутникового радиосигнала, принятого наземным томографическим приемником, установленным в МГУ. Хорошее согласие между экспериментальными данными объясняется тем, что направление дрейфа было определено в области максимально близкой к пространственному положению мелкомасштабных неоднородностей.

Введение

Метод [1] радиозондирования с последующей математической обработкой амплитуды радиосигнала, разработанный в Полярном геофизическом институте (ПГИ), позволяет исследовать мелкомасштабные (сотни метров поперёк магнитного поля) неоднородности электронной плотности в F-области ионосферы. Известно, что среднеширотные неоднородности анизотропны [2], т.е. вытянуты преимущественно вдоль геомагнитного поля (ось α – продольная ось анизотропии) и менее вытянуты в направлении поперёк геомагнитного поля (ось β – поперечная ось анизотропии). Таким образом, форма поперечного геомагнитному полю сечения – эллипс с большей осью β . Величины осей для среднеширотной ионосферы определяются выражением $1 < \beta < \alpha$ и соотношение β : α варьирует от 1: 2 до 1: 20, в большинстве случаев составляя 1: 7 [2], что схоже с соответствующим соотношением высокоширотных неоднородностей [3]. При различных геофизических условиях поперечная анизотропия (ось β) как в высоких широтах, так и в средних имеет различную ориентацию (угол Ψ_A) относительно направления на географический север. Причиной различной ориентации поперечной анизотропии Ψ_A является горизонтальный нейтральный ветер в среднеширотной ионосфере [2] и дрейф плазмы **Е** × **В** в высокоширотной ионосфере [3].

Здесь мы продолжаем исследование связи Ψ_A и Ψ_A в Московском регионе, начатое в [4], где при численном сопоставлении (угол Ψ_A – направление дрейфа относительно географического севера) в немногих случаях (от общего их количества) различие между этими величинами было больше ожидаемого. В данной работе мы покажем причину этого на примере трёх случаев в январе 2014 г.

Наблюдения

Радиотомографическая цепочка ПГИ (Шпицберген – Кольский п-ов – Карелия – Москва) много лет ведёт мониторинг ионосферы, принимая радиосигналы российских навигационных спутников с периодом обращения ~ 104 минуты и высотой ~ 1000 км. Из данных за январь 2014 г., полученных радиотомографическим приёмником в МГУ (г. Москва), выбраны 3 случая регистрации мелкомасштабных неоднородностей в спокойных геомагнитных условиях. Одновременно ионозондом DPS-4, установленном в ИЗМИРАН, были получены данные о направлении дрейфа.

Опишем кратко метод определения дрейфа. Измерение скорости дрейфа ионосферных крупномасштабных неоднородностей ионозондами DPS-4 базируется на возможности измерять доплеровские сдвиги (т.е радиальные скорости перемещения) и угловое расположение на «карте неба» отдельных ионосферных неоднородностей.



15 января 2014 г.





Рисунок 1. Карты неба ионозонда DPS-4 для 11, 15 и 26 января 2014 г. с направлением дрейфа (*черный вектор*), рассчитанным по большому массиву данных (*левый столбец*) и по суженной области (*правый столбец*).

В.А. Телегин и др.

Если выбрать из всей совокупности неоднородностей три, не совпадающих между собой, то предполагая, что у них один и тот же вектор скорости, можно записать несложную систему уравнений, используя их угловое положение и их доплеровские сдвиги, и, решив эту систему, получить этот вектор скорости. Выбирая всевозможные подобные «тройки» получим массив векторов скорости в геомагнитных или географических координатах. На ионозонде DPS-4 этот алгоритм реализован автоматически. Если неоднородностей много (сотни или тысячи), то можно оценить средние значения скорости и дисперсию скоростей, определяющую точность измерений. Удовлетворительными можно считать измерения, где средние значения скоростей в 3-5 раз превышают среднеквадратичные отклонения. Ионозонд DPS-4 позволяет получать зависимости трех проекций скоростей движения неоднородностей от времени. В дневные часы, когда ионосферное рассеяние меньше (меньше число неоднородностей на «картах неба» и узок занимаемый ими конус вокруг зенита), точность измерения скоростей хуже. В ночных условиях, когда неоднородностей на «картах неба» сотни или тысячи, точность измерения скоростей повышается.



Рисунок 2. Экспериментальный (*тонкая сплошная кривая*) и теоретический (*черные кружки*) графики дисперсии логарифма относительной амплитуды спутникового сигнала. *Пунктиром* показан график углов Θ спутника с магнитным полем относительно наблюдателя.

Опишем кратко метод определения параметров мелкомасштабных неоднородностей: α , β и Ψ_A . Наземным приемником в течение 18 минут нахождения спутника в зоне радиовидимости записывается радиосигнал, который искажается при прохождении через F-слой ионосферы, содержащий мелкомасштабные неоднородности. Если рассчитать дисперсию логарифма относительной амплитуды радиосигнала и представить её графически, то участок наибольшей сцинтилляции амплитуды радиосигнала имеет вид максимума, в несколько раз превышающего уровень фона. Путём аппроксимации экспериментального максимума теоретическим максимумом (моделью мелкомасштабных неоднородностей) можно определить параметры неоднородностей: α , β и Ψ_A . Ширина теоретического максимума зависит от величин α и β , а его пространственное положение – от величины Ψ_A , которая в большинстве случаев определяется с точностью 2-3°.

Рассмотрим выбранные 3 случая: 11, 15 и 26 января 2014 г. Для каждого из них на рис. 1 приведены карты неба ионозонда DPS-4.

Зелёные точки на всех шести графиках – области отраженного радиосигнала, по совокупности которых определено направление дрейфа (черный вектор с началом в центре каждого графика). Численно направление дрейфа $\Psi_{\rm d}$ приведено внизу каждого графика. В левом столбце карты неба показаны полностью. В правом столбце показаны суженные области, т.е. такие участки карты неба, которые пространственно близки к области регистрации мелкомасштабных неоднородностей. Сужение области наблюдения дрейфа в первых двух случаях не изменило величину $\Psi_{\rm d}$. Но в третьем случае различие составило 46°, что указывает на изменчивость направления дрейфа в данном случае.

На рис. 2 приведены графики логарифма относительной амплитуды – экспериментальный и теоретический. Метод определения параметров неоднородностей предполагает их постоянство в области, охватываемой максимумом.

Параметры неоднородностей α , β и Ψ_A приведены в левом верхнем углу каждого графика на рис. 2. Поскольку β – ось поперечной анизотропии, то при необходимости к значениям Ψ_A можно прибавить 180°. В нашем случае такая необходимость есть, она обусловлена направлением дрейфа. Поэтому, для 11 января Ψ_A = 95° (\equiv 275°) и при Ψ_A = 275° различие $|\Psi_A - \Psi_A|$ составляет $\Delta \Psi = 0°$. Для 15 января Ψ_A = 50° (\equiv 230°) и при Ψ_A = 237° различие $\Delta \Psi$ = 7°. Для 26 января Ψ_A = 85° (\equiv 265°) и при Ψ_A = 267° различие $\Delta \Psi$ = 2°. Очевидно, если пользоваться данными о направлении дрейфа, рассчитанного по полной карте неба, то различие составило бы $\Delta \Psi$ = 48°.

Заключение

Численное сравнение между направлением дрейфа в F-слое и ориентацией поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей показало их хорошее согласие. Различие между ними тем меньше, чем ближе расположены наблюдаемые области. Экспериментальные данные были получены в московском регионе в январе 2014 г. ионозондом DPS-4, установленном в ИЗМИРАН, и радиотомографическим приёмником ПГИ, установленном в МГУ.

Благодарность. Авторы благодарят сотрудников лаборатории радиопросвечивания Полярного геофизического института за проведение экспериментальных работ. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-05-00941.

Список литературы

- Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z., Kozlova M.O., Nygren T. Anisotropy of ionospheric irregularities determined from the amplitude of satellite signals at a single receiver // Ann. Geophysicae. – 1999. – V. 17. – P. 508-518.
- 2. Романова Н.Ю. Взаимосвязь между направлением горизонтального ветра и ориентацией поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в F-области среднеширотной ионосферы // Геомагнетизм и Аэрономия. 2017. Т. 57. № 4. С. 463-471.
- Козлова М.О. Исследование неоднородностей километрового масштаба в F-области высокоширотной ионосферы по данным о мерцаниях спутниковых радиосигналов: Дис. канд. физ.-мат. наук: 25.00.29. — М., 2002. — 120 с.
- Романова Н.Ю., Панченко В.А., Телегин В.А. Корреляция между направлением дрейфа и ориентацией поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере над Москвой // Сборник трудов международной научно-практической конференции «Наука и образование в Арктическом регионе» (г. Мурманск, МГТУ, 2-6 апреля 2018). – 2018. – С. 161-166.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.194-197

ЭФФЕКТ УТРЕННЕ-ДНЕВНОЙ АНОМАЛИИ (УДА) ВО ВРЕМЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ТИПА ПОЛЯРНОЙ ШАПКИ (ППШ) В СЕНТЯБРЕ 2017 г.

В.А. Ульев, Д.Д. Рогов, А.В. Франк-Каменецкий

Арктический и Антарктический Научно-исследовательский институт (ААНИИ), отдел геофизики, г. Санкт-Петербург, Россия e-mails: vauliev@yandex.ru, rogovdenis@mail.ru, al frank@aari.ru

Аннотация. 10 - 14 сентября 2017 г. зарегистрировано явление поглощения типа полярной шапки (ППШ) на двух станциях в центре южной полярной шапки (ПШ) Восток и Прогресс. В каждый из дней ППШ в часы, близкие к местному полдню, поглощение возрастает до больших значений, а к местной полуночи – уменьшается до малых значений. Это связано с изменением освещенности ионосферы над этими пунктами. 11, 12 и 14 числа возрастание поглощения в утренние часы происходит, как обычно, сравнительно быстро. Однако 13 сентября возрастание происходит аномально медленно. Этот эффект назван утренне-дневной аномалией (УДА). Предполагается, что эффект УДА обусловлен неоднородным распределением поглощения ППШ в центре полярной шапки при асимметричном заполнении восточной и западной стороны хвоста магнитосферы анизотропными потоками солнечных протонов (ПП) из межпланетного пространства. Возможно определенную роль в появлении этой аномалии играет возникновение в утренние часы суперпозиции атмосферных волн: прежде всего приливных, а также гравитационных.

1. Введение

В сентябре 2017 г. произошло 3 явления ППШ. На рис. 1 представлены вариации следующих параметров в период третьего ППШ 10 – 15 сентября: поток протонов (ПП) в диапазоне энергий Ер >10 МэВ во время солнечного протонного события (СПС) которое вызвало явление ППШ, уровень геомагнитной активности (индекс Кр), вариации поглощения ППШ на 2-х станциях в центре южной полярной шапки: Восток (Ф' = - 83.3⁰) и Прогресс (Ф' = - 74.4⁰). Каждый день на обеих станциях наблюдается суточная вариация поглощения: в местные дневные часы поглощение возрастает, а в местные ночные понижается, что обусловлено соответственно наличием или отсутствием освещённости ионосферы в эти часы над пунктом наблюдения. Проведены линии. аппроксимирующие лневные поглощения. В целом значения хол поглощения соответствует изменению ПП. Видно, что 11, 12 и 14 сентября в утренние часы поглощение быстро возрастает до дневных значений как это обычно наблюдается в равноденственных явлениях ППШ. Однако 13 сентября в утренние и



Рисунок 1. Вариации ПП (Ер > 10 МэВ) (*a*), вариации поглощения ППШ на ст. Восток (δ), ст. Прогресс (ϵ) и уровня геомагнитной активности (индекс Кр) (*z*) в течение 10 – 16 сентября 2017 г. УДА – период проявления эффекта утренне-дневной аномалии.

дневные часы поглощение возрастает аномально медленно от низких значений в местные утренние часы до более высоких значений при окончании местного дневного периода (обычный ход поглощения в эти утренние и дневные часы аппроксимирован точками). Эта медленное возрастание поглощения названо утреннедневной аномалией (УДА). Для объяснения УДА исследован характер высыпания ПП в центре полярной шапки (ПШ) и формирование анизотропных ПП в межпланетном пространстве.

2. Анализ

2.1. Характер высыпания ПП в центре полярной шапки



Рисунок 2. Неоднородное распределение ПП над северной полярной шапкой (ПШ) во время СПС 18 января 1978 г. при анизотропии типа ППЗ>ППв (*a*) и ППЗ< ППв (*б*). Штриховка – интенсивность ППв в вечернем (восточном) секторе ПШ. Отсутствие штриховки – интенсивность ППЗ в дневном (западном) секторе ПШ.

На рис. 2а и 2б представлены проекции траекторий полярного спутника на высокие широты северной полярной шапки 18 ноября 1968 г. [*Hynds et al*, 1974]. Длина линий, перпендикулярных траекториям пролёта спутников, пропорциональна интенсивности ПП над соответствующими участками траектории в диапазонах энергий ПП менее 30 МэВ. Период, когда спутник пролетал над вечерним сектором ПШ обозначен штрихами, а над утренним – без штрихов. Видно, что на рис. 2а интенсивность ПП над утренним сектором ПШ выше, чем над вечерним, а на рис. 26 – наоборот. Согласно расчётным данным [*Hynds et al*, 1974] в первом случае в межпланетном пространстве наблюдалась анизотропия ПП с преобладанием ПП с западного направления (ППз), тогда как во втором – с восточного (ППв). Такая неоднородность высыпания ПП в центре ПШ может обусловить неодинаковое поглощение ППШ в утреннем и вечернем секторах ПШ. Если ППв > ППз, то поглощение в вечернем секторе (ППШвеч) превышает поглощение в утреннем (ППШутр) секторе, т.е. ППШутр < ППШвеч, что может проявиться как эффект УДА. Таким образом можно предположить, что основную роль в появления УДА играет наличие анизотропного ПП в межпланетном пространстве.

2.2. Формирование анизотропных ПП в межпланетном пространстве

На рис. 3 [*Pick and Vilmer*, 2008] представлена карта структуры межпланетного магнитного поля (ММП) в проекции на плоскость эклиптики после мощных солнечных вспышек. Наряду с областью обычных силовых линий типа архимедовой спирали (обозначено 1) существует область силовых линий с петлеобразной структурой (обозначено 2). Эта структура формируется вследствие выброса в межпланетное пространство потоков корональной плазмы (Coronal Mass Ejection – СМЕ или Выбросы Корональной Массы - ВКМ). Вместе с плазмой всплывает вмороженное магнитное поле, которое образует крупномасштабную магнитную трубку.



Рисунок 3. Структура ММП после сильной солнечной вспышки. *1* – невозмущённое магнитное поле; *2* – возмущённое магнитное поле (магнитная петля). Потоки протонов в восточной (ППв) и западной (ППз) сторонах магнитной петли.

Концы этой трубки остаются на Солнце. Поэтому в межпланетном пространстве формируется структура, которая называется магнитной петлёй, которая в первом приближении состоит из 3-х частей: 2-х боковых (восточной и западной) вертикальных магнитных трубок (боковые стороны петли) и 1-ой горизонтальной

В.А. Ульев и др.

магнитной трубки (основание петли). По мере движения плазмы и расширения плазменного облака магнитная петля удлиняется, расширяется и переносится на орбиту Земли.

В начальный период после сильной вспышки в области 1 формируются однонаправленные анизотропные ПП, распространяющиеся от Солнца (анизотропная противосолнечная диффузия), а в области 2 - двунаправленные ПП. Эти ПП области 2 захвачены в магнитную петлю и движутся вместе с ней от Солнца со скоростью движения ВКМ. В плоскости эклиптики в основании магнитной петли находятся ПП, которые движутся «с востока на запад» (ППв) и «с запада на восток» (ППз). При этом ППв и ППз могут быть неодинаковыми вследствие различной структуры боковых сторон петли и различия условий генерации этих ПП в начальной части (в короне Солнца) боковых трубок. Поэтому в области 2 в основании магнитной петли ПП может быть двунаправленным анизотропным типа ППз = ППв, или ППв > ППз, или ППв < ППз.

2.3. Экспериментальные данные регистрации анизотропных ПП

Наличие анизотропных ПП в ММП (вблизи орбиты Земли) в период, когда спутник находится внутри ВКМ, зафиксировано экспериментально [*Richardson*, 1994]. На рис. 46 показан временной ход интенсивности ПП в диапазонах энергий Ер = 1.1 – 2.1 МэВ и 3.1 – 21 МэВ во время СПС 2 – 7 января 1978 г. Штриховыми вертикальными линиями ограничен период, когда спутник находился внутри ВКМ в основании магнитной петли. В верхней части рис. 4а представлено 5 азимутальных секторных диаграмм распределения интенсивности ПП (с энергией Ер = 3.1 – 21 МэВ) в плоскости эклиптики в различных направлениях относительно оси Солнце – Земля (Солнце – в верхней части диаграмм). Секторные потоки измерены на спутнике *Helios* вблизи магнитосферы Земли [*Richardson*, 1994] для нескольких моментов времени. В верхний и нижний секторы попадают ПП движущиеся соответственно «от» Солнца и «к» Солнцу, а в левый и правый - соответственно «с востока» и «с запада». Чем более вытянут сектор в одном направления.







Рисунок 5. Вариации ПП во время СПС 10 – 14 сентября 2017 г.

Данные секторных диаграмм (№ 4 и 5), полученные для моментов времени 12 и 20 час. UT 5 января 1978 г. показывают, что при нахождении спутника внутри ВКМ секторы, обращённые к востоку имеют наибольшую длину. Следовательно ПП «с востока» имеет более высокие значения, чем с других направлений, т.е. существует анизотропный ПП типа ППв > ППз. Согласно статистическим данным [*Richardson and Cane*, 1996], в те периоды, когда Земля оказывалась внутри ВКМ, примерно в 70% случаев наблюдались ПП с двунаправленной анизотропией с преобладающим направлением прихода ПП «с востока».

2.4. Характер вариации ПП в период ВКМ

В настоящее время нет прямых измерений анизотропии ПП во время СПС 10 - 15 сентября 2017 г. Однако существуют косвенные признаки, показывающие, что 13 сентября Земля находилась внутри ВКМ в магнитной петле, где возникают анизотропные ПП. Основным признаком является особенный характер вариации ПП в период ВКМ. На рассмотренном выше рис. 46 показана вариация ПП в 2-х диапазонах энергий во время СПС 2 – 7 января 1978 г. Отмечен период (прерывистой линией) нахождения спутника внутри ВКМ 5 января. Видно, что в этот период (1) резко уменьшается ПП особенно малых энергий и (2) этот уменьшенный ПП примерно одинаков в течение одних суток. Такой же ступенчатый характер изменения ПП зарегистрирован в течение 13 сентября в период СПС 11 – 15 сентября 2017 г. (рис. 5) [Jiggens et al., 2019;

http//satdat.ngtc.gov/sem/goes]. Это даёт возможность предположить, что 13 сентября 2017 г. ПП был анизотропен типа ППв > ППз, так же как ПП 5 января 1978 г.

При анизотропии типа ППв > ПВз интенсивные ППв (слабо интенсивные ППз) заполняют восточную (западную) сторону магнитосферного хвоста, высыпаются в восточном (западном) секторе ПШ и вызывают большое (малое) поглощение в этом секторе. При суточном вращении Земли пункт наблюдения сначала попадает в западный, т.е. в утренний сектор ПШІ, где поглощение - малое, а после полудня в восточный, т.е. в вечерний сектор ПШІ, где поглощение - большое. Поэтому эффект УДА представляет собой суточную вариацию поглощения с минимумом в утренние часы, возникающую при проникновении анизотропных ПП в хвост магнитосферы.

3. Заключение

Представленные данные позволяют построить следующую полную цепочку факторов, определяющих появление эффекта УДА.

- (1) Возникновение вспышки высокой интенсивности и образование ВКМ с магнитной петлёй в плоскости эклиптики.
- (2) Формирование разных по интенсивности и направленности ПП в боковых трубках магнитной петли.
- (3) Образование асимметричного анизотропного ПП в основании магнитной петли с преобладанием ПП восточного направления (ППв) по сравнению с ПП западного направления (ППз), т.е. анизотропия типа ППв > ППз.
- (4) Перенос этого анизотропного ПП на орбиту Земли в область магнитосферного хвоста.
- (5) Проникновение ППв в основном в восточную сторону магнитосферного хвоста, а ППз в основном в западную.
- (6) Высыпание ППв в вечернем секторе полярных широт, а ППз в утреннем. (7) При анизотропии типа ППз < ППв поглощение в утреннем секторе ПШ имеет меньшие значения, чем в вечернем, что и проявляется как эффект УДА.

4. Выводы

- (1) Впервые обнаружено аномально пониженное поглощение в утренние и дневные часы в один из дней ППШ, названное эффектом утренне-дневной аномалии (УДА).
- (2) Предложено физическое объяснение этого эффекта как результата неоднородного высыпания в центральной части ПШ анизотропного ПП, который формируется в ММП после мощных солнечных вспышек. При этом в утреннем секторе ПШ высыпается ПП пониженной интенсивности по сравнению с ПП в вечернем секторе ПШ. Такая асимметрия интенсивности ПП вызывает аномально пониженные значения поглощения ППШ в утренние и дневные местные часы, по сравнению с вечерними, что и проявляется как эффект УДА.
- (3) ВКМ с магнитной петлёй с анизотропным ПП проходит мимо Земли (магнитосферы Земли) только 13 сентября, поэтому УДА не проявляется 11, 12 и 14 сентября.

Литература

Jiggens P. et al. (2019), In Situ Data and Effect Correlation During September 2017 Solar Particle Event. Space Weather, 17(1): 99-117.

- Hynds R.J., G. Morfill, R. Rampling (1974), A two-satellite study of low-energy protons over the polar cap during the event of November 18, 1968, J. Geophys. Res., 79(10): 1332-1344.
- Pick M., N.Vilmer (2008), Sixty-five years of solar radio astronomy: flares, coronal mass ejections and Sun-Earth connection, *Astronomy and Astrophysics Review*, 16(1):1-153.
- Richardson I.G. (1994), A survey of bidirectional > 1 MeV ion flows during the HELIOS 1 and HELIOS 2 missions: observations from the Goddard Space Flight Center instruments, *Astrophys. J.*, 420: 926-942.
- Richardson I.G., H.V. Cane (1996), Particle flows observed in ejecta during solar event onsets and their implication for the magnetic field topology *J. Geophys. Res.*, 101(A12): 27521 27532.

http//satdat.ngtc.gov/sem/goes

"Physics of Auroral Phenomena", Proc. XLII Annual Seminar, Apatity, pp. 198-201, 2019 © Polar Geophysical Institute, 2019



Geophysical Institute

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.198-201

ПОЗИЦИОНИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ЛЧМ КВ РАДАРА БИСТАТИЧЕСКОЙ КОНФИГУРАЦИИ НА ТРАНСЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ТРАССЕ АЛИС СПРИНГС (АВСТРАЛИЯ) – РОСТОВ-НА-ДОНУ (РОССИЯ)

В.П. Урядов¹, Г.Г. Вертоградов², М.С. Скляревский², Ф.И. Выборнов¹

¹НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия ²ЮФУ, г. Ростов-на-Дону, Россия

Аннотация. Реализованы возможности позиционирования высокоширотных ионосферных неоднородностей с помощью ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора, используемого в качестве загоризонтного КВ радара бистатической конфигурации на трассе Алис Спрингс (Австралия) – Ростов-на-Дону (Россия). Показано, что наблюдаемые на трассе Алис Спрингс – Ростов-на-Дону аномальные сигналы, приходящие с азимутов ~10-25° с задержками, превышающими на 10-16 мс задержку прямого сигнала, обусловлены рассеянием радиоволн на неоднородностях *F*-слоя высокоширотной ионосферы, локализованных в вечернем секторе аврорального овала на широтах ~70-80°N.

Введение

Для локализации рассеивающих неоднородностей в высокоширотной ионосфере используются дальнодействующие однопозиционные и двухпозиционные КВ радары. К однопозиционным системам относится сеть радаров SuperDARN с дальностью действия несколько тысяч км [*Greenwald et al.*, 1995]. Разнесение приемных и передающих пунктов существенно расширяет возможности радарных исследований ионосферных неоднородностей различных широт, используя уже существующие средства зондирования. К таким системам относится система сверхдальнего загоризонтного широкополосного ЛЧМ-зондирования бистатической конфигурации, которая впервые использовалась на трансэкваториальной трассе Лейвертон (Австралия) – Ростов-на-Дону [*Вертоградов и др.*, 2010].

В докладе представлены результаты использования ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора применительно к позиционированию мелкомасштабных неоднородностей высокоширотной ионосферы, ответственных за аномальные (рассеянные) сигналы, зарегистрированные на трансэкваториальной трассе Алис Спрингс (Австралия) – Ростов-на-Дону (Россия).

Результаты наблюдений и моделирования

Наблюдения проводились в марте 2014 г. ЛЧМ передатчик в Алис Спрингс (22,97°S, 134,43°E) работал в диапазоне частот 5–30 МГц, скорость перестройки частоты составляла 125 кГц/с, зондирование осуществлялось каждые 4 минуты. Прием ЛЧМ сигналов осуществлялся в Ростове-на-Дону с помощью ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора [*Вертоградов и др.*, 2010], временная синхронизация приемной аппаратуры с мировым временем обеспечивалась с помощью сигналов GPS. По данным (*www.noaa.gov*) в период наблюдений была спокойная геомагнитная обстановка, магнитный индекс $K_p = 1-2$. Во время наблюдений на ионограммах наклонного зондирования, кроме прямых сигналов различной кратности, регистрировались аномальные сигналы с различной задержкой относительно прямого сигнала. Примеры ионограмм с аномальные диффузные сигналы с большими абсолютными задержками ~52-58 мс (10-16 мс относительно задержки прямого сигнала), приходящие с азимутов ~10-25°, анализу которых будет уделено в дальнейшем основное внимание. Азимут угла прихода прямого сигнала, распространяющегося по дуге большого круга между приемником и передатчиком, составляет 107°, длина трассы составляет 12170 км.

Из рис. 1-2 видна эволюция рассеянных сигналов PC1 и PC2 с течением времени. Вначале сигнал PC1 наблюдался в диапазоне частот ~17,7÷24,6 МГц в виде диффузного трека в интервале групповых задержек Δt_{rp} ~57,4-59,1 мс в сравнительно узком секторе азимутальных углов прихода $\Delta \alpha \approx 12-13^{\circ}$ (см. рис. 1). В дальнейшем аномальный сигнал наблюдался в виде 2-ух отдельных треков: на низких частотах ~10÷14 МГц с задержкой Δt_{rp} ~55-56 мс и азимутами $\Delta \alpha \sim 10-20^{\circ}$ (PC2) и на частотах ~18÷25 МГц с задержкой $\Delta t_{rp} \sim 57-58$ мс и азимутами $\Delta \alpha \sim 13-15^{\circ}$ (PC1) (см. рис. 2). После 13:00 UT имело место слияние аномальных сигналов PC1

и PC2. В этот период времени нижняя граница группового запаздывания AC уменьшилась до значений $\Delta t_{rp} \sim 51$ мс. В это время заметно увеличилась диффузность треков до ~2-3 мс и расширился сектор азимутальных углов прихода AC до значений $\Delta \alpha \sim 14-26^{\circ}$, причем особенно заметно для более низких частот ~10÷15 МГц (см. рис. 3).

Полагая, что сигналы PC1 и PC2 обусловлены рассеянием радиоволн на ионосферных неоднородностях, для их позиционирования мы провели моделирование распространения и ракурсного рассеяния радиоволн с учетом измерений дистанционно-частотных характеристик (ДЧХ) и угловых-частотных характеристик (УЧХ) по методике, изложенной в [Урядов и др., 2008], используя модель ионосферы IRI-2012.



Рисунок 1. Многопараметрическая ионограмма на трассе Алис Спрингс – Ростов-на-Дону. 11:37UT 06.03.2014 г. ДЧХ – (*a*), АЧХ – амплитудночастотная характеристика (*б*), УЧХ – угол места (*в*), азимутально-частотная характеристика (*г*). ПС – прямой сигнал, РС1 – рассеянный сигнал.



Рисунок 2. Многопараметрическая ионограмма на трассе Алис Спрингс – Ростов-на-Дону. 12:10UT 06.03.2014 г. ДЧХ – (*a*), АЧХ – (*б*), УЧХ – (*в*), азимутально-частотная характеристика (*г*). ПС – прямой сигнал, РС1 и РС2 – рассеянные сигналы.

На сверхдальних трансэкваториальных радиолиниях Алис Спрингс (Австралия) – Ростов-наДону (длина 12170 км) и Алис Спрингс – область рассеяния (длина 11370÷11620 км) трассы пересекают различные особенности экваториальной и высокоширотной ионосферы, включая экваториальную аномалию и главный ионосферный провал. Схема эксперимента показана на рис. 4.

В расчетах рассеянных сигналов область ионосферы с рассеивающими мелкомасштабными неоднородностями задавалась в виде диска радиусом 50 км на высотах *F* области от 200 км до высоты максимума *F*-слоя (~ 325÷345 км для различного положения рассеивающих центров). Положение диска с

В.П. Урядов и др.

неоднородностями варьировалось в пределах азимутального сектора приема рассеянных сигналов до совпадения расчетной и экспериментальной ионограмм по диапазону задержек рассеянных сигналов.



Рисунок 3. Многопараметрическая ионограмма на трассе Алис Спрингс – Ростов-на-Дону. 13:33UT 06.03.2014 г. ДЧХ – (*a*), АЧХ – (*b*), УЧХ – (*b*), азимутально-частотная характеристика – (*c*). ПС – прямой сигнал, РС1 и РС2 – рассеянные сигналы.



Рисунок 4. Трассы прямого (1) и рассеянного (2-3) сигналов для положения области рассеяния в 12:33UT 06.03.2014 г. 1 – Алис Спрингс – Ростов-на-Дону, 2 – Алис Спрингс – область рассеяния, 3 – область рассеяния – Ростов-на-Дону.

Согласно расчетам, наилучшие условия ракурсного рассеяния имеют место для расположения ионосферных неоднородностей на высотах ~ 290÷310 км.

Расчеты показывают, что для массива экспериментальных ДЧХ и УЧХ рассеянных сигналов РС1 и РС2 выполняются ракурсные рассеяния на мелкомасштабных условия магнитно-ориентированных неоднородностях в F области высокоширотной ионосферы. Результаты позиционирования рассеивающих неоднородностей нанесены на физическую карту в виде точек для сигнала РС1 и треугольников для сигнала РС2 (см. рис. 5). Около рассеивающих центров указано время UT. Зелеными линиями показан интервал азимутальных рассеянных углов приема сигналов PC1 и PC2 (10°÷25°). Положение аврорального овала по данным спутника DMSP для 12:30 UT 06.03.2014 г. показано темным фоном. Как видно из рис. 5 во время наблюдений неоднородности, ответственные за аномальные (рассеянные) сигналы, позиционируются в вечерней F-области ионосферы (~19-21 часов местного времени), занимая интервал широт ~70÷80°N и долгот ~70÷140°E. Для данного наблюдений такое положение периода неоднородностей близко соответствует положению южной границы аврорального овала, характеризуемого развитой ионосферной

турбулентностью [*Tsunoda, 1988*]. Это видно из сопоставления положения рассеивающих областей отмеченных на рис. 5 овалом (II) с положением аврорального овала для 12:30UT 06.03.2014 г. по данным спутника DMSP (*http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/spectrogram/index.html*) (см. рис. 5).



Рисунок 5. Месторасположение областей (I и II) с ионосферными неоднородностями, ответственными за сигналы PC1(•) и PC2 (▼) на трассе Алис Спрингс – Ростов-на-Дону, в проекции на поверхность Земли.

Выводы

В статье представлены результаты исследований особенностей ионосферного распространения радиоволн на трассе Алис Спрингс (Австралия) – Ростов-на-Дону с помощью нового инструмента – ЛЧМ ионозондарадиопеленгатора. Показано, что использование этого инструмента, способного измерять ключевые характеристики ионосферного канала (ДЧХ, АЧХ и УЧХ) всех мод распространения позволяет определять месторасположение рассеивающих ионосферных неоднородностей, ответственных за аномальные сигналы на трассах наклонного зондирования.

Установлено, что наблюдаемые на трассе Алис Спрингс (Австралия) – Ростов-на-Дону аномальные сигналы, приходящие с азимутов ~10-25° с задержками, превышающими на 10-16 мс задержку прямого сигнала, обусловлены рассеянием радиоволн на неоднородностях *F*-слоя высокоширотной ионосферы, локализованных в вечернем секторе аврорального овала на широтах ~70-80°N.

Благодарности. Авторы благодарят сервисную службу Space Weather Prediction Center (USA) за возможность получения данных спутника DMSP по авроральному овалу. Работа В.П. Урядова и Ф.И. Выборнова выполнена при финансовой поддержке базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (шифр 3.7939.2017/8.9).

Список литературы

Greenwald R.A., Baker K.B., Dudeney J.R. et al. DARN/SuperDARN: A Global View of the Dynamics of High-Latitude Convection // Space Sci. Rev. 1995. V. 71. P. 761–796.

- Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Вертоградова Е.Г., Понятов А.А. Сверхдальнее зондирование ионосферного канала с помощью ионозонда/пеленгатора с линейной частотной модуляцией сигнала // Изв. Вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 3. С. 176-187.
- Урядов В.П., Вертоградов Г.Г., Понятов А.А. и др. О структуре и динамике области ионосферы с искусственными мелкомасштабными неоднородностями по данным комплексных измерений характеристик рассеянных радиосигналов // Изв. Вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, №12. С. 1011-1025.

Tsunoda R.T. High-latitude F region irregularities: A review and synthesis // Rev. Geophys. 1988. V. 26, no. 4. P.719-760.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.202-205

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ И МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА ИОНОСФЕРНЫЙ КВ КАНАЛ ПО ДАННЫМ НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В СЕНТЯБРЕ 2017 г.

В.П. Урядов, Ф.И. Выборнов, А.В. Першин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Аннотация. Представлены результаты экспериментальных исследований вариаций параметров ионосферного КВ канала во время солнечной и магнитной активности в сентябре 2017 г. по данным наклонного ЛЧМ-зондирования. Обнаружен предбуревой эффект повышения максимальной наблюдаемой частоты *F*-слоя ионосферы (*F*МНЧ) на трассах наклонного зондирования. Установлено, что отрицательная фаза магнитной бури привела к сильной деградации ионосферного канала и длительному отсутствию приема КВ-сигналов на субавроральных трассах и в меньшей степени на среднеширотной трассе. В активный период бури диапазон частот прохождения КВ сигналов $\Delta f = F$ МНЧ – *F*ННЧ сократился в 2-3 раза по сравнению с невозмущенной ионосферой. Показано, что во время магнитной бури на субавроральной трассе условия распространения через спорадический слой *Es* существенно лучше, чем распространение *F*-модой через верхнюю ионосферу.

Введение

Результаты многочисленных исследований научного и прикладного характера в области ионосферного распространения КВ свидетельствуют, что наиболее опасными для эффективной работы связных систем являются условия во время сильных геомагнитных возмущений, когда отрицательная фаза магнитной бури и сильное поглощение захватывают обширные регионы, где проходят трассы систем КВ радиосвязи [Goodman et al., 2006; Uryadov et al., 2018]. В этой связи, актуальными являются исследования особенностей распространения КВ-сигналов в условиях различной солнечной и магнитной активности и выработка рекомендаций для нейтрализации неблагоприятных воздействий магнитно-ионосферных возмущений на работу радиоэлектронных систем различного назначения.

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований влияния солнечной и магнитной активности, имевшей место в сентябре 2017 г., на характеристики КВ-сигналов по данным наклонного ЛЧМзондирования субавроральной и среднеширотной ионосферы.

Описание эксперимента и гелиогеофизические условия наблюдений

Наблюдения проводились на сети трасс наклонного зондирования (H3) в Евроазиатском регионе. ЛЧМпередатчики в Ловозеро (Мурманская обл., 68°N, 35°E), Салехарде (66.5°N, 66.4°E), Диксоне (73.5°N, 80.7°E) и ст. Горьковская (Ленинградская обл., 60.27°N, 29.38°E) работали круглосуточно с интервалом зондирования 15 минут; диапазон частот 2-30 МГц, скорость перестройки частоты 550 кГц/с. Передатчик в Соданкюля (Финляндия, 67.4°N, 26.6°E) работал в диапазоне частот 2 – 16 МГц, скорость перестройки частоты составляла 500 кГц/с, интервал зондирования – 5 минут. Прием ЛЧМ-сигналов проводился в Васильсурске (Нижегородская обл., 56.1°N, 46.1°E).

Сентябрь 2017 г. интересен с гелиогеофизической точки зрения, когда наряду со спокойными условиями имели место магнитные бури, серия магнитосферных суббурь и ряд достаточно интенсивных рентгеновских вспышек.

В данной работе мы приводим, в основном, данные наблюдений на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск и среднеширотной трассе Горьковская – Васильсурск, которые наиболее полно отражают особенности поведения КВ-сигналов во время магнитной бури с 6 по 9 сентября 2017 г. В дальнейшем планируется более полный анализ данных, полученных в течение всего сентября 2017 г. на различных трассах ЛЧМ-зондирования в Евроазиатском регионе.

На рис. 1 показана гелиогеофизическая обстановка 6 – 10 сентября (*wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp; sec.noaa.gov*). В этот период наблюдались сильная "ночная" и умеренная "дневная" магнитные бури (см. рис.1а). В этот же период были зарегистрированы рентгеновские вспышки классов M2 – M7 и сильные вспышки классов X9.3 и X8.2 (*sec.noaa.gov*). 7 и 8 сентября наблюдались заметные колебания ориентации межпланетного магнитного поля (ММП) (см. рис. 16), 7 сентября южная компонента ММП держалась в течение 5 часов, достигая максимального отрицательного значения -32 нТл, скорость солнечного ветра увеличилась до 840 км/с в 08:48UT 8 сентября с постепенным уменьшением до 530 км/с для 10 сентября. Компонента Вz оставалась

отрицательной в течение второй половины 8 сентября (см. рис. 1б). Наиболее чувствительным наземным индикатором интенсивности магнитных возмущений является авроральный индекс AE (см. рис. 1в). Как видно из рис.1в наиболее сильные вариации AE имели место 7 и 8 сентября, когда максимальное значение AE достигало значений ~1000 – 1400 нТл.



Рисунок 1. Индексы Dst, Bz и AE во время магнитной бури в сентябре 2017 г.

Результаты наблюдений

На рис. 2 для трасс Ловозеро – Васильсурск (рис. а, б, д, е) и Горьковская – Васильсурск (рис. в, г, ж, з) показан временной ход наибольшей (FMHЧ) и наименьшей (FHHЧ) наблюдаемых частот F-слоя ионосферы для спокойных условий (пунктиром показаны усредненные данные для 03, 23 и 24 сентября) и периода солнечной и магнитной активности с 6 по 9 сентября, когда наблюдалось сильное возмущение ионосферы.

Как видно из рис. 2а, в на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск (в меньшей степени на среднеширотной трассе Горьковская - Сура) 6 сентября до начала магнитной бури в течение всего временного интервала прохождения КВ-сигналов с 01 до 21 UT наблюдалось возрастание FMHЧ. Такой же эффект роста FMHЧ наблюдался на субавроральных трассах Соданкюля Васильсурск, Салехард – Васильсурск и Диксон – Васильсурск. В среднем возрастание FMHЧ на различных трассах по сравнению со средним (спокойным) уровнем достигало ~8÷22%. Отметим, что 6 сентября магнитные индексы Dst и АЕ были на спокойном уровне (см. рис.1). Эффект предбуревого возрастания критической частоты foF2 наблюдался многими авторами (см., например, [Данилов, 2013] и цитируемую там механизм литературу), но этого явления окончательно еще не установлен.

6 сентября в 08:57 – 09:17 UT и в 11:53 – 12:10 UT обеих трассах наблюдалось влияние на рентгеновских вспышек классов Х2.2 и Х9.3, соответственно, на поглощение радиоволн, когда во всем диапазоне частот ЛЧМ-зондирования КВсигналы не принимались. На более протяженной субавроральной трассе во время вспышек значения FMHЧ и FHHЧ выше, а временной интервал меньше, отсутствия сигнала чем на среднеширотной трассе И хорошо видна релаксация сигнала на стадии восстановления, особенно заметная для FHHЧ (см рис. 2а, в).

7 сентября на начальной стадии "ночной" магнитной бури до ее взрывной фазы КВ-сигналы принимались на обеих трассах во всем временном интервале. Как видно из рис. 26 диапазон частот прохождения Δf для субавроральной трассы

несколько меньше по сравнению со спокойными условиями, что, вероятно, связано с ростом поглощения радиоволн в период высыпания заряженных частиц, о чем свидетельствуют результаты наблюдений свечения и данные риометра в Соданкюля и Оулу (*www.sgo.ft*). В этот день проявилось воздействие рентгеновских вспышек на прохождение КВ-сигналов. На более протяженной субавроральной трассе в дневное время 10:11-10:18 UT (вспышка М7.3) сигнал не принимался. На среднеширотной трассе наблюдался рост *F*HHЧ на 4-5 МГц и существенно уменьшился (вплоть до непрохождения) диапазон частот $\Delta f = F$ MHЧ–*F*HHЧ. В вечернее время 14:20-14:55 UT (вспышка X1.3) сигнал принимался на обеих трассах, но наблюдался заметный рост *F*HHЧ и имело место сужение (вплоть до непрохождения на среднеширотной трассе) диапазона частот Δf .

В.П. Урядов и др.

8 сентября на главной фазе "ночной" магнитной бури и начальной фазе ее восстановления до 08:30 UT на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск сигнал не принимался, что связано с отрицательной фазой бури и ростом поглощения. Сигнал начал приниматься с 08:30 UT до начала взрывной фазы "дневной" магнитной бури (11:50 UT). Частоты были на 2-3 МГц меньше, чем для спокойных условий. После 11:50 UT, когда началась взрывная фаза "дневной" магнитной бури, сигнал не принимался. На среднеширотной трассе 8 сентября сигнал принимался с 3 до 6:30 UT и с 08:30 до 12 UT. На обеих трассах диапазон частот прохождения Δf был в 2-3 раза меньше, чем в невозмущенной ионосфере. Отсутствие сигнала 8 сентября после 12 UT связано с развитием отрицательной фазы "дневной" бури и ростом поглощения по данным риометров в Соданкюля и Оулу (*www.sgo.fi*). В этот день рентгеновские вспышки в 07:40-07:58 UT (вспышка M8.1) и в 15:09-16:04 UT (вспышка M2.9) пришлись на отрицательные фазы "ночной" и "дневной" магнитных бурь, когда КВ-сигналы не принимались на обеих трассах.



Рисунок 2. Временной ход *F*МНЧ (*красный*) и *F*ННЧ (*синий*) для возмущенных (*сплошные линии*) и спокойных (*пунктир*) дней на трассах Ловозеро – Васильсурск (рис. *а*, *б*, *д*, *е*) и Горьковская – Васильсурск (рис. *в*, *г*, *ж*, *з*).

9 сентября магнитная активность существенно снизилась, свечение не наблюдалось и по данным риометра Соданкюля поглощение было на низком уровне ~ 1 дБ (*www.sgo.fi*). На обеих трассах сигнал принимался в течение всего временного интервала с 2 до 20UT и во второй половине 9 сентября сигналы восстановились практически до невозмущенного уровня. В этот день на среднеширотной трассе в 10:50-11:42 UT КВ-сигналы не принимались, что вероятно связано с воздействием рентгеновской вспышки класса М2.9.

С пространственно-временной изменчивостью высыпания заряженных частиц из магнитосферы связано существование спорадических слоев в области *Е* авроральной ионосферы.

На рис. З показан временной ход максимальной и наименьшей наблюдаемых частот Es слоя (EsMHЧ – красный, EsHHЧ - синий) во время магнитной бури (сплошные линии) и в спокойных (пунктир) условиях на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск. Как видно из рисунка 7 сентября после 6 UT значения EsMHЧ существенно (на 5 – 15 МГц) больше, чем в невозмущенной ионосфере. При этом значительно возрастает диапазон частот прохождения КВ-сигналов через спорадический слой Es. 8 сентября после 2 UT на фазе восстановления "ночной" магнитной бури растет поглощение и сигнал не принимался. После 12 UT наблюдался рост EsMHЧ и EsHHЧ. Из рис. Зб и 2д видно, что во время магнитной бури на субавроральной трассе существуют более благоприятные условия для распространения КВ-сигналов через Es по сравнению с распространением через F-область возмущенной ионосферы, что можно использовать для нейтрализации отрицательного влияния магнитно-ионосферных возмущений на работу систем КВ радиосвязи.



Рисунок 3. Временной ход *Es*MHЧ (*красный*) и *Es*HHЧ (*синий*) во время магнитной бури (*сплошные линии*) и в спокойных (*пунктир*) условиях на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск 7.09.2017 г. (*a*) и 8.09.2017 г. (*б*).

Выводы

Отрицательная фаза магнитной бури 7-8 сентября 2017 г. и сопровождающее ее усиление поглощения радиоволн оказали негативное влияние на ионосферный КВ канал и привели к сокращению диапазона частот прохождения радиоволн, деградации ионосферного канала, вплоть до блэкаута.

В активный период бури диапазон частот прохождения КВ сигналов $\Delta f = FMH4-FHH4$, как на субавроральной, так и на среднеширотной трассах сократился в 2-3 раза по сравнению с невозмущенной ионосферой. Понятно, что в таких условиях КВ радиосвязь через *F*-слой ионосферы не будет надежной.

С другой стороны, при образовании сильных спорадических слоев Es во время магнитной бури появляется возможность использовать для радиосвязи в высокоширотной ионосфере канал распространения через Es. Об этом свидетельствуют результаты наших исследований. Так, в отличие от полного блэкаута моды F в течение второй половины 8 сентября распространение через слой Es не было подвержено полному блэкауту. Диапазон частот прохождения через спорадический слой Es на 5 – 15 МГц превышал диапазон частот прохождения КВ-сигналов в невозмущенной ионосфере.

Благодарности. Авторы благодарят всех сотрудников, обеспечивавших работу ЛЧМ передатчиков, благодарят сервисную службу World Data Center for Geomagnetism, Kyoto (Japan) за возможность получения данных по индексам Dst, AE и сервисную службу Space Weather Prediction Center (USA) за возможность получения данных GOES Satellite X-ray и данных ACE по параметрам солнечного ветра и межпланетного магнитного поля и сервисную службу Sodankyla Geophysical Observatory (Finland) за возможность получения данных сети риометров по поглощению радиоволн. Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (шифр 3.7939.2017/8.9).

Список литературы

Данилов А.Д. Реакция области F на геомагнитные возмущения // Гелиогеофизические исследования. 2013, вып. 5. С. 1-33.

Goodman J.M., Ballard J.W., Patterson J.D., Gaffney B. Practical measures for combating communication system impairments caused by large magnetic storms // Radio Sci. 2006. V. 41. RS6S41. doi:10.1029/2005RS003404.

Uryadov V.P., Vybornov F.I., Kolchev A.A. et al. Impact of heliogeophysical disturbances on ionospheric HF channels // Advances in Space Research. 2018. V. 61. P.1837-1849.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.206-209

EMISSION INTENSITIES OF FIRST AND SECOND POSITIVE SYSTEM BANDS OF N₂ IN THE EARTH'S MIDDLE ATMOSPHERE DURING PRECIPITATIONS OF RELATIVISTIC ELECTRONS

A.S. Kirillov, V.B. Belakhovsky

Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia

Abstract. The main aim of the paper is the study of electronic kinetics of N_2 triplet states in the middle atmosphere during relativistic electrons penetrations taking into account collision processes at the altitudes. The results of calculations of emission intensities of first (749 nm and 669 nm) and second (337 nm) positive molecular nitrogen systems in the Earth's atmosphere during the precipitation of relativistic electrons (100 keV - 10 MeV) are presented. The calculation takes into account the quenching of triplet states of nitrogen in molecular collisions with the participation of N_2 and O_2 molecules. It is shown that there is a significant decrease in the emission rates of the bands of N_2 first positive system at lower altitudes in comparison with ones of the bands of N_2 second positive system.

1. Introduction

Relativistic electrons (with energy > 1 MeV) at near Earth space are produced at the outer radiation belt. The relativistic electron precipitation into the atmosphere is one of the main mechanisms of the losses of outer radiation belt. At altitude about 50 km the relativistic electron precipitations excite bremsstrahlung which can reach the altitude 20 km. At these altitudes bremsstrahlung is detected by X-ray detectors on the stratospheric balloons [*Millan et al.*, 2002].

The interaction of energetic electrons with main atmospheric components N_2 and O_2 is an important mechanism of ionization and dissociation in the middle atmosphere causing the production of odd nitrogen (NO_x) and odd-hydrogen (HO_x) [*Turunen et al.*, 2009; *Newnham et al.*, 2018]. Enhanced concentrations of these minor atmospheric components during relativistic electron precipitations lead to catalytic ozone loss [*Roldugin et al.*, 2000; *Seppälä et al.*, 2015; *Turunen et al.*, 2016] changing atmospheric heating and cooling balance.

Also, energetic relativistic electrons penetrating in the upper and middle atmosphere lead to electronic and vibrational excitation of main atmospheric components. *Artamonov et al.* [2016, 2017] have presented profiles of enhanced ionization rates in the upper and middle atmosphere induced by relativistic electrons with energies 100 keV-100 MeV. One of the indicators of the state of the Earth's atmosphere is optical emissions of atmospheric components. Since N₂ gas dominates in the composition of the Earth's atmosphere, the atmospheric emission spectra have to contain a manifold of molecular nitrogen bands radiated from electronically excited states.

Main aim of the paper is the study of electronic kinetics of N_2 triplet states in the middle atmosphere during relativistic electron precipitations taking into account collision processes at these altitudes. We will consider the influence of the inelastic molecular collisions on volume and column intensities of N_2 first and second positive bands.

2. The model of N₂ electronic kinetics in the middle atmosphere

We apply here the model of N_2 electronic kinetics in the middle atmosphere presented by *Kirillov and Belakhovsky* [2019]. The authors have taken into account all intramolecular and intermolecular electron energy transfers in the electronic quenching of electronically excited triplet nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B'^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u)$ by the collisions with N_2 and O_2 molecules considered by *Kirillov* [2010, 2011, 2016, 2019]. It was shown by *Kirillov and Belakhovsky* [2019] that both intramolecular and intermolecular transfer processes are very important in the calculation of vibrational populations of N_2 triplet states at the altitudes of the middle atmosphere.

The model includes the consideration of the excitation of five electronic states of molecular nitrogen in the collisions of $N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0)$ by high-energetic electrons in the middle atmosphere of the Earth

$e + N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0)$	$\rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu'=0-29) + e$	(1a)
	$\rightarrow N_2(B^3\Pi_g, v'=0-18) + e$	(1b)
	$\rightarrow N_2(W^3\Delta_u, \nu'=0-21) + e$	(1c)
	$\rightarrow N_2(B'^3\Sigma_u, v'=0-15) + e$	(1d)
	$\rightarrow N_2(C^3\Pi_u, \nu'=0-4) + e$	(1e)

The rates of the excitation of vibrational levels of all five states are proportional to the Franck-Condon factor q_{0v}^{Xv} of the transition $X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v=0 \rightarrow Y, v'$ where $Y=A^{3}\Sigma_{u}^{+}, B^{3}\Pi_{g}, W^{3}\Delta_{u}, B^{3}\Sigma_{u}^{-}, C^{3}\Pi_{u}$ [*Gilmore et al.*, 1992].

The electronically excited molecules radiate the bands of Vegard-Kaplan (VK), First Positive (1PG), Wu-Benesch (WB), Afterglow (AG), Second Positive (2PG) systems:

$N_2(A^3\Sigma_u^+, v') \to N_2(X^1\Sigma_g^+, v'') + hv_{VK}$,	(2a)
$N_2(B^3\Pi_g, \nu') \leftrightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, \nu'') + h\nu_{1PG}$,	(2b)
$N_2(W^3\Delta_u, \nu') \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, \nu'') + h\nu_{WB}$,	(2c)
$N_2(B'^3\Sigma_u^-, v') \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, v'') + hv_{AG}$	(2d)
$N_2(C^3\Pi_u, v') \to N_2(B^3\Pi_g, v'') + hv_{2PG}$.	(2e)

Einstein coefficients for the radiational transitions (2a-2e) are taken according to [Gilmore et al., 1992] in our calculations.

To calculate vibrational populations N of the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{3}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ triplet states we apply the following equations by *Kirillov and Belakhovsky* [2019]

$$Q^{Y}q_{0\nu'}^{XY} + \sum_{\nu''} A_{\nu'\nu'}^{BY}N_{\nu''}^{B} + \sum_{\nu''} k_{\nu''\nu'}^{*BY}N_{\nu''}^{B}([N_{2}] + [O_{2}]) + \sum_{Z,\nu''} k_{\nu''\nu'}^{*ZY}N_{\nu''}^{Z}[N_{2}] + \sum_{V''} k_{\nu''\nu'}^{**SY}N_{\nu''}^{B}[N_{2}] + \sum_{\nu''} k_{\nu''\nu'}^{**SY}N_{\nu''}^{C}[N_{2}] = \left\{ \sum_{\nu''} A_{\nu'\nu''}^{YB} + A_{\nu'}^{*Y} + \sum_{\nu''} k_{\nu'\nu''}^{*YB}([N_{2}] + [O_{2}]) + \sum_{Z,\nu''} k_{\nu'\nu''}^{**YZ}[N_{2}] + \sum_{\nu''} k_{\nu'\nu''}^{**YB}[N_{2}] + k_{\nu'}^{**Y}[O_{2}] \right\} N_{\nu'}^{Y}$$
(3a)

$$Q^{C}q_{0v'}^{XC} + \sum_{v''v''} k_{v'v''}^{**CC} N_{v''}^{C}[N_{2}] =$$

$$= \left\{ \sum_{v''} A_{v'v''}^{CB} + \sum_{Y,v''} k_{v'v''}^{**CY}[N_{2}] + \sum_{v''} k_{v'v''}^{**CB}[N_{2}] + \sum_{v''
(3c)$$

where *Y* and $Z = A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{\prime 3}\Sigma_{u}^{-}$; Q^{Y} , Q^{B} , Q^{C} are production rates of the *Y*-th, $B^{3}\Pi_{g}$, $C^{3}\Pi_{u}$ states, respectively; *A* are spontaneous radiational probabilities for the transitions (2b-2e); k^{*} and k^{**} mean the constants of intramolecular and intermolecular electron energy transfer processes, respectively; A_{v}^{*Y} means radiational probability of the transition (2a) for the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ state and $A_{v}^{*Y}=0$ for the $W^{3}\Delta_{u}$ and $B^{\prime 3}\Sigma_{u}^{-}$ states.

Here we consider the following intramolecular processes:

$$\begin{split} &N_2(Y,v') + N_2, O_2 \to N_2(B^3\Pi_g,v'') + N_2, O_2 \ , \ &(4a) \\ &N_2(B^3\Pi_g,v') + N_2, O_2 \to N_2(Y,v'') + N_2, O_2 \ , \ &(4b) \end{split}$$

with $Y = A^3 \Sigma_u^+$, $W^3 \Delta_u$, $B^{\prime 3} \Sigma_u^-$, intermolecular processes:

$$\begin{split} & N_{2}(Y,\nu') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g};\nu'') , \qquad (5a) \\ & N_{2}(B^{3}\Pi_{g},\nu') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g};\nu'') , \qquad (5b) \\ & N_{2}(C^{3}\Pi_{u},\nu') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g};\nu'') , \qquad (5c) \end{split}$$

with *Y* and $Z = A^3 \Sigma_u^+$, $W^3 \Delta_u$, $B'^3 \Sigma_u^-$ for the inelastic collisions with N₂ molecules, and the electronic quenching by O₂ with the transfer of the excitation energy on the oxygen molecules:

$$N_2(Y,\nu') + O_2(X^3\Sigma_g^-,\nu=0) \to N_2^{**} + O_2^{**} (O+O) , \qquad (6a)$$

$$N_{2}(B^{3}\Pi_{g},v') + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g},v=0) \to N_{2}^{**} + O_{2}^{**}(O+O) , \qquad (6b)$$

$$N_2(C^3\Pi_u, \nu') + O_2(X^3\Sigma_g, \nu=0) \to N_2^{**} + O_2^{**}(O+O) , \qquad (6c)$$

where $Y = A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{3}\Sigma_{u}^{-}$ and N_{2}^{**} , O_{2}^{**} means electronically or vibrationally excited molecules and the energy transfer processes (6a-6c) can cause the excitation of repulsive states of O_{2} with the dissociation of oxygen molecules





Figure 1. The altitude profiles of ionization rates by *Artamonov et al.* [2017] and calculated volume intensities of 337 nm N₂ emission for three energies of relativistic electrons 100 keV, 1 MeV, 10 MeV.



Figure 2. The altitude profiles of calculated volume intensities of 669 and 749 nm N₂ emissions for three energies of relativistic electrons 100 keV, 1 MeV, 10 MeV.

3. The calculation of intensity profiles for N₂ first and second positive bands

The altitude profiles of calculated ionization rates in the middle atmosphere during relativistic electrons penetrations have been presented by *Artamonov et al.* [2017]. Authors have calculated the ion productions for isotropic monoenergetic electrons in the energy range 100 keV–100 MeV suggesting ε =35 eV as the average energy necessary for production of an ion pair in air. The calculation has shown that ionization rates in the isotropic case have two peaks. The first peak is related to the direct ionization of ambient air, the second is due to bremsstrahlung.

We consider here only the rates related to the direct ionization of ambient air for relativistic electrons penetrations with energies of 100 keV – 10 MeV. The method of degradation spectra [Konovalov, 1993] was applied in the calculation of average energies ε necessary for the excitation of N₂ triplet states by energetic secondary electrons in the processes (1a-1e).

The altitude profiles of ion production according to the calculations by Artamonov et al. [2017] for three energies of relativistic electrons 100 keV, 1 MeV and 10 MeV are shown in Fig. 1. Here we consider the profiles of ionization rates without ionization induced by bremsstrahlung. Also, the calculated volume intensities of 337 nm N₂ emission are presented in Fig. 1 at the same energies of electrons. The radiation of N₂ second positive 337 nm emission is related with the transitions (2e) $\nu'=0\rightarrow\nu''=0$. Fig. 1 shows that the altitude profiles of volume intensities of the 337 nm N₂ emission correlate with the profiles of ion production by Artamonov et al. [2017].

Also, the calculated volume intensities of 669 nm and 749 nm N₂ first positive emissions are presented in Fig. 2. The radiation of N₂ first positive 669 nm and 749 nm emissions is related with the transitions (2b) $v'=5 \rightarrow v''=2$ and $v'=4 \rightarrow v''=2$, respectively. The altitude profiles of volume intensities of 669 nm and 749 nm emissions show significant decrease in comparison with the intensity of 337 nm emission at the altitudes below ~60 km. The decrease can be explained by effective quenching of the B³\Pi_g state in molecular processes (4b), (5b), (6b). The dependence of the calculated column intensity ratios I(749 nm)/I(337 nm) and I(669 nm)/I(337 nm) on energies of relativistic electrons is presented in Table 1. Also, we show here the same ratios calculated using auroral rocket observations on Hays Island on 13.12.1972 published by *Kirillov et al.* [1987]. There is an agreement of the calculated column intensity ratios at the relativistic electron energy of 100 keV with the results of auroral rocket observations. The intensity ratios of first and second positive bands depend on the energy of precipitating relativistic electrons and could be applied as an indicator of mean energy of the high-energetic particles.

Table 1. The calculated column intensity ratios I(749 nm)/I(337 nm) and I(669 nm)/I(337 nm) on energies of relativistic electrons E=100 keV - 10 MeV.

	Kirillov et al. [1987]	100 keV	500 keV	1 MeV	5 MeV	10 MeV
<i>I</i> (749 nm)/ <i>I</i> (337 nm)	1.58 (±30%)	1.41	0.92	0.61	0.25	0.17
<i>I</i> (669 nm)/ <i>I</i> (337 nm)	0.65 (±30%)	0.64	0.42	0.27	0.11	0.074

4. Conclusions

The altitude profiles of the calculated volume intensities of 337 nm, 669 nm, 749 nm N₂ emissions in the middle atmosphere are presented for the cases of relativistic electrons penetrations. The calculations are made for energies of relativistic electrons [*Artamonov et al.*, 2017] 100 keV – 10 MeV. The electronic kinetics of N₂ triplet states $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ in the middle atmosphere of the Earth during relativistic electron precipitation is considered. Intramolecular and intermolecular electron energy transfers in inelastic collisions of electronically excited molecular nitrogen with N₂ and O₂ molecules are taken into account in the calculations.

It is shown that there is a dependence of the calculated column intensity ratios of first and second positive bands on the energy of relativistic electrons. The calculated column intensity ratios I(749 nm)/I(337 nm) and I(669 nm)/I(337 nm) decrease with increasing relativistic electron energy. This fact can be explained by more effective contribution of the quenching processes in vibrational populations of the B³ Π_g state than of the C³ Π_u state at lower altitudes.

Acknowledgements. This work is supported by the Russian Science Foundation (Project # 18-77-10018).

References

- Artamonov A.A., Mishev A.L., Usoskin I.G. Model CRAC: EPII for atmospheric ionization due to precipitating electrons: Yield functions and applications. 2016, J. Geophys. Res.: Space Phys., v.121, p.1736-1743.
- Artamonov A., Mironova I., Kovaltsov G. et al. Calculation of atmospheric ionization induced by electrons with non-vertical precipitation: Updated model CRAC-EPII. 2017, Adv. Space Res., v.59, p.2295-2300.
- 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. 1992, J. Phys. Chem. Ref. Data, v.21, p.1005-1107.
- Kirillov A.S. Electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in high-latitude lower thermosphere and mesosphere. 2010, Ann. Geophys., v.28, p.181-192.
- Kirillov A.S. Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of N_2 and O_2 molecules. 2011, J. Quan. Spec. Rad. Tran., v.112, p.2164-2174.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of $N_2(A^3\Sigma_u^+,\nu=0-10)$ with CO and N_2 molecules. 2016, Chem. Phys. Lett., v.643, p.131-136.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of $N_2(C^3\Pi_u, \nu=0-4)$ by collisions with N_2 molecules. 2019, Chem. Phys. Lett., v.715, p.263-267.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. The kinetics of N₂ triplet electronic states in the upper and middle atmosphere during relativistic electron precipitation. 2019, Geophys. Res. Lett., v.46, p.7734-7743.
- Kirillov A.S., Yagodkina O.I., Ivanov V.E., Vorobjev V.G. Excitation mechanisms of 1PG N₂ system in aurora. 1987, Geomag. Aeron., v.27, p.419-427.
- Konovalov V.P. Degradation electron spectrum in nitrogen, oxygen and air. 1993, Tech. Phys., v.63(3), p.23-33.
- Millan R.M., Lin R.P., Smith D.M. et al. X-ray observations of MeV electron precipitation with a balloon-borne germanium spectrometer. 2002, Geophys. Res. Lett., v.29(24), 2194.
- Newnham D.A., Clilverd M.A., Rodger C.J. et al. Observations and modeling of increased nitric oxide in the Antarctic polar middle atmosphere associated with geomagnetic storm-driven energetic electron precipitation. 2018, J. Geophys. Res.: Space Phys., v.123, p.6009-6025.
- Roldugin V.C., Beloglazov M.I., Remenets G.F. Total ozone decrease in the Arctic after REP events. 2000, Ann. Geophys., v.18, p.332-336.
- Seppälä A., Clilverd M.A., Beharrell M.J. et al. Substorm-induced energetic electron precipitation: Impact on atmospheric chemistry. 2015, Geophys. Res. Lett., v.42, p.8172-8176.
- Turunen E., Verronen P.T. et al. Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms. 2009, J. Atmos. Sol. Terr. Phys., v.71, p.1176-1189.
- Turunen E., Kero A., Verronen P.T. et al. Mesospheric ozone destruction by high-energy electron precipitation associated with pulsating aurora. 2016, J. Geophys. Res.: Atmos., v.121, p.11852-11861.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.210-213

THE STUDY OF THE ROLE OF INTERMOLECULAR PROCESSES IN THE KINETICS OF $N_2(A^3\Sigma_U^+)$ IN UPPER ATMOSPHERES OF PLANETS OF SOLAR SYSTEM

A.S. Kirillov¹, R. Werner², V. Guineva²

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia ²Space Research and Technology Institute of Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora, Bulgaria

Abstract. We study the electronic kinetics of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in upper atmospheres of N_2 -rich planets. The simulation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ vibrational populations at the altitudes of upper atmospheres of the planets is made. The mixtures of N_2 -O₂ gases and N_2 -CH₄-CO gases are considered for the atmospheres of Earth and Titan-Triton-Pluto, respectively. The role of molecular inelastic collisions in intermolecular electron energy transfer processes is investigated. The influence of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic excitation of O₂ and CO molecules in inelastic collisions is studied. It is shown that the increase in the density of upper atmospheres of the planets leads to more significant excitation of electronically excited O₂ and CO by intermolecular electron energy transfers from $N_2(A^3\Sigma_u^+)$.

1. Introduction

Molecular nitrogen N_2 is the major molecular gas in the atmospheres of Earth, Titan, Triton and Pluto. The interaction of high-energetic solar UV photons, magnetospheric particles and cosmic rays with atmospheric molecules causes the production of fluxes of free electrons in their atmospheres during processes of ionisation [*Campbell and Brunger*, 2016]. Produced free electrons excite different triplet states of N_2 in the inelastic collisions:

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

Emissions of Wu-Benesch, Afterglow, Second Positive (2PG) and First Positive (1PG) bands during spontaneous radiational transitions

$N_2(W^3\Delta_u, \nu) \to N_2(B^3\Pi_g, \nu') + h\nu_{WB} ,$	(2a)
$N_2(B^{\prime 3}\Sigma_u^{-}, v) \rightarrow N_2(B^{3}\Pi_g, v') + hv_{AG}$,	(2b)
$N_2(C^3\Pi_u, \nu) \to N_2(B^3\Pi_g, \nu') + h\nu_{2PG}$,	(2c)
$N_2(B^3\Pi_g, v') \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + hv_{1PG}$	(3)

lead to the accumulation of the energy of electronic excitation on vibrational levels of the lowest triplet state $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$. Einstein coefficients of the dipole-allowed transitions (2a-c,3) are of high magnitudes [*Gilmore et al.*, 1992] and the emissions of the bands play a very important role in the electronic kinetics and in a redistribution of excitation energy between the triplet states of N₂ on the altitudes of upper atmospheres of the planets and/or their moons.

The mixture of N_2 and CO gases is applied in active media of infrared CO lasers. The presence of other molecular gases in the gas mixture with carbon monoxide leads to a redistribution of energies of vibrational quanta between molecules and affects the temporal dependence of small-signal gain dynamics [*Vetoshkin et al.*, 2007]. Results of the investigation of the effect of N_2 , on the small-signal gain and the lasing characteristics of a CO laser operating on CO high vibrational transitions, by *Basov et al.* [2002] have pointed out that the interaction of N_2 molecules with highly excited CO plays a significant part in the production of population inversion on high vibrational levels.

Recent investigations of *Seppälä et al.* [2008] and *Lillis et al.* [2012] consider the precipitations of solar energetic particles in the atmospheres of Earth and Mars, consequently. The inelastic interaction of solar particles with atomic and molecular components of the atmospheres causes electronic (and vibrational) excitation of the atoms and molecules. Moreover, sometimes the interaction of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ with molecular oxygen O_2 is considered as possible source of nitrous oxide at altitudes of the middle atmosphere [*Zipf*, 1980; *Zipf and Prasad*, 1980].

Here we consider the influence of intermolecular electron energy transfer processes from $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on electronic and vibrational kinetics molecules in the mixtures of N_2 - O_2 and N_2 - CH_4 -CO gases.

2. The mixtures of N₂-O₂ gases in the atmosphere of the Earth

The calculation of the rate coefficients for the production of vibrationally excited $N_2(X^1\Sigma_g^+, v > 0)$ molecules in the processes of electronic quenching is made for the collisions of triplet nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ with N_2 and O_2 molecules.

Here we take into account only spin-allowed processes. Estimations of quenching rate constants for spin-forbidden processes by *Kirillov* [2011] pointed out on about two orders lower values of the coefficients in comparison with ones for spin-allowed processes.

The calculated rate coefficients for the quenching of four triplet states

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, v=2-23) + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v=0) \rightarrow N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v') + N_{2}(Y, v''),$$

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, v=0-23) + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-}, v=0) \rightarrow N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v') + O_{2}(Z, v'') (O+O),$$
(4a)
(4b)

with $v \ge 1$ are presented by *Kirillov* [2012]. Here *Y*,*Z* in the process (4a, 4b) means the consideration of $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{3}\Sigma_{u}^{-}$ triplet states of N₂ and $a^{1}\Delta_{g}$, $b^{1}\Sigma_{g}^{+}$, $c^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $A^{3}\Delta_{u}$, $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ states of O₂.



Figure 1. The calculated vibrational populations of the ground-state $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ molecule corresponding to the contributions of different sources: from $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ through collisions with N_2 and O_2 (*squares* and *circles*, respectively) and spontaneous radiational processes (*triangles*), from triplet states $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B^{13}\Sigma_u^-$ (*solid lines*) and direct vibrational excitation by auroral electrons (*crosses*) at the altitudes of 100 km (*left*) and 80 km (*right*).



Figure 2. The calculated relative vibrational population of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ (left) at the altitude of 50 km of Earth (*solid line*) and of $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ (*right*) without and with inclusion (4b) process (*dashed and solid lines*, respectively).

Contributions of electronically excited nitrogen molecules $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g,\,W^3\Delta_u,\,B^{\prime3}\Sigma_u^{-})$ and of direct excitation by auroral electron impact (1) in vibrational population of the ground state $X^1\Sigma_g^+$ of N₂ at the altitudes of 100 and 80 km of auroral lower thermosphere and mesosphere of the Earth are presented in Fig. 1. It is seen from Fig. 1 that metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ plays verv important role in vibrational kinetics of $N_2(X^1\Sigma_g^+)$. The contribution of metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in the vibrational excitation of $N_2(X^1\Sigma_g^+, v>0)$ dominates for high considered vibrational levels v>22. Moreover, it is seen from Fig. 1 that the increase in the density of the upper atmosphere of the Earth leads to the higher contribution of molecular inelastic collisions in the vibrational ground-state excitation of the molecular nitrogen $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ in the upper atmosphere during auroral electron precipitations. Similar results should be in the case of the penetration of high-energetic electrons for conditions of a laboratory discharge.

Fig. 2 is a plot of the calculated relative vibrational populations of the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ state of molecular nitrogen N₂ $([N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-10)]/[N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0)])$ at the altitude of 50 km for the case of solar proton precipitations taking into intramolecular account all and intermolecular electron energy transfer process by inelastic molecular collisions. Concentrations of main atmospheric components are taken as

 $[N_2]=1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}, [O_2]=3.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Also we consider the vibrational populations of the $A^3\Sigma_u^+$ state of molecular oxygen O₂ ($[O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu=0-10)]/[O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu=0)]$) at the altitude of 50 km without and with inclusion (4b) process. It is seen from Fig.2 that the process (4b) of electron energy transfer by inelastic molecular collisions plays very important role in electronic excitation of the $A^3\Sigma_u^+$ state of molecular oxygen O₂. The contribution of the intermolecular process of electron energy transfer dominates in the excitation of $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu=0-10)$ and it exceeds the contribution of the electronic excitation related with the impact of O₂ molecules by high-energetic particles.

3. The mixtures of N₂-CH₄-CO gases in the atmospheres of Titan, Triton, Pluto

Kirillov [2016] has shown that intermolecular electron energy transfers play a very important role in the processes of electronic quenching of metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in collisions with CO molecules.

A.S. Kirillov et al.

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, \nu=0-23) + CO(X^{1}\Sigma^{+}, \nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, \nu''\geq 0) + CO(a^{3}\Pi, \nu') \quad ,$$
(5)

Good agreement of the calculated rate coefficients with a few available experimental data was obtained in that paper. Also, the removal rates for the process

$$N_2(A^3\Sigma_u^+, v=1-6) + CH_4 \rightarrow products$$

from [*Herron*, 1999] are used in the calculations. Comprehensive quantum chemical analysis by *Sharipov et al.* [2016] was carried out to study the processes (6). They have shown that the reaction of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ with CH₄ can lead to the dissociative quenching of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and the production of H and CH₃.

The calculated vibrational populations of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-15)$ and $CO(a^3\Pi, v=0-10)$ at the altitudes of 1200, 1000, 800 and 724 km in Titan's upper atmosphere are presented by *Kirillov et al.* [2017]. The calculated vibrational populations of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-15)$ at the altitudes of 170 and 320 km in Triton's upper atmosphere and at the altitudes of 420 and 660 km in Pluto's upper atmosphere are presented by *Kirillov et al.* [2018].



Figure 3. The calculated vibrational populations of CO($a^3\Pi$,v=0-10) at the altitudes of 170 and 320 km in Triton's upper atmosphere: the contributions of the processes (5) and (7) are solid and dashed lines, respectively [*Kirillov et al.*, 2018].



Figure 4. The calculated vibrational populations of $CO(a^3\Pi, v=0-10)$ at the altitudes of 420 and 660 km in Pluto's upper atmosphere: the contributions of the processes (5) and (7) are solid and dashed lines, respectively [*Kirillov et al.*, 2018].

The calculated vibrational populations of $CO(a^3\Pi, v=0-10)$ at the altitudes of 170 and 320 km in Triton's upper atmosphere and at the altitudes of 420 and 660 km in Pluto's upper atmosphere are shown in Figs. 3 and 4, respectively. The calculated populations of $CO(a^3\Pi, v)$ includes the contributions of direct excitation by electrons:

$$e + CO(X^{1}\Sigma^{+}, \nu=0) \rightarrow CO^{*}(a^{3}\Pi, \nu\geq 0) + e \quad .$$

$$\tag{7}$$

Also, the calculations show that the increase in the density of upper atmospheres of the planets leads to the more effective excitation of lowest vibrational levels of $CO(a^3\Pi)$ by the intermolecular process (5). The exceeding of the contribution by intermolecular energy transfer process (5) over the contribution by direct electron impact (7) is seen at the altitudes of 170 (Triton) and 420 (Pluto) km. Therefore, there is a possibility of effective pumping of electronic excitation of CO molecules by metastable molecular nitrogen in N₂-rich atmospheres and the rates of the pumping

increase with the enhancement in the density of the atmosphere. Similar results should be in the case of the penetration of high-energetic electrons for conditions of a laboratory discharge in the mixture of N_2 and CO gases.

4. Conclusions

We have studied the electronic kinetics of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in upper atmospheres of the planets. The mixtures of N₂-O₂ and N₂-CH₄-CO was considered for the atmospheres of Earth and Titan-Triton-Pluto, respectively. It is shown that the increase in the density of upper atmospheres of the planets leads to more significant excitation of electronically excited O₂ and CO by intermolecular electron energy transfers from metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Also electronically excited N₂ plays very important role in vibrational excitation of $N_2(X^1\Sigma_g^+,\nu>0)$ at the altitudes of lower thermosphere and mesosphere.

- 1. There is the influence of metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on N_2 vibrational kinetics and O_2 electronic kinetics in the atmosphere of Earth (N₂-O₂ mixture).
- 2. There is the influence of metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on electronic excitation of $CO(a^3\Pi)$ in inelastic molecular collisions in the atmospheres of Titan, Triton, Pluto (N₂-CH₄-CO mixture).

References

- Basov N.G., Ionin A.A., Klimachev Yu.M. et al. Pulsed laser operating on the first vibrational overtone of the CO molecule in the 2.5-4.2-µm range: 3. The gain and kinetic processes on high vibrational levels. 2002, Quantum Electr., v.32, p.404-410.
- Campbell L., Brunger M.J. Electron collisions in the atmospheres. 2016, Inter. Rev. Phys. Chem., v.35, p.297-351.
- 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. 1992, J. Phys. Chem. Ref. Data, v.21, p.1005-1107.
- Herron J.T. Evaluated chemical kinetics data for reactions of N(²D), N(²P), and N₂(A³ Σ_u^+) in the gas phase. 1999, J. Phys. Chem. Ref. Data, v.28, p.1453-1483.
- Kirillov A.S. Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of N₂ and O₂ molecules. 2011, J. Quan. Spec. Rad. Tran., v.112, p.2164-2174.
- Kirillov A.S. Influence of electronically excited N₂ and O₂ on vibrational kinetics of these molecules in the lower thermosphere and mesosphere during auroral electron precipitation. 2012, J. Atm. Sol. Terr. Phys., v.81-82, p.9-19.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of N₂(A³Σ_u⁺, v=0-10) with CO and N₂ molecules. 2016, Chem. Phys. Lett., v.643, p.131-136.
- 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. 2017, Chem. Phys. Lett., v.685, p.95-102.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V. Intermolecular electron energy transfer processes in upper atmospheres of Titan, Triton, Pluto. 2018, "Physics of Auroral Phenomena", Proc. XLI Annual Seminar, Apatity, p.110-113.
- Lillis R.J., Brain D.A., Delory G.T. et al. Evidence for superthermal secondary electrons produced by SEP ionization in the Martian atmosphere. 2012, J. Geophys. Res., v.117, E03004.
- Seppälä A., Clilverd M.A., Rodger C.J. et al. The effects of hard-spectra solar proton events on the middle atmosphere. 2008, J. Geophys. Res., v.113, A11311.
- Sharipov A.S., Loukhovitski B.I., Starik A.M. Theoretical study of the reactions of methane and ethane with electronically excited $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. 2016, J. Phys. Chem. A, v.120, p.4349-4359.
- Vetoshkin S.V., Ionin A.A., Klimachev Yu.M. et al. Gain dynamics in a pulsed laser amplifier on CO–He, CO–N₂ and CO–O₂ gas mixtures. 2007, Quantum Electr., v.37, p.111-117.
- Zipf E.C. A laboratory study on the formation of nitrous oxide by the reaction $N_2(A^3\Sigma_u^+)+O_2 \rightarrow N_2O+O$. 1980, Nature, v.287, p.523-524.
- Zipf E.C., Prasad E.E. Production of nitrous oxide in the auroral D and E regions. 1980, Nature, v.287, p.525-526.


DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.214-217

MICROWAVE OBSERVATION OF MIDDLE ATMOSPHERE OZONE DURING POLAR NIGHT IN DECEMBER 2017 AND 2018 IN APATITY

Y.Y. Kulikov, A.F. Andriyanov, V.G. Ryskin (*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod*) V.I. Demin, A.S. Kirillov, B.V. Kozelov, V.A. Shishaev (*Polar Geophysical Institute, Apatity*)

Abstract. We present data continuous series of microwave observations of the middle atmosphere in December 2017 and 2018. Measurements were carried out with the help of mobile ozonemeter (observation frequency 110836.04 MHz), which was established at Polar Geophysical Institute in Apatity (67N, 33E). The parameters of the device allow to measure a spectrum of the ozone emission line for time about 15 min a precision of ~ 2%. On the measured spectra were appreciated of ozone vertical profiles in the layer of 22 - 60 km which were compared to satellite data MLS/Aura and with the data of ozonesonde at station Sodankyla (67N, 27E). The microwave data on the behavior of mesospheric ozone (altitude 60 km) indicate the presence of both photochemical and dynamic components in its changes.

Microwave ground-based equipment used in the experiment

Method ground-based microwave radiometry is based on measurements of thermal atmospheric radiation in vicinity the ozone line in the range of millimeter and submillimeter waves. Microwave observations are weakly dependent on weather conditions and the presence of atmospheric aerosols, and this is an advantage compared with observations in the optical and infrared wavelength ranges. In addition, the microwave ozone observations can run around the clock. In recent years it is managed to make a significant step forward towards the creation of a new generation of mobile microwave spectrometers [1]. In a Fig. 1 the general view of the device is given.



Figure 1. General view of a mobile microwave ozonemeter in Polar Geophysical Institute.





The device consists of an uncooled heterodyne receiver tuned to a fixed frequency 110836.04 MHz corresponding to a rotational transition of ozone molecules $6_{0,6}$ – $6_{1,5}$, and multichannel spectrum analyzer. In front of receiver is a module that includes an antenna (scalar horn) and a switch to calibrate accepted intensity of atmospheric ozone line radiation. The beam width (by level -3 dB) of the horn antenna is 5.4°. The SSB noise temperature of the receiver is 2500 K. The SSB receive mode is provided by evanescent filter with direct losses of 0.5 dB and the suppression of the image channel of more than 20 dB. The spectrum analyzer consists of 31 filters with a variable bandwidth from 1 MHz to 10 MHz and a full analysis bandwidth of 240 MHz. Measurement of the spectra of thermal radiation is performed by a method of calibration for two "black body" loads that are at the boiling point of liquid nitrogen and at ambient temperature. Information about the content of the O₃ is contained in the measured radio emission spectrum of the middle atmosphere. Using the inversion of the obtained spectra it is possible to obtain data on the vertical

distribution of ozone in the atmosphere. The error of estimating the vertical distribution of ozone on the measured spectra by above described device does not exceed 10-15%.

The results of observations and discussion

In Fig. 2 changes of temperature at a level 10 hPa above Apatity for two winters 2017-2018 and 2018-2019 during ground-based microwave observation of the middle atmosphere ozone were carried out are submitted. It is known, that sudden stratospheric warming (SSW) when at heights of a middle atmosphere changes of temperature on ten degrees are observed, influence on structure of terrestrial atmosphere [2, 3]. The winter 2017-2018 there was SSW in the middle of February, 2018. The warming lasted about a week. The maximum temperature rose to 240 K on February, 16, which is higher on 50 K of the mid-temperature the January. In the winter 2018-2019 SSW began December, 27 both has terminated February, 1 and there were duration almost 40 days (see Fig. 2). Prominent feature of warming was presence of two maxima of temperature at height about 30 km. The first maximum of temperature had value 239 K (28.12.2018), that has made an increment concerning average temperature of the not indignant stratosphere in December till 24.12.2018 about 45 K. Second maximum of temperature has made 252 K 09.01.2019 which had concerning average temperature for the period from 01.02.2019 up to 01.03.2019 value 54 K. Thus, development SSW for two winters had completely different character. For us that the middle atmosphere during a winter solstice in December was not indignant of dynamic processes is important. It necessary to note, that in simultaneous microwave observation in subpolar and mid-latitudes Peterhof (60N, 30E) and Tomsk (56N, 85E) the essential difference on value and durations in indignations of a middle atmosphere ozone during SSW in the winter 2013-2014 was found out [4].



Figure 3. Diurnal variations of ozone density at 25 km (*left panel*) and 60 km (*right panel*) from ground-based microwave observation 26-28.12.2017 during polar night. Maximal height of the Sun over horizon in midday - 1°.

In Fig. 3 changes of ozone at heights of 25 and 60 km which were received from continuous microwave observations in December, 2017 with of temporal resolution 15 min are shown. Well appreciably that of ozone concentration at height of 25 km changes within day a little. Daily variations of mesospheric ozone (60 km) find out characteristic decreasing of its concentration in area of local midday practically on a constant for three days. Decreasing of ozone concentration in midday concerning midnight has made 25%. The values of the O₃ concentration increase at night, mainly due to the absence of O₃ photodissociation and the changing $[O]/[O_3]$ ratio [5]. The attention a significant divergence (in 1.5-2 times) in ozone concentration at night for 27.12.2017 and 28.12.2017 pays to itself. Probably, it is caused by horizontal carry of air in mesosphere.

In Fig. 4 daily variations mesospheric ozone (60 km) which were received from two series of continuous microwave measurements near to a winter solstice in December 2017 and 2018 are resulted. The scale of diurnal variations O₃ connected to photochemistry in different years in December has close values. The average value of diurnal fluctuations of ozone in December 2018 has made 26%. The attention gradual growth of mesospheric ozone at polar night within 4 day more than on 30% in December 2018 involves in itself.

The numerical data on an average daily course of mesospheric ozone which is connected to rising and sunset are collected in the Table at the end of the text for December 2017 and 2018.



Microwave observation of middle atmosphere ozone during polar night in December 2017 and 2018 in Apatity

Table			
	Diurnal variations of mesospheric ozone (60 km)		
	10:00 - 14:00	22:00 - 02:00	
26.12.2017	(4.32±0.15)(09)		
		(4.25±0.23)(09)	
27.12.2017	(4.12±0.20)(09)		
		(6.24±0.22)(09)	
28.12.2017	(4.28±0.16)(09)		25%
20.12.2018	(4.35±0.12)(09)		
		(5.30±0.13)(09)	
21.12.2018	(4.34±0.12)(09)		
		(5.84±0.14)(09)	
22.12.2018	(4.77±0.15)(09)		
		(5.76±0.19)(09)	
23.12.2018	(4.81±0.12)(09)		
		(6.44±0.12)(09)	
24.12.2018	(4.95±0.18)(09)		26%

Conclusion

- 1. The important result of the present work is renewal of microwave monitoring of the middle atmosphere ozone in Arctic.
- 2. For the first time the data on behaviour mesospheric ozone are received during a polar night in continuous observations with temporal resolution oh 15 min.
- 3. Variability mesospheric ozone (60 km) is determined both photochemistry, and dynamic processes.

Acknowledgments. The work was supported the RFBR grant 18-45-520009.

References

- Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G., Shanin V.N., Shchitov A.M. Ground-based microwave instrument to research of stratospheric ozone (some results of observations). // Proc. XXX Annual Seminar, Apatity, pp. 218-221, 2007.
- Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G. Microwave studies of the structure of the polar-latitude ozone layer during anomalous warming events in the stratosphere. // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, Vol. 38, No. 2, pp. 182-191, 2002.
- Marichev V.N., Matvienko G.G., Lisenko A.A., Bochkovsky D.A., Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G., Demkin V.M. Microwave and optical observation of ozone and temperature of the middle atmosphere during stratospheric warming at Western Siberia. // Atmos. Ocean. Opt., Vol. 27, No. 6, pp. 499-505, 2014, doi: 10.1134/S1024856014060141.
- Bochkovsky D.A., Virolainen Ya.A., Kulikov Y.Y., Marichev V.N., Poberovsky A.V., Ryskin V.G., Timofeev Yu.M. Ground-based microwave monitoring of middle atmosphere ozone over Peterhof and Tomsk during stratospheric warming in winter 2013-2014. // Radiophys. Quantum El., Vol. 59, No. 4, pp. 270-277, 2016, doi: 10.1004/s11141-016-9702-x.
- Rodrigo R., Lopez-Moreno J.J., Lopez-Puertas M., Moreno F., Molina A. Neutral atmospheric composition between 60 and 220 km: a theoretical model for mid-latitudes. // Planet. Space Sci., Vol.34, No8, pp. 723-743, 1986.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.218-221

СРАВНЕНИЯ СОБЫТИЙ ВОЗРАСТАНИЯ ГАММА-ФОНА ПРИ ОСАДКАХ В ВЫСОКОГОРЬЕ И РАВНИННОЙ МЕСТНОСТИ

Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский, А.В. Германенко, Е.А. Маурчев, Е.А. Михалко, Л.И. Щур

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия e-mail: balabin@pgia.ru

Аннотация. К настоящему времени наблюдения за мягким фоновым гамма-излучением (20-400 кэВ) в приземном слое атмосферы проводятся на нескольких станциях, которые можно разделить по месту расположения. Полярные равнинные станции Баренцбург, Апатиты, Тикси расположены за полярным кругом. Станции Якутск и Ростов находятся в равнинной местности в средних широтах. До последнего времени только одна станция (Саяны, Хулугай, 3000 м) являлась высокогорной. В конце 2018 появилась вторая высокогорная станция Нейтрино (1700 м, Кавказ). На всех указанных станциях измерения выполняются на однотипных детекторах, изготовленных в лаборатории космических лучей ПГИ. На станциях в течение всего года наблюдаются возрастания гамма-фона при осадках. Представлен анализ полученных на новой станции данных.

Введение

Явление возрастания гамма-фона при осадках было открыто в ПГИ с началом выполнения мониторинга фонового гамма-излучения в 2008 г. С тех пор это явление изучается, наблюдения расширяются, анализ выявляет новые особенности. Наиболее оснащена станция в Апатитах. На ней установлены большой и малый детекторы гамма-излучения (см. рис. 1), а также вспомогательные датчики. Малый детектор имеет выходные каналы >20 кэВ и >100 кэВ. С помощью большого детектора проводятся измерения дифференциального спектра гамма-излучения в диапазоне 0.2-8 МэВ с временем накопления одного спектра 30 мин. Подробное описание комплекса для мониторинга космических лучей в Апатитах есть в [1, 2].

К настоящему времени детекторы, аналогичные малому детектору, показанному на рис.1 (слева), установлены на станциях Баренцбург (арх. Шпицберген, 78° с.ш.), Тикси (72° с.ш.), Якутск (62° с.ш.), Ростовна-Дону (47° с.ш.), пик Хулугай (Саяны, 52° с.ш.). В 2018 году детектор был установлен в п. Нейтрино (Северный Кавказ, 43° с.ш.). Станция называется Баксан. На всех станциях круглый год наблюдается возрастание гамма-излучения при осадках. Сравнение данных наблюдений, производимых в различных географических и геофизических условиях, позволило выявить важные особенности изучаемого явления.

В Апатитах находится наиболее полная и оснащенная система мониторинга гамма-фона, а также размещены детекторы других типов для мониторинга космических лучей. Вся регистрирующая аппаратура объединена в комплекс, данные детекторов и датчиков сохраняются в общей базе. Именно в Апатитах были получены важные результаты. Установлено, что, во-первых, возрастания при осадках происходят только в электромагнитной компоненте и не наблюдаются в заряженной (электронно-мюонной). Во-вторых, спектральные измерения показали, что спектр излучения, вызывающего возрастания, имеет верхний энергетический предел 2.5-3 МэВ. Дифференциальный энергетический спектр фонового (перед возрастанием) гамма-излучения имеет степенную форму и соответствует тормозному излучению, возникающему при распространении в атмосфере энергичных частиц вторичных космических лучей [3]. Дифференциальный энергетический спектр дополнительного изучения, возникающего при осадках, имеет экспоненциальную форму.

Кроме того, обнаружена годовая вариация гамма-излучения, составляющая десятки процентов (рис.1 справа). Эта вариация хорошо коррелирует с глубиной снежного покрова. Она четко выражена на станциях, где высота снежного покрова к концу зимы достигает 1-2 м (Апатиты, Баренцбург), менее выражена в Тикси и Якутске, где высота снежного покрова почти на порядок меньше, и отсутствует полностью в Ростове-на-Дону, где устойчивый снежный покров вообще не возникает. В данных станции Хулугай годовая вариация определяется неуверенно. Тому есть причины. Во-первых, метеостанция, где проводятся измерения толщины снежного покрова, имеется только в поселке Монды в ущелье на высоте 1300 м, а детектор расположен на пике Хулугай на высоте 3000 м, что означает: метеоданные пункта Монды очень приблизительно соответствуют метеорологической обстановке на пике Хулугай. Погода и осадки на дне ущелья на высоте 1300 м и погода на вершине высотой 3000 м могут различаться существенно. Во-вторых, на такой высоте даже летом может возникать временный снежный покров значительной толщины. По этим причинам данные пика Хулугай по годовым вариациям не могут считаться надежными без проведения метеонаблюдений непосредственно в точке установки детектора.



Рисунок 1. Слева: Детекторы гамма-излучения в Апатитах (малый, Ø62 (*a*) и большой, Ø150 (*б*)). Детекторы, идентичные малому, установлены на остальных 6 станциях. Детекторы обложены свинцовыми кирпичами толщиной 5 см для экранирования излучения от почвы и предметов (показано только для большого детектора). Справа: Годовая вариация гамма-излучения (красная линия) и годовой профиль высоты снежного покрова в Баренцбурге (синяя линия). Профили получены методом наложения эпох, использованы данные 2009-2018 г. Для лучшего восприятия шкала толщины снежного покрова направлена вниз.

Новая точка наблюдения на Северном Кавказе

Малый детектор гамма-излучения, подобный показанному на рис. 1, установлен в п. Нейтрино в лаборатории, где находится установка "Ковер" для приема ШАЛ и нейтронный монитор. Поселок Нейтрино расположен на дне Баксанского ущелья на высоте 1700 м (см. рис. 2). На карте место размещения детектора указано белой буквой "D". Детектор размещен в выносном вагончике, где обеспечивается термостабилизация. Крыша представляет собой алюминиевый лист и пенопластовое утепление изнутри. Лаборатория ШАЛ "Ковер" находится у подножия северного склона г. Андырчи (высота более 3900 м). Детектор был установлен в самом конце 2018 г. и начал регистрировать возрастания. Профили типичных возрастаний гамма-излучения показаны на рис. 3. От профилей возрастаний на северных станциях (Тикси, Апатиты, Баренцбург) их отличает резкое начало и монотонный спад, наличие одного четкого максимума. На северных станциях профили часто имеют несколько локальных максимумов, нередко встречается очень растянутый фронт нарастания. Профили станции Баксан подобны профилям возрастаний в Ростове (рис. 3) – равнинной станции, расположенной в средних широтах. События возрастания в Баксане отличаются еще более резким началом и четкой обособленностью события: начало и конец события легко определяются.



Рисунок 2. Скриншот окрестностей п. Нейтрино. Использован интернет-ресурс Google Maps [4]. Ширина дна ущелья составляет 800 м. Местоположение лаборатории с детектором гамма-излучения обозначено буквой "D" – у самого подножия склона г. Андырчи.



Рисунок 3. Слева и в центре. Типичные примеры возрастания гамма-излучения во время осадков (канал >100 кэВ) на станции Баксан в 2019. По ОХ – доли дня, по ОУ – амплитуда возрастания в процентах относительно базового уровня хорошей погоды накануне. Справа. Примеры возрастания гамма-излучения во время осадков (канал >100 кэВ) в Ростове в 2019. Использовано пятиминутное усреднение.

На данный момент собрано ещё недостаточно событий возрастаний, чтобы исследовать их распределение по разным параметрам: по амплитуде, длительности, выделившейся при возрастании энергии. Для такого анализа требуется выполнять наблюдения и собирать данные не менее 3-4 лет. Однако, на основании данных за первых 2/3 года возможно оценить наличие годовой вариации. Следует отметить общую характеристику места. Снежный покров сходит со дна ущелья в окрестностях Нейтрино в середине марта [5]. От Тырныауза (ниже Нейтрино по ущелью) до п. Эльбрус (выше Нейтрино по ущелью) Баксанское ущелье прямое и ориентировано с северо-востока на юго-запад [6]. Юго-восточный склон ущелья порос густым лесом, будучи ориентирован от солнца, этот склон получает меньше солнечной радиации, поэтому сход снежного покрова в лесу на юго-восточном склоне ущелья (или северном склоне горы Андырчи) происходит намного позже, со второй половине апреля.



Рисунок 4. Вариации счета детектора гамма-излучения (канал >100 кэВ) на станции Баксан в 2019 г. Использовано часовое усреднение. Сглаживание не выполнялось, чтобы также показать события возрастания при осадках (острые пики).

Особенности годового профиля на станции Нейтрино

Представленный на рис. 4 профиль вариаций гамма-излучения на станции Баксан с начала 2019 года имеет важные особенности, подтверждающие ранее выдвинутые предположения о связи вариаций гамма-излучения с высотой снежного покрова. Резкий скачок интенсивности в середине марта (по ОХ при значении 19.2, соответствует середине марта) связан со сходом снежного покрова на дне ущелья в окрестности станции. Однако, в непосредственной близости находится покрытый снегом лесистый северный склон г. Андырчи. В

силу этого далее наблюдается продолжительный и постепенный рост интенсивности до конца апреля, связанный с медленным таянием снега на этом склоне. Резкий рост связан с быстрым стаиванием снега на дне ущелья в связи с хорошим прогревом дна ущелья солнцем. Вторая фаза медленного роста в течение полутора месяцев обусловлена постепенным прогревом атмосферы, так как прямой поток солнечной радиации на крутой северный склон г. Андырчи мал. Уникальность метеорологических и географических условий Баксанского ущелья позволяет разделить общий эффект от схода снежного покрова на две фазы: стаивание снежного покрова непосредственно около детектора и в некотором удалении от него.

Благодаря таким орографическим особенностям места размещения (на дне глубокого ущелья) профиль интенсивности гамма-излучения на протяжении января-августа не только показал наличие типичной годовой вариации, но и позволил уточнить причины возникновения этой вариации. Переход от зимнего уровня к летнему на этой станции происходит в две стадии. Одна стадия соответствует быстрому стаиванию снежного покрова на дне ущелья с началом весны. Она выражена на профиле подскоком счета при X = 19.2. Вторая соответствует стаиванию на крутом склоне, ориентированном в сторону от солнца. Стаивание снега в таких условиях больше связано с прогревом всей атмосферы, а не прямой инсоляцией склона. На профиле в этот период отмечается медленный рост гамма-излучения до значения X = 19.4. На равнинной станции стаивание снежного покрова происходит примерно одинаково по всей окрестности, и такой двухстадийный эффект невозможен.

Хотя связь между годовой вариацией гамма-излучения и высотой снежного покрова несомненна уже по данным Апатитов и Баренцбурга (см. рис. 1), а также [2, 7], станция Баксан показывает важные детали, которые в дальнейшем позволят получить количественные оценки. При дальнейших наблюдениях при таянии снега весной следует выполнять оценку смещения снежной границы по склону. Это позволит оценить значение важного параметра: "радиус влияния" снежного покрова на уровень гамма-излучения.

Выводы

Высокогорная станция, проводящая измерения мягкого гамма-излучения (20-400 кэВ), приходящего из атмосферы, установлена на Кавказе в Баксанском ущелье. Она размещена в уникальных географических условиях: на дне узкого и глубокого ущелья. Благодаря этим специфическим условиям профиль годовой вариации показал особенности, которые подтверждают высказанные предположения о происхождении годовой вариации. Также анализ событий возрастаний, зарегистрированных на станции, показал, что параметры профилей (выраженность максимума, передний и задний фронт) близки к другой среднеширотной станции Ростов-на-Дону. Впрочем, для построения статистически значимого распределения параметров возрастаний необходимы наблюдения в течение 3-4 лет.

Литература

- 1. Germanenko A.V., Yu.V. Balabin, E.V. Vashenyuk, B.B. Gvozdevsky, L.I. Schur. High-energy photons connected to atmospheric precipitations // Astrophys. Space Sci. Trans., V.7, P.471–475, 2011.
- 2. Balabin Yu.V., A.V. Germanenko, B.B. Gvozdevsky, E.V. Vashenyuk. Variations in the Natural X Ray Background in the Polar Atmosphere // Geomagnetism and Aeronomy, V.54, N.3, P.347–356, 2014.
- Хаякава С. «Физика космических лучей. Ч.1: Ядерно-физический аспект; Ч.2: Астрофизический аспект.», М.: Наука, 1974, 1042 С.
- 4. https://www.google.com/maps/@43.2729875,42.6862505,1034m/data=!3m1!1e3
- 5. https://rp5.ru/Архив погоды в Тырныаузе
- 6. http://www.freemaps.ru/?m=0&z=12&x=42.710896&y=43.266456
- Yu.V. Balabin, B.B. Gvozdevsky, A.V. Germanenko, A.A. Lukovnikova, A.A. Toropov. Daily and Seasonal Variations of Soft Gamma Radiation in the Lower Atmosphere // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Vol. 83, No. 5, P. 596–599, 2019.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.222-225

ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ХОЛМИСТОМ РЕЛЬЕФЕ И ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ГОРОДСКОГО ОСТРОВА ТЕПЛА В АПАТИТАХ

В.И. Демин, Б.В. Козелов

ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты, Россия e-mails: demin@pgia.ru, boris.kozelov@gmail.com

Аннотация. С помощью квадрокоптера проведены измерения вертикального распределения температуры воздуха ночью вблизи г. Апатиты (Мурманская область). Город расположен на холме, приподнятом на 50-70 м над окружающей равниной. Когда в городе теплее, чем в находящихся ниже пригородах, температура в нем остается ниже температуры воздуха на соответствующем уровне в атмосфере над равниной, окружающей город. Такое соотношение характерно для фоновых холмов и свидетельствует о слабом тепловом воздействии города на слой воздуха на склоне (слабом городском острове тепла).

Введение

Обзор литературы, посвященной изучению термических аномалий в городах, обнаружению и оценки его интенсивности показывает, что положительную аномалию температуры воздуха в городе, как правило, всегда принимают за городской остров тепла (ГОТ). Однако по механизмам своего возникновения ГОТ – явление сугубо антропогенное. Аномалии же в поле температуры (и весьма значительные по величине) могут существовать и по вполне естественным причинам – из-за неоднородного микроклимата. Корректная оценка ГОТ требует выделить именно антропогенный вклад. Задача представляется непростой, так как и ГОТ, и микроклимат проявляются в одинаковых метеорологических условиях.

Целью данной работы является исследование особенностей распределения температуры воздуха вблизи г. Апатиты (Мурманская область). Обнаружение качественных и количественных отличий этого распределения от аналогичной картины, наблюдаемой в фоновых условиях, позволили бы говорить о признаках воздействии города на тепловой режим воздуха. Актуальность данной работы обусловлена существованием разных оценок величины ГОТ в Апатитах: от 5-10°C [2,6], что соответствует ГОТ крупнейших мегаполисов мира, до его относительно небольшой величины, практически невыделяемой на фоне значительных микроклиматических вариаций температуры [4,5].

Использованные данные

В работе использованы данные Полярного геофизического института о температуре воздуха в г. Апатиты и его окрестностях, полученные с автоматических метеорологических станций, а также с помощью маршрутных полевых измерений и измерений, выполненных квадрокоптером.

Особенности распределения температуры в холмистом рельефе в зимний период

В климатологии к холмистому рельефу относят ландшафты с относительными превышениями высот не более 100-150 м. Это обусловлено тем, что таких превышениях влияние высоты перекрывается (часто полностью) влиянием других микроклиматических факторов. Привычное изменение температуры с высотой начинает уверенно проявляться в тех случаях, когда перепад высот между дном долины (понижением рельефа) и ее бровкой (вершина холма) достигает 200-250 м.

Микроклиматические различия в дневные часы из-за интенсивного турбулентного перемешивая выражены достаточно слабо. Наибольшая изменчивость характерна для минимальных температур – температур в ночное и зимнее время. Пространственные неоднородности в поле минимальной температуры создаются особенностями подстилающей поверхности (характер почвы и растительности, близость водоемов, болот и т.д.), а также формой рельефа. Картина упрощается зимой: в районах со снежным покровом в холодную половину года влияние особенностей подстилающей поверхности уменьшается, так как замерзают водоемы, а снежный покров сглаживает условия излучения. В этот период неравномерности в пространственном распределении температуры создаются в основном неодинаковыми условиями для стока и накопления холодного воздуха. Если ограничиваться только влиянием рельефа, выделяют микроклиматы вершин и верхних частей склонов (есть сток холодного воздуха, отсутствует приток), микроклиматы средних частей склонов (приток холодного

Особенности вертикального распределения температуры в холмистом рельефе и оценка интенсивности городского острова тепла

воздуха и ухудшенные условия для его стока) и подножий (застой холодного воздуха – озеро холода). Минимальные температуры в этой последовательности (от вершин к подножиям) понижаются.

Результаты и обсуждение

Город Апатиты занимает верхнюю часть довольно обширного холма. Городская застройка начинается с отметок 155–160 м., а центральная часть города расположена на высотах 180–200 м над у.м. Наименьшая высотная отметка в исследуемом районе – 126.7 м н.у.м. (урез озера Имандра). Зимой, а ночью – во все сезоны, холодный воздух, образующийся на склонах в тихую и ясную погоду, стекает вниз, формируя в понижениях рельефа «озера холода». Озеро Имандра – естественная котловина для накопления холодного воздуха. Эта местность зимой характеризуется наиболее низкими температурами, даже по сравнению с другими фоновыми участками. С севера и востока город окружен долиной реки Жемчужная, где также происходит накопление холодного воздуха. Понижается местность и к югу от города. Городской холм в Апатитах теплее окрестностей уже в силу геоморфологических особенностей местности. Возникающая в городе положительная аномалия температуры воздуха возникает одновременно за счет стока холодного воздуха и антропогенного ГОТ.



Рисунок 1. Схематичное распределение температуры воздуха над пологим склоном при инверсии.



Рисунок 2. Схематичное положение изотерм во время инверсии вблизи поверхности склона на фоновом (*a*) и городском холме с интенсивным ГОТ (*б*).

Совершенно очевидно, что для оценки ГОТ нельзя сравнивать значения температуры, измеренные на городском холме, с ее значениями на прилегающей к нему равнине. Ее следует сопоставить с температурой в верхней части фонового холма – только в таком случае можно о какой-то идентичности микроклимата (по крайней мере, с точки воздействия на него форм рельефа). Такое сравнение проведено, например, в работах [4,5]. В частности, показано, что не меньшие, чем в городе, положительные аномалии температуры, причем, как правило, в то же самое время, существуют и на фоновом холме без всякого антропогенного воздействия.

Сопоставление городского и фонового участка с идентичными микроклиматами – наиболее простой и самый надежный способ обнаружения и оценки ГОТ. В данной работе мы выдвигаем предположение, что ГОТ можно обнаружить также по нетипичному расположению изотерм вблизи городского холма.

При радиационном выхолаживании в ясную и тихую погоду возникает инверсия температуры. Стекающий с возвышенностей воздух растекается по прилегающей равнине в виде своеобразной холодной пленки. Застаиваясь в низинах, он усиливает инверсию. Самый холодный слой воздуха располагается над дном понижения. Его мощность зависит от морфометрических характеристика рельефа (базис эрозии, площадь воздухосбора и т.д.). Здесь отмечаются наибольшие перепады температуры по вертикали. Над этим слоем располагается теплая зона с малым изменением температуры. Вертикальный градиент температуры вблизи холма неодинаковый по высоте и меняется вдоль склонов (рис. 1).

Вертикальная мощность инверсионного слоя непостоянная: этот слой больше над низинами и меньше над вершинами холмов. Однако положение его верхней границы остается примерно одинаковой по всему району независимо от высоты местности [3]. Изотермы с ростом высоты постепенно переходят в горизонтальные линии (температуру на верхней границе инверсии можно считать очень мало меняющейся). Это позволяет представить распределение температуры воздуха вблизи холма примерно так, как показано на рис. 2а. У

В.И. Демин и Б.В. Козелов

самого холма изотермы получают изгиб вверх. Стекающий вниз холодный воздух заменяется более теплым из прилегающих слоев атмосферы. Температура воздуха вблизи склона ниже температуры воздуха на аналогичной высоте в атмосфере над прилегающей к холму равнине. На верхней границе инверсии влияние орографии прекращается, и горизонтальный градиент температуры с приближением к вершине холма быстро уменьшается. Такое распределение температуры следует считать характерным для фонового холма.



Рисунок 3. Распределение температуры с высотой 26.11.18 в 10ч 25 м, пос. Тик-Губа.

Если на холме располагается город, картина будет иной. Город подогревает слой воздуха и его тепловое воздействие простирается до высот в десятки и сотни метров. По мнению Оке, дневное тепловое влияние города распространяется по вертикали на 0.6-1.5 км, ночное – на 100-300 м [8]. По данным Ландсберга, вертикальная мощность ГОТ составляет 100-300 м [7]. В отсутствии экспериментальных данных можно считать, что ГОТ отмечается до уровня, равного 3-4кратной высоте зданий [1]. Тепловое воздействие города меняет стратификацию атмосферы. В частности, изотермы у поверхности городского склона должны приобретать изгиб вниз (рис. 2б) - воздух на склоне теплее, чем воздух на соответствующем уровне в атмосфере над равниной. Принципиально разной окажется и направление воздушных течений. В первом (фоновый холм) вдоль склона случае будет наблюдаться сток холодного воздуха вниз и приток теплого воздуха из атмосферы. Во втором - воздух должен подниматься по склону к участкам, занятым

городской застройкой. Отметим, что для поддержания в атмосфере состояния, отраженного на рис. 26 требуется непрерывное поступление энергии для нагрева поступающего в город холодного воздуха, в то время как состояние на рис. 2а сохраняется при неизменных метеорологических условиях, хотя и в этом случае верхняя часть холма остается теплее его подножия и прилегающей равнины.

На основе изложенного, можно предположить, что регистрация более высоких температур воздуха на городском склоне по сравнению с температурой на том же уровне над равниной, может служить признаком ГОТ.

Измерения вертикального распределения температуры воздуха проводились с сентября 2018 г. по март 2019 г при появлении в городе положительной аномалии температуры, которая в дни эксперимента менялась от 2 до 10.8°С. Для измерений использовался квадрокоптер, оборудованный датчиком температуры. Квадрокоптер поднимался до высоты примерно 385 н.у.м. над прилегающей к городскому холму равниной на удалении 1 км от застроенных районов. Пример такого зондирования, осредненный за время подъема и спуска квадрокоптера, показан на рис. 3.

Интерес представляли только значения, измеренные на отметке 200 м н.у.м. – они соответствовали по высоте наиболее высокой и одновременно наиболее теплой части г. Апатиты. Полученные с квадрокоптера значения температуры воздуха сопоставлялись с температурой воздуха в городе в тот же период времени. Связь между ними показана на рис. 3. Проведенных запусков, очевидно, недостаточно, для окончательного ответа. Однако едва ли можно признать случайным, что во всех 6 случаях из 6 температура



Рисунок 4. Связь температуры воздуха в г. Апатиты (200 м н.у.м.) и на высоте 200 н.у.м. над равниной, прилегающей к городскому холму.

воздуха в городе ниже, причем в весьма широком диапазоне температур. Видно также, что при низких температурах, которые возникают в т.ч. и вследствие радиационного выхолаживания, разность только усиливается, что подтверждает факт существования более сильных вертикальных и горизонтальных градиентов температуры в холмистом рельефе в зимнюю погоду.

Коэффициенты уравнения регрессии на рис. 4 будут уточнены в ходе дальнейших измерений, но представляется маловероятным, что картина изменится качественно: в верхней части городского холма в среднем на 1-1.5°C холоднее, чем на аналогичной высоте над прилегающей к холму равниной. Исследование

не показывает признаков выраженного ГОТ, что в целом совпадает с ранее сделанными выводами о слабости данного явления в городе.

Высокие значения ГОТ в г. Апатиты на площади всего около 3 км², сопоставимые или превышающие ГОТ крупнейших мегаполисов мира, получены или полным пренебрежением микроклимата (*«город Апатиты…его равнинное положение исключает влияние инверсий на температурный режим городской территории»* [6]), либо его неправильным учетом, как в работе [2]: температура на городских участках, расположенных в верхней части холма, сопоставлялась с температурой на фоновых участках, расположенных в низине или у подножия холмов, где температура ниже (сравниваются изначально теплые (даже без антропогенного участия) и холодные местоположения) [4].

Заключение

Распределение температуры воздуха вблизи холма с находящимся на нем городом должно отличаться от распределения температуры вблизи фонового холма. Более высокая температура в городе зимой относительно температуры на аналогичных высотах над равниной, окружающий городской холм, можно рассматривать как признак ГОТ.

Проведено изучение вертикального распределения температуры воздуха в холодное полугодие в близи г. Апатиты в периоды появления в городе положительной аномалии температуры. Температура в городе во всех запусках оказалась ниже, чем температура на соответствующем уровне над равниной. Это говорит о слабом тепловом воздействии города на прилегающий слой воздуха (слабом ГОТ).

Литература

- 1. Берлянд М. Е., Будыко М.И., Кондратьев К. Я. Климат города и проблемы изменения глобального климата //Метеорология и гидрология. 1973. №1. с. 3-14.
- Варенцов М.И., Константинов П.И. Первичный анализ вклада антропогенного фактора в формирование «острова тепла» города Апатиты по данным дистанционного зондирования // Земля из космоса – наиболее эффективные решения. 2018. № 9(25). с. 27–31.
- 3. Гольцберг И А. Микроклимат СССР. Л.: Гидрометеоиздат. 1967. 282 с.
- Демин В.И. К вопросу о величине острова тепла в городе Апатиты //Земля из космоса. 2019. №10 (26). с. 46-49.
- 5. Демин В.И., Козелов Б.В., Елизарова Н.И., Меньшов Ю.В. Влияние микроклимата на точность оценки городского «острова тепла» // Труды ГГО. 2017. Вып. 584. с. 74-93.
- 6. Константинов П. И, Грищенко М. Ю., Варенцов М. И. Картографирование островов тепла городов Заполярья по совмещенным данным полевых измерений и космических снимков на примере г. Апатиты (Мурманская область) // Исследование Земли из космоса. 2015. № 3. с. 27-33.
- 7. Ландсберг Г.Е. Климат города. Л.: Гидрометеоиздат. 1983. 246 с.
- 8. Oke T.R. Boundary layer climates. -L.: Routledge. 1987. 435 pp.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.226-229

О ВЛИЯНИИ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ГОРОДСКОГО ОСТРОВА ТЕПЛА В АПАТИТАХ

В.И. Демин¹, Б.В. Козелов¹, Ю.А. Горбань², Ю.В. Меньшов³

 ¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия, e-mails: demin@pgia.ru, boris.kozelov@gmail.com
²СЗФ ФГБУ "Авиаметтелеком Росгидромета", г. Мурманск, Россия

³Территориально-ситуационный центр ФКУ Упрдор «Кола», г. Петрозаводск, Россия

Аннотация. В летний период дневные температуры в г. Апатиты практически не отличаются от температуры воздуха в его пригородах. Значительные положительные аномалии температуры воздуха в городе (до 6–8°С) могут возникать ночью в тихую и ясную погоду. Аккумуляция солнечной радиации городскими конструкциями и последующая его отдача воздуху является главным механизмом формирования ночного острова тепла летом. Однако разность температуры на городском и фоновом холмах не усиливается с увеличением суммы накопленной городом в предшествующие сутки солнечной радиации. Накопленная днем в городе солнечная радиация быстро выносится за пределы приземного слоя и практически не оказывает никакого влияния на тепловой режим приземного слоя воздуха в городе. Это указывает на слабую интенсивность городского острова тепла.

Введение

Городской остров тепла (ГОТ) является наиболее известной чертой городского микроклимата. Как правило, под ним подразумевают более высокие температуры воздуха внутри застройки по сравнению с ее значением на окружающей сельской местности, хотя в общем виде, тепловая аномалия, создаваемая городом, захватывает не только приземный слой атмосферы, но также прослеживается и в температуре почвы (поверхности и на глубинах) и грунтовых вод. ГОТ является наглядным примером антропогенного изменения климатических условий территории в процессе строительства и функционирования города вследствие преобразования радиационных, термических, влажностных и аэродинамических характеристик ландшафта.

Несмотря на хорошо известные механизмы формирования ГОТ, вопрос об относительной значимости каждого их них остается нерешенным [5, 6]. Исследования теплового режима приземного и пограничного слоев воздуха в городах Мурманской области представляет особый интерес: из-за полярной ночи и полярного дня здесь выделяются два периода с разными наборами механизмов, ответственных за формирование ГОТ. В зимний период в явном виде должна проявиться роль антропогенных потоков тепла (АПТ), а в летний – солнечной радиации. Влияние АПТ и микроклимата на величину тепловой аномалии в г. Апатиты в зимний период подробно рассмотрено в работе [2]. В частности, показано, что значение тепловой аномалии в городе не зависит от АПТ, а не меньшие, чем в городе, положительные аномалии температуры, причем, как правило, в то же самое время, существуют и на фоновых участках со схожим микроклиматом [3]. Это позволило сделать заключение о слабом зимнем ГОТ в г. Апатиты. Более ожидаемым было бы обнаружение ГОТ в летние месяцы, когда за счет продолжительной (или непрерывной в период полярного дня) инсоляции поступление суммарной солнечной радиации на горизонтальную поверхность, сопоставимо и даже превышает ее характерные значения в средних широтах [4].

Целью данной работы является изучение вклада солнечной энергии в возникновение положительной аномалии температуры воздуха в г. Апатиты.

Использованные данные

В работе использованы измерения температуры воздуха на автоматических метеорологических станциях (АМС) Полярного геофизического института, Территориально-ситуационного центра ФКУ «Управление Федеральной автомобильной магистрали Санкт-Петербург – Мурманск» (ФКУ Упрдор «Кола»), авиационной метеорологической станции «Апатиты» (АМСГ).

Результаты и обсуждение

Измерение температуры воздуха в городе летом сопряжено с некоторыми сложностями. Большая часть элементов городской застройки (стены домов, кровли зданий, дорожные покрытия, тротуары и т.д.) имеют низкое альбедо и в солнечную погоду сильно нагреваются, достигая, например, в Апатитах температуры 45-50°С и более градусов. Находящийся над такими поверхностями или вблизи них воздух приобретает локальные аномалии. Их обнаружению будет также способствовать и использование AMC с плохой радиационной защитой, технически допускающих перегрев датчиков температуры. Однако если при установке AMC избегать таких местоположений и использовать качественные приборы, можно обнаружить, что дневные температуры воздуха в г. Апатиты и его окрестностях, в целом, отличаются незначительно (рис. 1): характерное для этого времени суток интенсивное турбулентное перемешивание выравнивает пространственное распределение температуры и микроклиматические неоднородности выражены слабо. Не наблюдается существенных различий в температуре воздуха в облачную погоду, при выпадении осадков или при скоростях ветра более 2-3 м/с. Наибольшие различия между городом и пригородами возникают в тихую ясную погоду ночью, к которой следует отнести период с отрицательным радиационным балансом, возникающий из-за низкой высоты Солнца над горизонтом.

Появление положительной аномалии в г. Апатиты ночью качественно совпадает с типичной картиной ГОТ: разность температуры между городом и сельской местностью, как правило, растет после захода Солнца. Причиной этого являются разные скорости выхолаживания: после захода в сельской местности запасы тепла быстро расходуются за счет длинноволнового излучения, в то время как город остывает более медленно и монотонно. В городской застройке большая часть воздуха находится в городских каньонах. В течение дня, благодаря большой площади искусственных поверхностей, поглощающих солнечную радиацию, конструкции зданий и других сооружений активно накапливают тепло, а вечером и ночью они отдают его прилегающему слою воздуха, повышая температуру. Кроме того, в городе часть уходящего длинноволнового излучения перехватывается стенками каньонов.



Рисунок 1. Вариации средней температуры воздуха в г. Апатиты (1) и на АМСГ «Апатиты» (2) в дневные (13-16 час) и ночные (0-5 час) часы и их разности (3).

Существует и другие факторы возникновения ГОТ. Например, загрязненный городской воздух увеличивает противоизлучения атмосферы. В городе существует также дополнительный источник энергии – антропогенные потоки тепла (АТП), к которым относят тепло, образующееся при сжигании твёрдого и жидкого топлива в бытовых и промышленных целях, в транспортных средствах, тепло от работы электрических установок и тепло, возникающее в технологических или метаболических процессах. Однако, как показывает многолетний мониторинг приземного озона, концентрация загрязняющих веществ в г. Апатиты в ночные часы близка к фоновым значениям [1]. Вклад АПТ в интенсивности положительной аномалии не прослеживается даже зимой, когда значительная часть энергии идет на отопление города [2]. Летними ночами его роль многократно слабее. Поглощение и преобразование солнечной энергии можно считать главным механизмом возникновения ночного ГОТ. По этой причине связь ночной аномалии температуры воздуха в городе с накопленной в предшествующие дневные часы суммой солнечной радиаций (коэффициент корреляции между ними достигает 0.44) выглядит неслучайной (рис.2). Разброс точек на рис. 2 вызван сильным влиянием метеорологических условий (скорости ветра, количества и типа облачности).

Однако ГОТ – явление исключительно антропогенное, в то время как тепловые аномалии могут существовать и за счет естественного микроклимата. Город Апатиты занимает верхнюю часть холма, приподнятого над окружающей местностью на 30–70 м. Ночью во все сезоны здесь теплее, чем на прилегающей равнине из-за стока холодного воздуха вниз. Территория Апатит еще до появления города была теплее ближайших окрестностей. Появившийся с возникновением города ГОТ только усилил существующий

контраст. Если игнорировать вклад естественного микроклимата и считать обнаруженную аномалию только техногенной, интенсивность ГОТ оказывается необоснованно завышенной. Чтобы выделить именно антропогенный ГОТ, необходимо сравнивать участки только со схожим набором естественных процессов, формирующих микроклимат. В холмистом рельефе принято выделять микроклиматы вершин и верхних частей склонов (есть сток холодного воздуха, отсутствует приток), микроклиматы средних частей склонов (сток холодного воздуха и компенсирующий его приток), нижних частей склонов (приток холодного воздуха и ухудшенные условия для его стока) и подножий (застой холодного воздуха – озеро холода). Минимальные температуры в этой последовательности (от вершин к подножиям) понижаются. Температуру в верхней части городского холма следует сопоставлять не с температурой на прилегающей равнине, а с температурой в верхней части фонового холма.



Рисунок 2. Связь средней ночной (0-5 час) аномалии температуры воздуха в Апатитах с величиной суммарной солнечной радиации, поступившей на горизонтальную поверхность в предыдущие сутки.



Рисунок 3. Статистика положительных аномалий средних ночных (0-5 час) температур на городском холме в г. Апатиты (*1*) и на АДМС-1166 (*2*).

Автоматическая дорожная метеорологическая станция (АДМС–1166) также как и городская АМС расположена в верхней части холма. Она удалена от Апатит на 50 км к ЮЗ. Однако обусловленное горизонтальным градиентом различие температур между Апатитами и АДМС–1166 всего около 0.2–0.3°С и не помешает выявлению ГОТ, если его величина действительно достигает нескольких градусов.

Если сопоставить ночные температуры в г. Апатиты и на АДМС-1166, обнаружится, что в городе они не выше, чем в фоновых условиях, причем положительная аномалия на фоновом холме существует часто в то же самое время и имеет примерно такую же интенсивность [3]. Как показано на рис. 3, обнаруживаемая в г. Апатиты положительная тепловая аномалия не выходит за пределы микроклиматической изменчивости температуры воздуха в холмистом рельефе (естественной разности, возможной между вершиной холма и прилегающей равниной).

Разность температур между верхней частью холма, где установлена АДМС-1166, и прилегающей к нему равниной вызывается только динамическими процессами, существующими в холмистом рельефе (сток холодного воздуха, более интенсивный турбулентный обмен на вершинах холмов, обеспечивающих приток теплового воздуха с более высоких уровней в атмосфере, в то время как турбулентный обмен у подножия холмов и на равнинах ослаблен из-за инверсий). Разность температур между верхней частью городского холма и прилегающей равниной создается такими же механизмами, но усиливается еще и антропогенным ГОТ. При появлении и усилении ГОТ разность температур между городской АМС и АДМС-1166 должна увеличиваться на его величину. Это увеличение должно быть пропорционально сумме накоплено солнечной радиации. Однако в действительности этого не наблюдается (рис. 4).

Суммарная солнечная энергия является входным параметром для моделей, описывающих метеорологический режим городов (теплофизические характеристики искусственных поверхностей, а также параметры, характеризующие морфологию городской застройки, остаются без изменений даже в условиях активного городского строительства). Пример с г. Апатиты показывает, что модельный расчет

интенсивности ГОТ не гарантирует исключения искажающей роли микроклимата. Корреляция ночной аномалии температуры воздуха в городе с величиной накопленной в предшествующие дневные часы суммой солнечной радиаций отражает другой процесс: большие суммы солнечной радиации возможны только при отсутствии облачности и высокой прозрачности атмосферы. При сохранении такой погоды в ночные часы последует сильное радиационное выхолаживание, которое будет сопровождаться усилением микроклиматических неоднородностей, что, в частности, приведет к увеличению разности температуры между верхними частями холмов (как городского, так и фонового) и прилегающей равниной.



Рисунок 4. Разность средних ночных (0–5 часов) температур между городской АМС в г. Апатиты и фоновой АДМС-1166 в зависимости от величины суммарной солнечной радиации на горизонтальную поверхность в предыдущие сутки.

Заключение

В летний период дневные температуры в г. Апатиты практически не отличаются от температуры воздуха в его пригородах. Значительные положительные аномалии температуры воздуха в городе могут возникать ночью в тихую и ясную погоду. Несмотря на то, что температура воздуха в г. Апатиты в такие периоды может быть намного выше, чем в пригородах (до 6–8°С), она не превышает значений, наблюдаемых в схожих по условиям формирования естественного микроклимата фоновых участках.

Разность температуры на городском и фоновом холмах не усиливается с увеличением суммы накопленной городом в предшествующие сутки солнечной радиации. Так как такое накопление является главным фактором формирования ночного ГОТ летом, это говорит о его слабой интенсивности. Накопленная днем в конструктивных элементах города солнечная радиация в вечерние часы быстро выносится за пределы приземного слоя и практически не оказывает никакого влияния на тепловой режим приземного слоя воздуха в городе.

Литература

- 1. Демин В.И., Белоглазов М.И., Еланский Н.Ф. Некоторые результаты мониторинга приземного озона на Кольском полуострове (1999-2003 гг.) // Метеорология и гидрология. 2005. № 10. с. 10–20.
- Демин В.И., Козелов Б.В., Собакин А.П. и др. Влияние микроклимата на результаты моделирования городского острова тепла (на примере города Апатиты) //Математические методы в естественных науках. Апатиты. К&M. 2018. с. 65-78.
- 3. Демин В.И., Козелов Б.В., Елизарова Н.И., Меньшов Ю.В. Влияние микроклимата на точность оценки городского «острова тепла» // Труды ГГО. 2017. вып. 584, с. 74-93.
- 4. Климат России (под ред. Н. В. Кобышевой). СПб: Гидрометеоиздат. 2001. 654 с.
- 5. Оке Т.Р. Климаты пограничного слоя. Л.: Гидрометеоиздат. 1982. 360 с.
- 6. Oke T.R., Mills G., Christen A., Voogt J.A. Urban Climates. Cambridge University Press. 2017. 582 p.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.230-233

КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА В АПАТИТАХ В АНОМАЛЬНО ЖАРКИЙ ПЕРИОД 2018 ГОДА

В.И. Демин, В.А. Шишаев

ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты, Россия, e-mail: demin@pgia.ru

Аннотация. В июле и августе 2018 г на территории Мурманской области установился период аномально жаркой погоды. Максимальные концентрации озона в г. Апатиты в приземном слое достигали 50-57 млрд-¹, что выше средних многолетних значений. Жаркая сухая погода, интенсивные лесные пожары благоприятствовали появлению высоких концентраций озона. Однако концентрации не достигли значений, которые обычно наблюдаются во многих районах Европы в загрязненном воздухе во время волн жары. Фотохимические процессы не получили заметной интенсификации даже в наиболее благоприятных для них метеорологических условиях.

Введение

Наблюдения за концентрацией озона в приземном слое (ПКО – приземная концентрация озона) являются составной частью мониторинга загрязняющих веществ в большинстве зарубежных стран. В 2016 г. в странах ЕС информация о ПКО поступала с более чем 2000 станций. Такое внимание к озону обусловлено его свойствами сильного окислителя и участием в большом числе химических реакций. ПКО является важным показателем качества воздушной среды.

Мониторинг приземного озона на территории Мурманской области осуществляется с 1990-ых гг. К настоящему времени накоплен большой массив данных о его содержании и пространственно-временных вариациях как в фоновых районах области (включая горные и прибрежные морские), так и в условиях городского загрязнения. Многолетние исследования показывают, что ПКО в регионе далеки от предельно-допустимых концентраций (ПДК), установленных Всемирной организацией здравоохранения (средняя за 8-часов концентрация 50 млрд⁻¹) или разовых (средних за 10-15 мин) ПДК, принятых в РФ (80 млрд⁻¹). Это не позволяет его считать опасным загрязнителем атмосферного воздуха. Однако ситуация может измениться изза изменений климата и наблюдаемых трендов к повышению содержания озона в тропосфере.

Целью данной работы является анализ ПКО в Мурманской области в период аномально жаркой погоды, установившейся летом 2018 г.

Использованные данные

В работе использованы данные измерений ПКО в г. Апатиты (Академгородок), осуществляемые Полярным геофизическим институтом с помощью УФ-озонометра DASIBI/1008AH (США). Измерения проводятся с минутным разрешением.

Результаты и обсуждение

Наиболее надежный и, одновременно, самый длительный (с 1999 г.) ряд значений ПКО получен на геофизической обсерватории Полярного геофизического института вблизи поселка Ловозеро. Он характеризует ПКО в фоновых условиях. Правомерность использования измерений в Ловозеро для оценки ПКО для всего региона была проверена в серии экспериментов, включающая трассовые измерения. Сравнивая изменения абсолютной разности показаний перемещаемого и стационарного озонометров, было обнаружено, что в однородных воздушных массах на расстояниях до 150-200 км ПКО меняются в пределах 2-4 млрд⁻¹, что практически находится на уровне инструментальной ошибки измерений. Заключение о пространственной однородности, в первую очередь, касается максимальных ПКО. Минимальные ПКО характеризуются гораздо большей изменчивостью, так как отражают уровень локального антропогенного загрязнения, которое в регионе проявляется в разрушении озона, и местных особенностей турбулентного обмена (микроклимат). Это подтверждает и серия параллельных измерений, проведенных в Ловозеро и в Апатитах в 2002-2004 гг.: максимальные ПКО в г. Апатиты, его пригородах и в удаленном от него на 85 км Ловозеро практически одинаковы [1]. Присутствие в городском воздухе антропогенных загрязнений проявляется в пониженных значениях ПКО в периоды устойчивой стратификации и интенсивной работы автотранспорта; при скоростях ветра более 3 м/с, ночью и в выходные дни, а также при неустойчивой стратификации ПКО в городе близки к фоновым значениям.

Статистические характеристики ПКО в Ловозеро представлены на рис.1. В 2013 г. измерения в Ловозеро по техническим причинам были прекращены. Фоновые измерения с тех пор продолжаются в достаточно ограниченном объеме. Однако доступные для сравнения данные (среднесуточные, среднемесячные) не показывают каких-то значимых изменений в период с 2013 г. Это позволяет считать оценки, полученные в 1999-2013 гг. актуальными и в настоящее время, в т.ч. и для г. Апатиты.

Озон в приземном слое появляется за счет турбулентного переноса из более высоких слоев атмосферы и благодаря его фотохимической генерации. Согласно данным вертикального озонозондирования, его содержание практически всегда возрастает (часто в несколько раз) от поверхности земли к верхней границе пограничного слоя (1...2 км) примерно до значений 50-70 млрд⁻¹. Интенсивное турбулентное перемешивание вызывает выравнивание вертикального профиля озона в пределах слоя перемешивания так, что максимальные ПКО приближаются к концентрации озона на его верхней границе. По этой причине ПКО до 50-70 млрд⁻¹ можно объяснить суточной динамикой процессов в пограничном слое атмосферы. Эпизоды с более значительными ПКО (свыше 100 млрд⁻¹) характерны для активной фотохимической генерации озона, возникающей при определенных метеорологических условиях (высокая температура, застой воздуха, высокий уровень солнечной (ультрафиолетовой) радиации) с участием окислов азота (практически всегда антропогенного происхождения) и углеводородов, которые могут быть как естественного, так и антропогенного происхождения.



Рисунок 1. Распределение среднечасовых ПКО в Ловозеро, 1999-2013 гг.



Рисунок 2. Годовой ход средних максимальных концентраций озона на верхней границе слоя перемешивания (1) и максимальных ПКО в Ловозеро (2), 1999-2006 гг.

С использованием данных вертикального озонозондирования в Соданкюле (Финляндия) и значений максимальных высот слоя перемешивания над г. Апатиты в работе [2] были рассчитаны концентрации озона на верхней границе слоя перемешивания. Было показано, что регистрируемые максимальные ПКО в среднем не превышают его концентраций на верхней границе слоя перемешивания. Это позволило сделать заключение о доминирующей роли турбулентного механизма в формирования поля приземного озона в Среди возможных причин слабости регионе. фотохимических процессов - низкие температуры воздуха, недостаток ультрафиолетовой радиации, малая концентрация предшественников озона в атмосфере. 2018 г.

Ситуация могла измениться летом 2018 г. В течение июля Кольский п-ов находился в основном в малоградиентном барическом поле или под влиянием антициклонов, что способствовало установлению в регионе жаркой и сухой погоды и с появлением целого климатических рекордов. Среднемесячная ряда температура воздуха июля по Мурманской области +13.9° до +19.6°C, составила ОТ что выше климатической нормы на 3.3-6.1°С. В г. Мурманск в течение 6 дней подряд максимальная температура воздуха была +30° и выше. В г. Апатиты с 10 июля по 2 августа за исключением 3 дней температура воздуха днем превышала 25°С. В июле были установлены абсолютные максимумы температуры воздуха на ряде станций, включая и г. Апатиты (+31.0°С). Август продолжил теплую аномалию в регионе, хотя ее величина и оказалась меньше: среднемесячная температура воздуха по Мурманской области составила от +11.3° до +15.0°С, что выше климатической нормы на 1.2 – 2.7°С. Помимо высокой температуры в этот период наблюдалось также усиленное (относительно климатической нормы) поступление солнечной радиации (на 50 и более %).

По наблюдениям на российских и зарубежных станциях, необходимым (но не достаточным) условиями для возникновения высоких ПКО практически всегда являются приземные температура

выше 27–28°С, относительная влажность менее 50% и скорость ветра в приземном слое не более 3 м/с. Исходя из этого, в июле-августе можно было ожидать появления в регионе повышенных ПКО (рис. 3).



Рисунок 3. Поле рассеяния максимального суточного отношения смеси озона в зависимости от максимальной суточной температуры в Москве и в Крыму (Карадаг) и в двух мегаполисах США [3].

Важно также, что установившаяся в регионе жаркая и сухая погода в июле и начале августа сопровождалась возникновением большого количества лесных и тундровых пожаров с объявлением режима чрезвычайной ситуации с 19 июля по 10 августа. Среди разнообразных продуктов горения биомассы, попадающих в атмосферу, следует особо выделить оксид углерода (СО) и оксиды азота (NO и NO₂ или, так как они постоянно переходят друг в друга, – NO_x). По данным [4] при сгорании 1 тонны растительной массы в атмосферу выделяется 125 кг оксида углерода, 12 кг углеводородов, 2 кг оксида азота.

Недостаток NO_x считается одной из причин слабой фотохимической генерации озона в фоновых районах Арктики. Так, по имеющемуся в настоящее время ряду наблюдений за концентрациями азотосодержащих газов, в фоновых условиях высоких широт концентрация NO_x не превышает 0.01-0.05 млрд⁻¹ [6], что явно недостаточно для начала фотогенерации озона [7]. Увеличению содержания NO_x сопутствует рост концентрации озона в тропосфере.

С другой стороны, поступающий в атмосферу во время лесных пожаров СО отвечает за более чем 50% гибели гидроксидных радикалов ОН [5], являющихся эффективным озоноразрушающим катализатором. Увеличение концентрации СО ведет к выведению большего числа радикалов ОН, прямым следствием чего становится снижение эффективности соответствующего каталитического цикла разрушения озона. Усиленная эмиссия оксида углерода способствует росту содержания тропосферного озона (в тропосфере, богатой NO_x).

Измерения в московском регионе во время жаркой погоды лета 2010 г. показали: если до появления сильных пожаров максимальные ПКО не поднимались выше 80–100 млрд⁻¹, то после появления продуктов горения они увеличились в 1.5–2.5 раза. Можно было предположить, что в период аномально жаркой погоды 2018 г. и многочисленных лесных и тундровых пожаров на Кольском п-ове также могли существенно интенсифицироваться фотохимическая генерация озона.

Измерения, проведенные в г. Апатиты показали, что максимальные ПКО в этот период действительно оказались выше характерных многолетних значений (рис. 4). Тем не менее, ПДК превышены не были. Максимальная среднечасовая концентрация озона только однажды – 14 июля в послеполуденные часы превысила 50 млрд⁻¹, а максимальная разовая (средняя за 10-15 минут) в тот же день составила -57 млрд⁻¹. Несмотря на очень благоприятные метеорологические и «химические» условия, наблюдаемые ПКО оказались не настолько высокими, чтобы можно было уверенно говорить об активизации процесса фотохимической генерации озона.



Рисунок 4. Максимальные за сутки часовые ПКО в Апатитах (1) и Inari Raja-Jooseppi (2), 3 – средние многолетние максимальные ПКО в Ловозеро.

В частности, такие ПКО могли быть вызваны и более активным турбулентным переносом с более высоких уровней в атмосфере: при жаркой погоде слой перемешивания, как правило, захватывает более мощный слой и его верхняя граница поднимается выше. Интересно также, что максимальные ПКО в июле в городе

оказались близки к значениям, полученных на ближайшей фоновой станции, находящейся в 230 км к северозападу от Апатит на территории Финляндии (Inari Raja-Jooseppi). Присутствие в городском воздухе антропогенных соединений (например, NO_x), участвующих в образовании озона, никак не отразилось на его концентрации.

Заключение

В июле и начале августа 2018 г на территории Мурманской области установился период жаркой и сухой погоды. Максимальные температуры воздуха превышали +30°C. Концентрации озона в г. Апатиты в приземном слое оказались выше своих характерных многолетних значений (до 57 млрд⁻¹ при средних максимальных около 30-35 млрд⁻¹). Однако фотохимические процессы не получили заметной интенсификации даже в наиболее благоприятных для них метеорологических условиях.

Если рассматривать аномально жаркое лето 2018 г. как прообраз климатических условий будущего в случае продолжения наблюдаемого потепления климата, следует предположить рост ПКО. Однако в ближайшие десятилетия они не достигнут в регионе опасных значений и проблема повышенного содержания озона в приземном слое не появится.

Литература

- 1. Демин В.И., Белоглазов М.И., Еланский Н.Ф. Некоторые результаты мониторинга приземного озона на Кольском полуострове (1999-2003 гг.) // Метеорология и гидрология. 2005. № 10. С. 10–20.
- 2. Демин В.И., Карпечко А.Ю., Белоглазов М.И., Кюро Е. О роли турбулентного перемешивания в формировании приземных концентраций озона на Кольском полуострове // Оптика атмосферы и океана. 2006. Т. 19. № 5. С. 448–450.
- Звягинцев А.М. Кузнецова И.Н., Шалыгина И.Ю. и др. Исследования и мониторинг приземного озона в России //Труды Гидрометцентра России. 2017. Вып. 365. С. 56–70.
- 4. Добрых В.А., Захарычева Т.А. Дым лесных пожаров и здоровье. Хабаровск: Издательство ГОУ ВПО Дальневосточный государственный медицинский университет, 2009. – 201 с.
- 5. Кароль И.Л., Киселев А.А. Что несут лесные пожары атмосфере // Природа. 2007. № 5. С. 40-46.
- Honrath R.E., Jaffe D.A. Measurement of nitrogen oxides in the Arctic // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. P.611– 614.
- 7. Wayne R.P. Chemistry of atmospheres. Oxford: Claredon Press, 1991. 448 p.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.234-237

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА НАД КОЛЬСКИМ ЗАЛИВОМ В МУРМАНСКЕ

М.О. Кузнецова¹, Б.В. Козелов², В.И. Демин²

¹Мурманский государственный технический университет, г. Мурманск, Россия, e-mail: Marina.free1@yandex.ru ²ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты, Россия,

e-mails: boris.kozelov@gmail.com, demin@pgia.ru

Аннотация. Проведены измерения температуры воздуха над Кольским заливом в Мурманске. С сентября по март поверхность воды в незамерзающем заливе теплее воздуха. Воздушные массы над заливом нагреваются. Среднее повышение температуры воздуха на уровне моста через Кольский залив 0.4°С. Максимальный нагрев составил 1.4°С при разности температур между водной поверхностью и воздухом 20°С.

Введение

Многочисленные полевые исследования, проведенные в разных природных зонах, показывают, что на границах контрастных по микроклимату участков градиент температуры может на порядок превышать характерный широтный и высотный градиенты [1]. Сильные микроклиматические вариации, возникающие из-за неоднородной подстилающей поверхности или сложного рельефа, огранивают использование метеорологических наблюдений на гидрометеорологических станциях для оценки гидрометеорологический условий окружающей территории.

К числу важных факторов, формирующих микроклиматические неоднородности в г. Мурманске, следует отнести Кольский залив (рис. 1).



Рисунок 1. Мост через Кольский залив в Мурманске (вид с западного берега), фото. А. Мкртчяна.

На рис. 2 представлен годовой ход температуры возлуха на гидрометеорологической станции (FMC) «Мурманск», расположенной примерно в 500 м от Кольского залива и температура воды в заливе в районе Мурманска. В период октябрь-апрель вода в Кольском заливе заметно теплее воздуха. По данным инфракрасных снимков со спутников разность температуры водной поверхности в заливе и прилегающих участков суши может превышать 20°С. Кольский залив сохраняет зимой высокую температуру и практически не замерзает даже при сильных морозах за счет водообмена с Баренцевым морем. В отдельные холодные зимы южное и среднее колено Кольского залива покрывается льдом толщиной до 30 см. Однако даже подо льдом крупные водоемы «работают» как огромные резервуары тепла.

Влияние арктических морей на поле минимальной температуры воздуха зимой

можно оценить по рис. 3. На побережьях минимальная температура зимой на 9–11°C выше по сравнению с участками, удаленным на 20–30 км от берега. Однако надо иметь в виду, что представленные на рис.2 зависимости получены для относительно ровных и плоских берегов на границе суша и моря. В случае Мурманска мы имеем глубокий, но достаточно узкий залив. В этом плане его можно сравнить с крупной рекой, воздействие которых на термический режим прибрежных территорий меньше, чем показано на рис. 3. В то же время в заливе нет топографических препятствий для обмена водными массами с теплыми водами континентального шельфа, благодаря чему существует постоянный приток тепла [3].

В мае-августе температура воды ниже, чем температура воздуха и воздушная масса над заливом должна охлаждаться. Однако термический контраст между водой и сушей в это время года достаточно слабый и охлаждающий эффект должен быть меньше по абсолютной величине, чем зимой.

Целью данной работы является оценка влияния Кольского залива на термический режим прибрежных территорий города. Несмотря на то, что микроклимат отдельных районов города был рассмотрен в работе [4], вопрос количественной оценки влияния залива остается открытым. Теоретически механизм трансформации воздушной массы при переходе на поверхность с другими теплофизическими свойствами довольно хорошо изучен (см., например, [5]). Однако на практике провести численные расчеты пока не представляется возможным, так как требуется целый комплекс градиентных наблюдений за термодинамическими характеристиками воздуха над сушей и заливом.



Рисунок 2. Годовой ход температуры воздуха (1) и температуры воды (2) в Мурманске (данные ВНИИГМИ-МЦД).



Рисунок 3. Повышение минимальной температуры воздуха по сравнению с участками, находящимися от моря на расстояние 30 км (построен по данным [4]): *1*– Баренцево море (южное побережье), *2* – Баренцево море (северное побережье Кольского п-ова), *3*–Белое море, *4*–Море Лаптевых.

Техника измерений и использованные данные

Влияние залива на термический режим прибрежных территорий нагляднее всего оценить по изменениям температуры вдоль прямой примерно перпендикулярной береговой линии. В г. Мурманске такие измерения получить невозможно из-за искажающего влияния холмистого рельефа на горизонтальное распределение температуры. По этой причине все внимание в работе было сосредоточено на многократных измерениях температуры воздуха на мосту через Кольский залив. Высота моста над поверхностью воды примерно 25 м и не остается постоянной, но ее изменения не учитывалось, так как задачей было обнаружение факта теплой

М.О. Кузнецова и др.

аномалии над акваторией залива и примерная оценка ее интенсивности для планирования последующих экспериментов.

Работы проводились в сентябре 2018 г. – феврале 2019 г. при температуре воздуха от +4 до -20°С. Для измерений выбирались периоды с достаточно слабым ветром (не более 3-5 м/с), отсутствием осадков и облачности – в этих условиях в наибольшей степени проявляются микроклиматические различия. В качестве регистратора использовался прибор, собранный в Полярном геофизическом институте, в состав которого входит цифровой термодатчик DS18S20 и GPS- приемник. Датчик температуры монтировался на автомобиль. Для исключения влияния солнечной радиации все измерения проводились в темное время суток. Кроме того, при движении автомобиля датчик непрерывно обдувается воздушным потоком со скоростью более 10 м/с, что практически исключает появление радиационной погрешности. Примерно каждые 7-8 секунд температура воздуха и координаты одновременно записывались в память прибора.

Результаты и обсуждение

Распределение аномалий температуры воздуха на Кольском мосту в виде отклонений от средних значений в период производства измерений представлено на рис. 4. Качественно картина соответствует ожидаемому эффекту влияния залива на температуру воздуха. Обнаруживается некоторое повышение температуры воздуха к восточному берегу, что, по всей видимости, объясняется преимущественно западным переносом воздуха (максимальный отепляющий эффект в этом случае должен наблюдаться на восточном берегу Кольского залива). Но нельзя исключить, что часть этого эффекта вызвана особенностями рельефа на западном берегу залива в районе расположения моста, которое способствует накоплению там холодного воздуха. Вместе с тем, отепляющее влияние Кольского залива оказалось меньше, чем можно было ожидать, основываясь на характерных разностях температуры воздуха и воды в это время года: в среднем воздух после прохождения над заливом шириной около 1 км на высоте моста становится теплее примерно на 0.4°C.



Рисунок 4. *Вверху*: средние аномалии температуры воздуха вдоль Кольского моста и их среднеквадратичное отклонение (по оси абсцисс – долгота (в.д); *внизу* – положение моста с отметками долгот.

Для иллюстрации на рис. 5 показан маршрут движения автомобиля с датчиком температуры и изменения температуры воздуха вдоль маршрута 6 февраля 2019 г. Температура воздуха в городе в это время была около -20°С. Примерно такую температуру имел и воздух, натекающий на Кольский залив с суши, т.е наблюдался сильный контраст между температурой воды в заливе и температурой воздуха. Максимальная аномалия на уровне моста была около 1.5°С (рис. 5). Так как ветер был южного направления, в наибольшей степени она проявилась над серединой залива.

Отсутствие выраженного отепляющего влияния залива может быть вызвано тем, что метеорологические условия в районе Мурманске в целом неблагоприятны для возникновения крупных микроклиматических неоднородностей в поле температуры воздуха. Так, например, сильные ветра создают интенсивное турбулентное перемешивание, способствующее быстрому выносу тепла от приводного слоя воздуха как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях, вследствие чего повышение температуры воздуха в слое воздуха прилегающего к акватории залива незначительное. Сказалась, по всей видимости, и значительная высота моста: трансформационные изменения уменьшаются с высотой. Еще одним фактором может быть малая ширина залива (1-1.5 км): время нахождения воздушной массы над относительно теплым заливом даже при слабом ветре часто ограничивается минутами.



Рисунок 5. Схемы движения автомобиля (широта, долгота) и температура воздуха вдоль маршрута (°C) 06.02.2019 г.; нахождение над заливом отмечено стрелочками.

Заключение

В сентябре 2018 г. – феврале 2019 г. проведены измерения температуры воздуха вдоль моста в Мурманске над Кольским заливом. Несмотря на более высокую в это время года температуру воды в заливе по сравнению с температурой воздуха хорошо выраженной положительной аномалии на уровне моста не было обнаружено. Средний отепляющий эффект оставил всего 0.4°C. Термический режим воздуха над Кольским заливом, за исключением, возможно, непосредственно приводного слоя может быть достаточно надежно описан данными, полученными на прибрежных метеорологических станциях (речь не идет о явлениях типа тумана испарения и т.п.).

Литература

- 1. Гольцберг И.А. Микроклимат СССР. Л.: Гидрометеоиздат. 1967. 282 с.
- 2. Мищенко З.А. Биоклимат дня и ночи. Л.: Гидрометеоиздат. 1984. 280 с.
- Кольский залив. Кольский залив: освоение и рациональное природопользование. Отв. редактор Г.Г. Матишов; ММБИ. – М.: Наука. 2009. 381с.
- 4. Яковлев Б.Я. Климат Мурманска. Мурманск: Мурманское кн. изд-во. 1961. 180 с.
- 5. Динамическая метеорология. Под ред. Д. Л. Лайхтмана. Л.: Гидрометеоиздат. 1976. 608 с.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.238-241

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАРОЖДЕНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ В ЗЕМНОЙ ТРОПОСФЕРЕ В ОБЛАСТИ ВНУТРИТРОПИЧЕСКОЙ ЗОНЫ КОНВЕРГЕНЦИИ

И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.С. Мингалев

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия

Аннотация. Представляются результаты численных расчетов, направленных на моделирование нестационарного процесса формирования крупномасштабных вихрей на начальной стадии в тропосфере в окрестности внутритропической зоны конвергенции. Эти результаты ранее были изложены в серии работ, которые были опубликованы в разрозненных научных изданиях. В настоящей работе приводится обзор этих результатов и их обобщение. Обозреваемые результаты были получены не так давно при помощи региональной математической модели ветровой системы нижней атмосферы, разработанной ранее в Полярном геофизическом институте. Обозреваемые результаты моделирования показывают, что возникновение выпуклостей в очертаниях внутритропической зоны конвергенции может привести к зарождению различных крупномасштабных вихрей в нижней атмосфере, в частности, тропического циклона, пары циклонов, пары циклон-антициклон, а также трех циклонических вихрей. Обсуждается физический механизм, который приводит к формированию смоделированных крупномасштабных вихрей в окрестности внутритропической зоны конвергенции.

Введение

Исследование механизмов, приводящих к формированию крупномасштабной циркуляции земной атмосферы, а также предсказание ее изменений в различных гелиогеофизических условиях является в настоящее время важной научной проблемой. Актуальность этой проблемы определяется не только научным интересом, но и важностью тех практических задач, для решения которых необходимо знать состояние и уметь прогнозировать поведение атмосферы Земли. Необходимость такого прогнозирования обусловлена потребностями практической деятельности людей, а также влиянием состояния нижней атмосферы на здоровье человека. Особенно важным является изучение циклонической деятельности нижней атмосферы, поскольку циклоны и ураганы ежегодно наносят огромный ущерб многим странам мира.

К сожалению, имеющиеся в настоящее время экспериментальные средства не позволяют измерять детальные трехмерные распределения полей термодинамических и газодинамических параметров в нижней атмосфере с точностью, необходимой для выяснения физических механизмов, ответственных за начальную стадию зарождения циклонов. Однако, для установления этих физических механизмов может быть применен метод математического моделирования. В частности, может быть применена региональная математическая модель ветровой системы нижней атмосферы, разработанная не так давно в Полярном геофизическом институте [1], которая ранее уже применялась для моделирования процессов зарождения как полярных, так и тропических циклонов [2-11]. В настоящей работе приводится обзор результатов, полученных при помощи этой региональной математической модели и направленных на исследование начальной стадии зарождения и формирования крупномасштабных вихрей в тропосфере в окрестности внутритропической зоны конвергенции.

Краткое описание математической модели

Применяемая в настоящей работе математическая модель основана на численном решении уравнений неразрывности и движения для горизонтальных и вертикальной компонент скорости вязкого сжимаемого газа, а также уравнения теплового баланса, в котором учитываются процессы нагрева-охлаждения воздуха как за счет поглощения-испускания инфракрасного излучения, так и за счет фазовых переходов водяного пара в микрокапли воды и частицы льда. В этой модели вертикальная скорость газа находится не из условия гидростатического равновесия, как в большинстве подобных моделей, а путем численного решения полного уравнения движения для вертикальной компоненты скорости без пренебрежения какими-либо членами, т.е. модель является негидростатической.

Используемая математическая модель позволяет рассчитывать зависящие от времени пространственные распределения плотностей воздуха, водяного пара, микрокапель воды и частиц льда, зональной, меридиональной и вертикальной компонент скорости смеси воздуха и водяного пара, а также температуры атмосферного газа в пространственно ограниченной трехмерной области моделирования на отрезках

времени порядка суток и более. В используемой математической модели областью моделирования является часть шарового слоя над ограниченным участком земной поверхности, которая по высоте простирается от 0 до 15 км, по долготе имеет протяжение не менее 32 градусов, а по широте - 25 градусов.

Для численного решения моделирующих уравнений применяется метод конечных разностей и используются географические координаты. Модель имеет шаги расчетной сетки по высоте 200 м, а по широте и долготе шаги сетки одинаковы и равны 0.08 градуса. Подробное описание применяемой математической модели и используемых в ней уравнений можно найти в [1-3].

Результаты расчетов и их обсуждение

При использовании описанной выше математической модели начальные и граничные условия могут задаваться довольно произвольно и отражать геофизическую обстановку моделируемых событий. В течение последних нескольких лет эта математическая модель применялась для численного исследования процессов зарождения крупномасштабных горизонтальных вихрей в земной тропосфере в области внутритропической зоны конвергенции (ВЗК) при различных исходных условиях. В этих численных исследованиях область моделирования помещалась между 5° южной широты и 20° северной широты так, чтобы ВЗК пересекала эту область в ее центральной части.

Известно, что ВЗК является промежуточной областью между пассатами Северного и Южного полушарий шириной несколько сотен километров, где имеют место преимущественно зональные ветры. Из наблюдений известно, что в ВЗК зональная компонента ветра, направленная преимущественно в западном направлении, увеличивается при приближении к центру ВЗК. Меридиональная компонента направлена к центру ВЗК на высотах менее 3 км и направлена от центра ВЗК на высотах более 3 км. Вертикальная компонента ветра над ВЗК направлена вверх.

В упомянутых выше численных исследованиях граничные и начальные условия в области моделирования воспроизводили в начальный момент различные течения, характерные для внутритропической зоны конвергенции. При этом ВЗК задавалась с изгибами, соответствующими имеющимся данным спутниковых наблюдений в микроволновом и инфракрасном диапазонах. Рассматривались различные варианты задания начального течения воздуха, в частности, различные формы изгибов ВЗК в области моделирования.



Рисунок 1. Схематическое представление результатов численного моделирования, полученных в [8], на высоте 600 м. Начальная конфигурация ВЗК (верхняя панель) И положение сформировавшегося циклона к моменту 27 час после начала расчетов (нижняя панель).



Рисунок 2. Схематическое представление результатов численного моделирования, полученных в [9], на высоте 600 м. Начальная конфигурация ВЗК (*верхняя панель*) и положение сформировавшейся пары циклонантициклон к моменту 27 час после начала расчетов (*нижняя панель*).

В одной из проведенных серий расчетов было установлено, что если в начальный момент ВЗК имеет выпуклый участок длиной 800-1000 км, выступающий на север на 200-300 км, и если западный склон выпуклости имеет существенно больший наклон, чем восточный, причем центральная линия ВЗК восточнее выпуклости находится севернее, южнее или на той же широте, что и западнее выпуклости, то в течение

примерно суток в окрестностях ВЗК формируется циклон, центр которого к этому времени располагается вблизи южной границе ВЗК. Результаты этой серии расчетов схематически представлены на рис. 1.

В другой проведенной серии расчетов было установлено, что если в начальный момент выпуклый участок ВЗК имеет восточный склон такой же крутой, как и западный, если центральная линия ВЗК восточнее выпуклости находится на той же широте, что и западнее выпуклости, причем выпуклость может быть отклонена как к северу, так и к югу, то в течение примерно суток в окрестностях ВЗК формируются циклон и антициклон (пара циклон-антициклон). При этом центр циклона к этому времени располагается внутри ВЗК, а центр антициклона находится севернее первоначального положения ВЗК. Результаты этой серии расчетов схематически представлены на рис. 2.



Рисунок 3. Схематическое представление результатов численного моделирования, полученных в [9], на высоте 600 м. Начальная конфигурация ВЗК (*верхняя панель*) и положение сформировавшейся пары циклонов к моменту 70 час после начала расчетов (*нижняя панель*).



Рисунок 4. Схематическое представление результатов численного моделирования, полученных в [7], на высоте 600 м. Начальная конфигурация ВЗК (*верхняя панель*) и положение сформировавшейся тройки циклонов к моменту 60 час после начала расчетов (*нижняя панель*).

В еще одной проведенной серии расчетов было установлено, что если в начальный момент западный склон выпуклости имеет существенно больший наклон, чем восточный, причем центральная линия ВЗК восточнее выпуклости находится на той же широте, что и западнее выпуклости, если при этом зональная компонента скорости севернее ВЗК значительно больше, чем южнее ее, то в течение примерно двух суток в окрестностях ВЗК формируются два циклона. При этом их центры располагается внутри ВЗК примерно на одной широте. Результаты этой серии расчетов схематически представлены на рис. 3.

Математическая модель, при помощи которой были получены описанные выше результаты, в ходе исследований претерпевала изменения, связанные с увеличением протяженности по долготе ее области моделирования. Сначала был разработан вариант модели, в котором область моделирования по долготе была увеличена до 44 градусов, а позже – до 75 градусов. В ходе расчетов по этим усовершенствованным вариантам математической модели было установлено, что при некоторых начальных конфигурациях ВЗК в ее окрестности с течением времени может зародиться сразу три циклона. Пример результатов таких расчетов приведен на рис. 4. Приведенные на этом рисунке результаты получены при такой начальной конфигурации ВЗК, у которой имеется участок длиной около 2500 км, на котором ВЗК смещается на север при движении с запада на восток. На правом конце этого участка имеется дополнительно искривленный участок длиной около 1000 км, который отклоняется на север (см. верхнюю панель рис. 4). Центры сформировавшихся трех циклонов располагаются внутри начальных очертаний ВЗК примерно на одной широте.

Во всех рассмотренных случаях горизонтальные размеры образующихся крупномасштабных вихрей составляли порядка 600 км или более, а скорость ветра в них достигала значений 15-20 м/с. Главной физической причиной формирования крупномасштабных вихрей является развитие неустойчивости крупномасштабного струйного течения воздушных масс в районе ВЗК при возникновении возмущений в виде выпуклых участков ВЗК. Такие возмущения регулярно наблюдаются на практике при дистанционном

зондировании со спутников. В результате развития неустойчивости формируются крупномасштабные горизонтальные вихри. Дальнейший разгон вихрей происходит за счет энергии, выделяющейся при конденсации водяного пара в восходящих потоках воздуха.

Заключение

В настоящей работе приведен обзор результатов численных расчетов, направленных на моделирование нестационарного процесса формирования крупномасштабных вихрей на начальной стадии в тропосфере в окрестности внутритропической зоны конвергенции. Эти результаты были получены ранее при помощи региональной математической модели ветровой системы нижней атмосферы, разработанной в Полярном геофизическом институте. Обозреваемые результаты моделирования показывают, что возникновение выпуклостей в очертаниях внутритропической зоны конвергенции может привести к зарождению различных крупномасштабных вихрей в нижней атмосфере, в частности, тропического циклона, пары циклонов, пары циклонов, пары циклон-антициклон, а также трех циклонических вихрей.

Физическим механизмом, приводящим к зарождению перечисленных крупномасштабных вихрей, является развитие неустойчивости крупномасштабного струйного течения воздушных масс в районе ВЗК при возникновении возмущений в виде выпуклых участков ВЗК. Выявленный в численных расчетах физический механизм дает возможность по обнаружению выпуклых участков ВЗК при помощи спутниковых наблюдений прогнозировать зарождение тропических циклонов и ураганов.

Список литературы

- 1. Белоцерковский О.М., Мингалев И.В., Мингалев В.С., Мингалев О.В., Опарин А.М. О механизме возникновения крупномасштабного вихря в тропосфере над неравномерно нагретой поверхностью // Доклады АН. 2006. Т. 410, №6. С.816-820.
- 2. Белоцерковский О.М., Мингалев И.В., Мингалев В.С., Мингалев О.В., Опарин А.М., Чечеткин В.М. Образование крупномасштабных вихрей в сдвиговых течениях в нижней атмосфере в области тропических широт // Космические исследования. 2009. Т. 47, № 6. С. 501-514.
- 3. Мингалев И.В., Астафьева Н.М., Орлов К.Г., Мингалев В.С., Мингалев О.В. Механизм возникновения циклонических возмущений в области ВЗК и их раннее обнаружение // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2010. Т.7, №1. С. 112-125.
- 4. Мингалев И.В., Орлов К.Г., Мингалев В.С. Механизм формирования полярных циклонов и возможность их прогноза // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2011. Т. 8, №1. С. 255-262.
- 5. Мингалев И.В., Астафьева Н.М., Орлов К.Г., Мингалев В.С., Мингалев О.В., Чечеткин В.М. Возможность предсказания образования тропических циклонов и ураганов по данным спутниковых наблюдений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2011. Т. 8, №3. С. 290-296.
- 6. Мингалев И.В., Орлов К.Г., Мингалев В.С. Механизм формирования полярных циклонов и возможность их предсказания по данным спутниковых наблюдений // Космические исследования. 2012. Т. 50, №2. С. 166-175.
- 7. Мингалев И.В., Астафьева Н.М., Орлов К.Г., Мингалев В.С., Мингалев О.В., Чечеткин В.М. Влияние геометрии течения воздушных масс в области внутритропической зоны конвергенции на процесс формирования циклонических вихрей // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9, № 4. С. 154–161.
- 8. Мингалев И.В., Астафьева Н.М., Орлов К.Г., Чечеткин В.М., Мингалев В.С., Мингалев О.В. Численное моделирование формирования циклонических вихревых течений в области внутритропической зоны конвергенции и их раннее обнаружение // Космические исследования. 2012. Т. 50, №3. С. 242-257.
- Mingalev I.V., Astafieva N.M., Orlov K.G., Mingalev V.S., Mingalev O.V. and Chechetkin V.M. A Simulation Study of the Formation of Large-Scale Cyclonic and Anticyclonic Vortices in the Vicinity of the Intertropical Convergence Zone // ISRN Geophysics. 2013. Article ID: 215362, 12 pages. http://dx.doi.org/10.1155/2013/215362
- 10. Mingalev I.V., Orlov K.G. Mingalev V.S. A Modeling Study of the Initial Formation of Polar Lows in the Vicinity of the Arctic Front // Advances in Meteorology. 2014. Article ID: 970547, 10 pages. http://dx.doi.org/10.1155/2014/970547
- Mingalev I.V., Astafieva N.M., Orlov K.G., Mingalev V.S., Mingalev O.V. and Chechetkin V.M. Numerical Modeling of the Initial Formation of Cyclonic Vortices at Tropical Latitudes // Atmospheric and Climate Sciences. 2014. V.4. P.899-906. http://dx.doi.org/10.4236/acs.2014.45079



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.242-245

ЭТАЛОННЫЕ РАСЧЕТЫ ПОЛЯ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НИЖНЕЙ И СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Е.А. Федотова, И.В. Мингалев, К.Г. Орлов

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия e-mails: mingalev i@pgi.ru; godograf87@mail.ru; orlov@pgia.ru

Аннотация. В данной работе представлены результаты расчетов потоков солнечного излучения в атмосфере Земли на средних широтах в диапазоне 2000-50000 см⁻¹, выполненных с разрешением по частоте 0.001 см⁻¹ при наличии облачных слоев нижнего, среднего и верхнего ярусов, обладающих большой оптической толщиной. Целью работы было исследование границ изменения скорости нагрева атмосферы солнечным излучением, при наличии указанных облачных слоев, а также влияния этих слоев на поле собственного излучения атмосферы.

Введение. Расчеты поля солнечного излучения в атмосфере Земли с высоким спектральным разрешением (Line by Line) проводились многими исследователями в России и за рубежом. Эти расчеты выполняются обычно либо с целью интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, либо с целью проверки точности различных параметризаций коэффициентов молекулярного поглощения атмосферных газов, которые используются в радиационных блоках моделей общей циркуляции атмосферы. В этой работе мы рассмотрели, как влияют на потоки солнечного излучения и на скорость нагрева воздуха каждый из трех облачных слоев: нижнего, среднего и верхнего ярусов (*Мазин, Хргиан*, 1989). При расчетах потоков солнечного излучения использовалось приближение горизонтальной однородной атмосферы и учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние (*Ленобль*,1990; *Тимофеев и др.*, 2003; *Нагирнер*, 2001; *Сушкевич*, 2006). Важное отличие наших расчетов от работ других авторов заключается в более высоком разрешении по высоте и зенитному углу.

Методика расчетов. Поле солнечного излучения можно представить в виде суммы прямого (не рассеянного) излучения и рассеянного излучения (один и более раз). Интенсивности прямого солнечного излучения рассчитываются по аналитическим формулам. Если в некоторой точке на поверхности Земли высота Солнца над горизонтом превышает 50 градусов, то для расчета каждой из указанных составляющих солнечного излучения в вертикальном столбе над этой точкой можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В противном случае, при расчетах прямого излучения необходимо учитывать трехмерную неоднородность атмосферы, а при расчете рассеянного излучения можно использовать приближение горизонтально однородной атмосферы. В этом приближении рассеянные составляющие солнечного излучения зависят от высоты, а также от зенитного и азимутального углов. Каждую из этих составляющих можно разбить на две части. Первая из этих частей не зависит от азимутального угла, а вторая зависит от него. Можно показать, что в случае горизонтально однородной атмосферы вторая часть не вносит вклада в нагрев атмосферного газа. Таким образом, для расчета скоростей нагрева атмосферного газа солнечным излучением достаточно рассчитать прямое солнечное излучение, а также не зависящую от азимутального угла часть рассеянного солнечного излучения атмосферного.

Для численного решения одномерного по пространству уравнения переноса рассеянного солнечного излучения применялся вариант метода дискретных ординат, изложенный в работе (*Игнатьев и др.*, 2015). В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 метров и равномерная сетка по зенитным углам с шагом менее 9 градусов. Коэффициенты молекулярного поглощения атмосферных газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 по стандартной теории, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 см⁻¹ от центра линии, и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое было задано с помощью эмпирической модели МТ СКD (*Mlawer et al.*, 2012). Отметим, что главное отличие наших расчетов от работ других авторов заключается в более высоком разрешении по высоте.

Результаты расчетов. В расчетах использовались вертикальные профили температуры и концентраций основных атмосферных газов, рассчитанные по эмпирической модели NRLMSISE-00 для условий июля над северной Атлантикой на широте 55°, а также вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих, нормированный коэффициент экстинкции, альбедо однократного рассеяния и параметр

асимметрии для аэрозольных частиц в облаках, построенные по экспериментальным данным, приведенным в монографии (*Тимофеев и др.*, 2003), а также приведенная в (*Мингалев и др.*, 2017) зависимость от высоты коэффициента экстинкции в верхнем, среднем и нижнем облачных слоях при длине волны 0.5 мкм. Оптическая толщина облачных слоев была взята большой и близкой к максимально наблюдаемой. В атмосфере рассматриваются три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей и вертикальные профили их концентрации взяты из работы (*McClatchey*, 1986). Также использовался стандартный спектр солнечного излучения на верхней границе атмосферы 2000 ASTM Standard Extraterrestrial Spectrum Reference E-490-00, представленный на сайте *https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-astm-e490.html*.

На рис. 1 приведены вертикальные профили скорости нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения в атмосфере и вертикальные профили нисходящих и восходящих потоков энергии излучения в интервалах частот 2000- 50000 см⁻¹, рассчитанные при зенитном угле Солнца -42,353°, альбедо поверхности 5% и при отсутствии облаков. Нисходящие потоки состоят из прямого и рассеянного излучения, а восходящие только из рассеянного. На рис. 2 представлены те же самые профили, рассчитанные при тех же условиях и при наличии среднего облачного слоя в интервале высот от 3 до 6 км.



Рисунок 1. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см⁻¹, от 3000 до 4000 см⁻¹, от 4000 до 9000 см⁻¹, от 9000 до 13000 см⁻¹ и от 13000 до 14000 см⁻¹ (*вверху*) и от 14000 до 29000 см⁻¹, от 29000 до 33000 см⁻¹ и от 33000 до 50000 см⁻¹ (*внизу*) при отсутствии облаков и наличии фоновых аэрозолей.

Анализ рис. 1 показывает, что в интервалах частот от 2000 до 4000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха существенно зависит от высоты и достигает значений 2-10 К/сут на высотах более 65 км, а на высотах менее 30 км эта скорость не превышает 0,5 К/сут. При этом нагрев на высотах более 60 км происходит за счет полос поглощения CO_2 . Нисходящие потоки излучения в этих интервалах частот на высотах более 30 км мало изменяются, а ниже 30 км плавно убывают с уменьшением высоты в 1,5-2 раза. Восходящие потоки в этих интервалах частот примерно в 50-100 раз меньше восходящих и на высотах более 20 км мало изменяются, а ниже 20 км слабо возрастают с уменьшением высоты. В интервале частот от 4000 до 13000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах более 3 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,6 К/сут, а на высотах менее 3 км эта скорость достигает значений 0,4-2 К/сут за счет фоновых аэрозолей. Нисходящий

Е.А. Федотова и др.

поток излучения в этом интервале частот на высотах более 3 км мало изменяется, а ниже 3 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот примерно в 20 раз меньше восходящего и на высотах более 20 км мало изменяется, а ниже 20 км слабо убывает с уменьшением высоты. В интервале частот от 13000 до 14000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах от 3 до 35 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,2 К/сут. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 10 км мало изменяется, а ниже 10 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот на высотах более 10 км мало изменяется, а ниже 10 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот примерно в 17 раз меньше восходящего и на высотах более 15 км мало изменяется, а ниже 15 км слабо убывает с уменьшением высоты.

В интервале частот от 14000 до 29000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах более 3 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,3 К/сут, а на высотах менее 3 км эта скорость из-за поглощения фоновыми аэрозолями плавно возрастает с уменьшением высоты и достигает значений 5-6 К/сут у поверхности Земли. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 3 км практически не меняется, а ниже 3 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале плавно увеличивается на высотах ниже 15 км, а выше 15 км практически постоянный. В интервале частот от 29000 до 33000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах от 0 до 20 км и выше 65 км слабо зависит от высоты и не превышает значений 0,3 К/сут, на высотах от 20 до 65 км плавно меняется с высотой и достигает максимального значения около 3 К/сут на высоте 34 км. Нисходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 12 км мало изменяется, а ниже 12 км незначительно убывает с уменьшением за от 20 до 65 км плавно меняется с высотой и достигает на высотах более 12 км мало изменяется, а ниже 12 км незначительно убывает с уменьшением высоты. Восходящий поток в этом интервале частот на высотах более 12 км мало изменяется, а ниже 12 км незначительно убывает с уменьшением высоты.



Рисунок 2. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса солнечного излучения в атмосфере в интервалах частот от 2000 до 3000 см^{-1} , от 3000 до 4000 см^{-1} , от 4000 до 9000 см^{-1} , от 9000 до 13000 см^{-1} и от 13000 до 14000 см^{-1} (*вверху*) и от 14000 до 29000 см^{-1} , от 29000 см^{-1} и от 33000 см^{-1} (*внизу*) при наличии облаков среднего яруса.

В интервале частот от 33000 до 50000 см⁻¹ скорость нагрева воздуха на высотах более 25 км существенно зависит от высоты и достигает максимального значения 40,5 К/сут на высоте 48 км, а на высотах ниже 20 км эта скорость практически нулевая. Нисходящий поток в этом интервале частот на высотах более 55 км мало изменяется, а ниже 55 км существенно убывает с уменьшением высоты, причем у поверхности Земли он

примерно в 200 меньше чем на высотах более 55 км. Восходящий поток излучения в этом интервале частот на высотах более 55 км меняется несущественно и примерно в 200 раз меньше восходящего, на высотах от 30 до 55 км убывает с уменьшением высоты, на высотах от 15 до 30 км возрастает с уменьшением высоты.

Анализ рис. 2 показывает, что в середине среднего облачного слоя на высоте 4,5 км скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения атмосферы в интервале частот от 2000 до 4000 см⁻¹ достигает значений 5- 8 К/сут, в интервале частот от 4000 до 13000 см⁻¹ значений 104 К/сут, в интервале частот от 13000 до 14000 см⁻¹ значений 14 К/сут, в интервале частот от 14000 до 29000 см⁻¹ значений 123 К/сут, в интервале частот от 29000 до 33000 см⁻¹ значений 5 К/сут, а в интервале частот от 33000 до 50000 см⁻¹ эта скорость близка к нулю. Ниже среднего облачного слоя нисходящие потоки в частотном интервале от 2000 до 4000 см⁻¹ по сравнению с безоблачным случаем уменьшаются примерно в 200000- 500000 раз, в интервале от 4000 до 13000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 14000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 13000 до 14000 см⁻¹ в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 50000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 6000 см⁻¹ – в 2000 раз. В интервале от 2000 до 9000 см⁻¹ – в 11 раз. В интервале от 9000 до 13000 см⁻¹ – в 9 раз. В интервале от 13000 до 29000 см⁻¹ – в 4 раза. В интервале от 29000 до 33000 см⁻¹ – в 1,5 раза, а в интервале от 33000 до 50000 см⁻¹ практически не изменился.

Заключение. Проведенные расчеты показали, что в безоблачной атмосфере на высотах более 20 км нагрев солнечным излучением обусловлен потоками излучения в частотных интервалах от 2000 до 9000 см⁻¹ и от 29000 до 50000 см⁻¹. При этом на высотах от 60 до 76 км нагрев происходит в основном за счет полос поглощения углекислого газа и озона, а на высотах от 30 до 60 км - преимущественно за счет поглощения озона в полосе Хартли. Скорость нагрева воздуха на высотах более 20 км существенно зависит от высоты и достигает максимального значения примерно 45 К/сут на высоте около 48 км. При этом потоки солнечного излучения в частотном интервале от 9000 до 29000 см⁻¹ дают очень малый относительный вклад в скорость нагрева. В диапазоне высот от 3 до 20 км суммарная скорость нагрева не превышает 1 К/сут и обусловлена поглощением в частотном интервале от 3000 до 9000 см⁻¹. На высотах ниже 3 км скорость нагрева увеличивается с уменьшением высоты и достигает значений около 2 К/сут у поверхности, причем основной вклад в нагрев вносит поглощение фоновыми атмосферными аэрозолями в частотном интервале от 3000 до 29000 см⁻¹.

Появление на высотах ниже 15 км любого облачного слоя большой оптической толщины практически не меняет скорость нагрева воздуха и нисходящие потоки излучения выше облачного слоя. Для излучения с частотой менее 33000 см⁻¹ внутри облачного слоя скорость нагрева достигает больших значений, 230 К/сут в нижнем слое, 260 К/сут в среднем слое и 410 К/сут в верхнем слое. При этом внутри облачного слоя и выше него существенно увеличиваются. По сравнению с безоблачным случаем нисходящие потоки ниже облачного слоя уменьшаются на 3-6 порядков, а восходящие потоки в облачном слое и выше него увеличиваются в 2-10 раз. Появление облачных слоев практически не меняет скорость нагрева внутри и ниже этих слоев за счет поглощения излучения с частотой большей 33000 см⁻¹, поскольку это излучение почти полностью поглощается озоном в вышележащих слоях атмосферы.

Большая скорость нагрева воздуха солнечным излучением внутри облачных слоев будет нарушать термодинамическое равновесие в атмосфере, и вызывать существенную вертикальную конвекцию.

Литература

- 1. 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 // Журн. вычислит. математики и математ. физики. 2015. т. 55. № 10. с. 109–123.
- 2. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Л.: Гидрометиздат, 1990. 264 с.
- 3. Мазин И.П., Хргиан А.Х. Облака и облачная атмосфера: справ. Л.: Гидрометиздат, 1989. 646 с.
- 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.
- 5. Нагирнер Д.И. Лекции по теории переноса излучения: учеб. пособие. СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2001. 284 с.
- 6. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ, Лаборатория знаний, 2006. 661 с.
- 7. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики. СПб.: Наука, 2003. 474 с.
- 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.
- 9. Mlawer E.J., Payne V.H., Moncet J., Delamere J.S., Alvarado M.J., Tobin D.C. Development and recent evaluation of the MT CKD model of continuum absorption // Phylosophical Transactions of the Royal Society. 2012. Vol. 370. pp. 2520-2556.



DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.246-249

БИОРИТМЫ СЕВЕРНЫХ ДРЕВЕСНЫХ РАСТЕНИЙ НА СПАДАЮЩЕЙ ФАЗЕ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

П.А. Кашулин, Н.В.Калачева, Э.И. Журина

Полярно-альпийский ботанический сад-институт РАН, г. Апатиты, Россия e-mail: falconet1@yandex.ru

Аннотация. На основе многодневного мониторинга температуры, освещенности, УФ радиации и фотосинтетической активности лесообразующих дикорастущих и интродуцированных растений древесных форм *Salix caprea, Populus tremula, Betula pendula* Roth, *Lonicera tatarica, Syringa josikaea* методами измерения импульсной, амплитудно-модулированной флуоресценции хлорофилла листьев с помощью PAM-2100, «WALZ, Effetrich» в годы спадающей и низкой солнечной активности 2014-2019 гг. обнаружена связь характеристик динамики метеофакторов, флуоресценции хлорофилла и солнечной активности. По мере снижения солнечной активности с 2016 г. наблюдали снижение хаотичности и отчетливое появление цикличности, септанных и семисептанных циклов, а также циклов с продолжительностью около месяца в спектрах мощности многодневной динамики фотосинтетических характеристик наблюдаемых видов. Появление устойчивой цикличности метеофакторов и фотосинтеза может быть обусловлено рекуррентной активностью геокосмических возмущений.

Введение. Современная динамика продуктивности природных экосистем и их устойчивость контролируются влиянием традиционных факторов среды и усиливающимся антропогенным прессом. Многолетние мониторинговые наблюдения фотосинтетической, физиологической активности индикаторных древесных форм некоторых левообразующих видов, атакже метеофакторов, проводимые в ПАБСИ, позволяют оценить отклик наземных экосистем на ослабление солнечной активности (СА) и оценить вклад глобальных биосферных изменений в условиях Кольской субарктики. Одним из отчетливых признаков таких изменений является рост глобальной неустойчивости тропосферной и океанической динамики, на этом фоне энергетически слабые экологические или гелиогеофизические факторы могут усилить свой вклад в биосферные процессы.

У растений существуют различные световоспринимающие системы, которые обеспечивают их энергией и позволяют воспринимать световую информацию, они реагируют и на другие физические агенты, погодные условия, влажность, температуру, давление. Ранее нами были исследованы связи фотосинтетической активности растений с СА и их реакции на крупномасштабные солнечные события, сопровождающиеся массовыми корональными инжекциями в сторону Земли, высокоэнергетическими потоками космических лучей и последующими магнитосферными возмущениями [Кашулин и др., 2017].

В данной работе представлены некоторые результаты мониторинга физиологического состояния индикаторных деревьев лесопарковой зоны центральной части Кольского севера в условиях спадающей и низкой СА. Использовали индикаторные виды растений древесных форм. Для анализа реакций растений проводили ежедневные измерения амплитудно-модулированной импульсной флуоресценции хлорофилла одних и тех же листовых пластинок, тех же растений. Измеряемые величины отражали текущую активность фотосинтетического аппарата и общее физиологическое состояние организма растения.

Материалы и методы. В качестве объектов наблюдения использовали местные дикорастущие экотипы осины *Populus tremula* L., берёзы *Betula pendula* Roth., черемухи *Padus aviu*m, ивы *Salix caprea* и кустарниковые формы интродуцентов жимолости татарской *Lonicera tatarica*, смородины *Ribes nigrum*, и сирени венгерской *Syringa josicaea*. Физиологическую активность ФСА определяли, измеряя собственную или искусственно активированную светодиодами импульсно-модулированную флуоресценцию хлорофилла *in situ*. Анализировали её долю Y(II), контролируемую фотосистемой II (ФС II). Y(II) = Fv'/Fm', где Fv' = Fm' – Fo' – переменная, Fo' – минимальная, Fm' – максимальная флуоресценция в условиях освещения. Y(II) показывает долю энергии возбуждённых реакционных центров, расходованную на фотохимическую конверсию, она отражает средний квантовый выход фотосинтеза, завися от световых условий и факторов среды. Использовали также параметр Fv/Fm, когда эмиссию измеряли вечером, после темновой адаптации [*Genty et al.*, 1989]. Измерения проводили флуориметром РАМ-2100, «WALZ, Effetrich», ФРГ. Источником активирующего света служил светодиод, излучающий импульсы: $\lambda = 655$ нм, 3000 мкЕ/м² · с⁻¹, длительностью 800 мс. Интенсивность измеряющего света с частотой 0,6 кГц или 20 кГц не превышала 5 мкЕ/м² · c⁻¹.

Неинвазивные измерения *in situ* обеспечивали поток информации о текущем состоянии ФСА растений. Одновременно РАМ-2100 обеспечивал измерение температуры и ФАР непосредственно на листовой пластике. Температуру воздуха, освещенность и УФ радиацию измеряли ежедневное отечественным прибором «ТКА-ПКМ».

Результаты и обсуждение. Изменение температуры в разные месяцы вегетации растений и в разные годы цикла, отражая в целом уровень СА, указывает на расхождение с монотонной динамикой убывания СА в 2018 году, одной из причин которого может быть глобальное потепление планеты, рис. 1.



Рисунок 1. Многолетняя динамика средней температуры воздуха в сентябре в регионе наблюдений.

В то же время помесячные измерения освещенности и УФ радиации разных лет не выявили прямой связи этих величин с СА. Однако, начиная с сентября 2017 года, наблюдали рост сильных флуктуаций освещенности и УФ радиации, которые носили квазипериодический характер, на рис. 2 они представлены для ежедневных измерений ультрафиолета в сентябре за разные годы. Спектральный анализ выявил абсолютное превалирование септанного - около 7-ми дневного ритма в уровне солнечной УФ радиации и освещенности в 2019 году, тогда как в 2016 году превалировал семисептанный ритм, с продолжительностью периода около половины недели. В 2014 году цикличность этих показателей была не выражена и в целом была хаотична.



Рисунок 2. Ежесуточная динамика УФ радиации сентября в разные годы в г. Апатиты.

Качественно схожую картину наблюдали и для многодневной динамики физиологической активности наблюдаемых растений в разные годы. В 2017-2019 гг. фотосинтетическая активность всех наблюдаемых видов деревьев и кустарников носила циклический характер, в спектрах мощности сезонных рядов наблюдений флуоресцентных параметров хлорофилла листьев всегда присутствовали септанные ритмы и менее выраженные семисептанны, а также около месячные ритмы рис. 3,4.

П.А. Кашулин и др.



Рисунок 3. Спектр мощности динамики собственной флуоресценции хлорофилла листьев *Syringa josicaea* за весь сезон вегетации 2017 года.



Рисунок 4. Спектр мощности динамики максимальной флуоресценции хлорофилла листьев *Betula pendula* за сезон вегетации 2017 года.

Вегетационный сезон 2019 года отличался повышенной влажностью, измерения фотосинтетических показателей носили нерегулярный характер и были закончены в конце августа, тем не менее, для динамики флуоресцентных показателей хлорофилла интактных листьев Fo, Fv/Fm и Fm и всех индикаторных растений характерны септанные и семисептанный компоненты спектров мощности, рис. 5. Их проявление и робастность зависели от биологического вида, положения листа в кроне и возраста дерева. Важно отметить, что отчетливой цикличности сопутствовала синхронность циклов разных листьев кроны. И наоборот, хаотичная многодневная динамика фотосинтеза характеризовалась отсутствием синхронности.

Таким образом, в годы с разным уровнем СА можно проследить корреляционную связь динамик ряда, ключевых для растений метеофакторов и фотосинтетической активности северных видов. Несмотря на имеющуюся связь динамик растительных объектов и экологических факторов вопрос о непосредственных прямых эффектах геомагнитных возмущений или корпускулярных потоков остается открытым. Временной анализ геомагнитных возмущений, связанных с СА, позволил разделить их в первом приближении на два типа – спорадические и рекуррентные возмущения. Их связывают с потоками частиц, летящих от солнечных вспышек, прорывающими замкнутую магнитную структуру в атмосфере Солнца и достигающими окрестности Земли. Рекуррентные возмущения образуют довольно длительные последовательности возмущений с периодом около 27 дней. Их связывают с усиленным солнечным ветром от корональных дыр.



Рисунок 5. Спектр мощности динамики собственной флуоресценции хлорофилла листьев *Syringa josicaea* за сезон вегетации 2019 года.

С течением цикла СА наблюдается четко выраженный максимум частоты спорадических возмущений, совпадающий по времени с максимумом солнечных пятен. Через 4-6 лет на фоне спада цикла СА наступает максимум частоты рекуррентных геомагнитных возмущений [Дубов, 1992]. На основе многолетнего анализа фотосинтетической активности бореальных видов листопадных растений нами было выявлено появление около 27 дневных циклов в 2017 - 2018 гг., а также циклов кратных около недельным. Это указывает на их прямую гелеогефизическую обусловленность [Bephoвa, u dp., 1983; Бреус, 2002]. Местные дикорастущие экотипы черемухи Padus avium, березы Betula pendula, ивы Salix caprea и интродуценты Syringa josicaea, могут быть «предвестниками» сильных магнитосферных возмущений, реагируя на них посредством временной перестройки работы фотосинтетического аппарата и структуры собственных биоритмов [Kauyлuн u dp, 2017].

Однако, для окончательного доказательства прямого влияния космических факторов необходимо понимание физиолого-биохимических механизмов влияния слабых физических полей и активные модельные эксперименты в контролируемых лабораторных условиях.

Список литературы

- Бреус Т.К., Конрадов А.А. Эффекты биоритмов солнечной активности // Атлас временных вариаций природных, антропогенных и социальных процессов. Т. 3. Природные и социальные сферы как части окружающей среды и как объекты воздействий. М.: Янус-К, 2002. С. 516-525.
- Вернова Е.С., Почтарев В.И., Птицына Н.Г., Тясто М.И. Короткопериодические вариации в скорости изменения солнечной активности как геочувствительный параметр // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т.23. № 4. С. 519-523.
- Дубов Э.Е., Хромова Т.П. Индексы солнечной и геомагнитной активности // Биофизика. Т. 37, вып. 4. 1992. С. 785-804.
- Кашулин П.А., Калачева Н.В., Журина Э.И. Опережающие реакции сосудистых растений на солнечные корональные инжекции // Physics of Auroral Phenomena. Proceedings of XLI Annual Seminar, Apatity, 12-16 March 2017. P. 207-211.
- Genty B., Briantais J-M., Raker N.R. The relationship between the quantum yield of photosynthetic electron transport and quenching of chlorophyll fluorescence // Biochim. Biophys. Acta. 1989. V. 990. P. 87-92.


DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.250-252

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ КАК ФАКТОР ЭВОЛЮЦИОННОГО ОТБОРА

М.В. Рагульская¹, Н.К. Белишева²

¹ИЗМИРАН, г. Москва, Россия ²НИЦ МБП КНЦ РАН, г. Апатиты, Россия e-mails: ra_mary@mail.ru; natalybelisheva@mail.ru

Аннотация. Рассматриваются аспекты воздействия космических лучей на процессы происхождения жизни, эволюцию первичной биосферы и современные организмы. Подчеркивается существенная роль космических лучей и магнитных полей на всех этапах развития биосистем, от формирования органических соединений в галактических облаках до современных клеточных структур. На экспериментальном материале показано значение возрастаний потоков солнечных космических лучей (СКЛ), сопряженных с возрастанием нейтронной компоненты вторичных КЛ у поверхности Земли, и вариаций галактических КЛ (ГКЛ) для генетического материала клеточных систем. Выявлена сопряженность изменения окраски волютиновых гранул в бактериальных культурах с вариациями ГКЛ. Отбор единого генетического кода, древних способов длительного хранения энергии и адаптивных технологий первых живых систем происходил под воздействием космогеофизических факторов. Высказана гипотеза, что именно космические лучи обеспечивали запасание энергии в полифосфатах для функционирования первичной биосферы в условиях пониженной светимости молодого Солнца.

Введение

Многие эволюционные этапы в развитии биосферы имеют не биологическую, а физическую природу. Особенно недооценена роль космических лучей в становлении и развитии биосферы. Между тем, это один из постоянно присутствующих высокоэнергетичных физических факторов, действующий как в процессах производства органических соединений в галактических облаках, так и в процессах деления клеток в современных биологических структурах и в процессах эволюционного отбора. Для существования любой жизни нужна энергия. В настоящее время в качестве источников энергии наша биосфера в основном использует энергию Солнца. Небольшая часть энергии поступает из недр Земли. Современная биосфера является активным геологических и вулканических процессов, и практически равна всей тепловой энергии, поступающей из недр Земли. Однако ранее Солнце имело всего 0,7 светимости от современных значений, поэтому формирующаяся первичная биосфера должна была искать альтернативные источники энергии. Одним из таких источников могли оказаться космические лучи. Результаты этих давних эволюционных процессов могли сохраниться в самых древних про-биологических структурах, до сих пор присутствующих в клетках (например, в волютиновых гранулах), и их реакция на изменения современных космогеофизических факторов может быть зарегистрирована в длительных биофизических мониторингах.

Космические лучи и первичная биосфера

Происхождение первых земных живых систем – вопрос неоднозначный и дискуссионный. Возраст самой Земли 4,5 млд лет, существование первых земных экосистем датируется от 3,8 млд лет назад (по оптимистичным оценкам – 4 млд лет назад). Однако в последнее время появляется все больше астрохимических спектральных исследований, показывающих, что синтез сложных органических пробиологических соединений мог происходить уже в молекулярных галактических облаках. Наиболее вероятным представляется процесс создания органички в каталитических реакциях с участием галактических космических лучей (ГКЛ). Ключевую роль в межзвездной молекулярной химии играют нейтральные ионы (или ион-молекулярные) и реакции между ионизованным и нейтральным реагентами, а первичную ионизацию обеспечивают частицы космических лучей. Не исключено, что готовый органический до - биологический материал синтезировался в каталитических котлах астрономических размеров и энергий еще в протопланетном облаке. А в дальнейшем послужил фундаментом для строительства земной биосферы. Список идентифицированных на сегодняшний день межзвездных и околозвездных органических соединений приведен на астрохимическом сайте *http://astrochymist.org/*.

Интенсивность доходящих до Земли галактических космических лучей зависит распределения магнитных полей на Солнце, формы гелиосферы, формы магнитосферы и состава атмосферы, которые существенно менялись в истории Солнца и Земли. В настоящий момент приблизительный средний размер гелиосферы определяется значениями около 100 а.е. (1 а.е. –расстояние от Земли до Солнца). Однако, во время прохождения Солнечной системой рукавов Галактики, гелиосфера может сжиматься. Интенсивность галактических космических лучей, доходящих до границ гелиосферы, существенно изменяется в зависимости от места положения Солнца. И может возрастать почти на порядок во время прохождения нашей солнечной системой рукавов Галактики. За время существования биосферы эта ситуация могла возникать от 20 до 80 раз.

В современных океанах максимум излучения космических лучей приходится на глубину 2–10 см от поверхности воды. В ранних океанах верхние слои воды под градиентным воздействием космических лучей становились буквально инкубатором биоразнообразия живого мира нашей планеты. Да и сейчас до 15% ионизирующего излучения, воздействующего на биосферу, определяется вторичными космическими лучами. Понижение (повышение) потока космических лучей (ГКЛ и СКЛ) при их вторжении в атмосферу Земли, приводит к понижению (повышению) ионизации воздуха, Тем самым КЛ могут активно воздействовать на состав атмосферы и, в конечном счёте, на её динамику, погоду и климат. По совокупности изученных эффектов КЛ можно считать одним из основных постоянно действующих биотропных агентов космической погоды. Более подробно вопрос влияния динамики Солнца и космических лучей на эволюцию биосферы рассмотрен в [1].

Космические лучи и современная биосфера

У поверхности Земли КЛ представляют собой низко- и плотно ионизирующие источники излучения (ИИ) низкой интенсивности. Любые виды ИИ, ионизирующее действие которых обусловлено ядрами отдачи, осколками деления и др., индуцируют радиационно-химические изменения в полимерах, как и в др. веществах с ковалентными связями. Радиационно-химические превращения в полимерах приводят к изменению строения полимерных молекул и их физических свойств, инициирует цепные реакции, напр., полимеризацию, образование химических связей между молекулами (сшивание), разрывы молекул (деструкция), образование или уничтожение двойных связей различного типа, выделение газообразных продуктов (водорода и др.) и т.п. Сшивание и деструкция – наиболее важные реакции в полимерах, сильнее всего изменяющие их физические свойства. Генетические нарушения в клетках, вызываемые ИИ, наблюдаются обычно уже при столь малых дозах, что в отношении этих повреждений порог действия радиации практически отсутствует. Именно эти свойства КЛ, как природного источника ИИ, определяют их роль в эволюции биологических систем. В работах Н. К. Белишевой впервые на экспериментальном материале показано значение возрастаний потоков солнечных КЛ, сопряженных с возрастанием нейтронной компоненты вторичных КЛ у поверхности Земли, и вариаций галактических КЛ (ГКЛ) для генетического материала клеточных систем [2]. Выявлены биоэффективные дозы КЛ в периоды GLE, показаны эффекты экранирования биологических объектов от низко интенсивной энергетической компоненты КЛ. Сопряженность изменений окраски волютиновых гранул в бактериальных культурах с вариациями ГКЛ выявлена в длительном мониторинге 2000-2012 гг [3].

Космические лучи и способы накопления энергии живыми организмами

Не исключено, что КЛ внесли определенный вклад в способы накопления энергии в древних экологических сообществах, которые модифицировались в результате изменения физико-химических свойств неорганического и органического вещества. Это привело к отбору оптимальных структур «энергетических депо», способов концентрации фосфора, кислорода и железа в живых организмах. Одними из первичных длительных хранилищ энергии в биологических системах ранней Земли являются полифосфаты – полимеры ортофосфорной кислоты, остатки которой соединены ангидридными полифосфатными связями. Эти пробиологические структуры до сих пор присутствуют в бактериальных клетках в виде волютиновых гранул. Возможно, к про-биологическим структурам относится и гем, содержащий атом железа, связывающий кислород, и входящий в молекулу гемоглобина. По эффективности накопления энергии этот способ проигрывает эволюционно более позднему синтезу и депонированию энергии в углеводородных связях, осуществляемых при участии солнечной энергии. Однако он может осуществляться и при отсутствии солнечного излучения. Поэтому именно этот способ накопления энергии мог закрепиться в первых земных организмах путем эволюционного отбора под воздействием СКЛ и ГКЛ на поверхности и в атмосфере ранней Земли, страдающей от недостатка светимости Солнца.

Процессы самосборки везикул плюс активная бомбардировка поверхности планеты солнечной радиацией и галактическими космическими лучами могли заложить основу формирования первых земных экосистем в поверхностных пленках и вблизи океанических вулканов или наземных горячих минеральных источников. Модели происхождения жизни в основном используют схему «глиняная положка в качестве места сборки сложных биологических структур – водные растворы в качестве основной среды – продуваемые через твердую основу газы в качестве источника химических элементов и обмена веществ». Перспективной является гипотеза образования биосферы Земли еще до полного окончания формирования планеты в клубах пыли и высоких столбов водяного пара, на самородном железе в качестве подложки, с солнечным светом в качестве источника энергии и водородом в качестве стимулятора химических процессов. Развитие этой гипотезы с учетом энергетического вклада КЛ могло бы объяснить активное использование неэффективных

М.В. Рагульская и Н.К. Белишева

способов запаса энергии живыми организмами на всем протяжении эволюции биосферы.

Заключение

Космические лучи принимают активное участие во всех эволюционных этапах развития биосферы, внося вклад в процессы формирования живых систем, их генетическую нестабильность и селективный отбор. Использование энергии КЛ для формирования обменных процессов в первичной биосфере Земли могло бы компенсировать дефицит излучения молодого Солнца, и стать одним из путей решения «парадокса слабого молодого Солнца».

Благодарности. Работа поддержана программой 17 Президиума РАН «Эволюция органического мира и планетарных процессов» и российско-азербайджанским грантом РФФИ Аз_а_18-52-06002.

Литература

- 1. Рагульская М.В. Солнце и биосфера: миллиарды лет вместе. Москва, 2019, Из- во Радиотехника, 11 п.л., http://www.izmiran.ru/pub/izmiran/Ragulskaya-Sun-2019.pdf
- 2. Belisheva N.K., Lammer H. et al. The effect of cosmic rays on biological systems // ASST, 2012, N8, p. 7-17, www.astrophys-space-sci-trans.net/8/7/2012/doi:10.5194/astra-8-7-2012
- 3. Gromozova E. et al. Cosmic rays as bio-regulator of deep time terrestrial ecosystems // Sun and Geosphere, 2012, 7(2), p. 117-120.

AUTHOR INDEX

A

Akhmetov O.I.	73
Andriyanov A.F.	
Antonenko O.V.	
Antonova E.E.	40, 61
	,

B

Balabin Yu.V.	
Barkhatov N.A.	
Barkhatova O.M	
Bazilevskaya G.A	
Belakhovsky V.B.	
Beletsky A.B.	
Belisheva N.K.	
Belyaev R.I.	
Bilin V.A.	
Borisenko A.V.	
Borodkova N.L.	

С

Cherniakov S.M.	.73,	148,	180
Chernouss S.A.		32	, 48

D

Deca J.	
Demin V.I.	214, 222, 226, 230, 234
Despirak I.V	
Divin A.V.	
Dolgova D.S.	
Dremukhina L.A.	
Dyatko N.A	
-	

E

Efishov I.I.	. 32, 48
Eselevich M.V.	164

F

Fedorenko Yu.V.	
Fedotova E.A.	
Filatov M.V.	
Filippov M.V.	
Frank-Kamenetsky A.V	

G

Galkin A.A.	
Germanenko A.V.	119, 143, 146, 218
Gorban' Yu.A	
Grigoriev V.F	
Gromov S.V	
Gromova L.I.	

Guineva V.		210
Gvozdevsky B.B.	.143,	218

H

Hori T		9
--------	--	---

I

Ivanov K.I.	164
Ivanov S.A.	176

K

Kalacheva N.V.	
Kalinin M.S.	
Kasahara S	
Kashulin P.A.	
Kazama Y	
Kazarian P.S.	
Keika K	
Kirillov A.S.	
Kirpichev I.P.	
Kleimenova N.G.	
Klimushkin D.Yu	
Kochetov I.V.	
Komarova E.S.	
Kosolapenko V.I	
Kotova D.S.	
Kozelov B.V 13, 48, 126,	152, 180, 214, 222, 226,
	234
Kozelova T.V.	
Kozlovsky A.E.	
Krainev M.B	
Kubyshkin I.V.	
Kulikov Y.Y	
Kulikov Yu.N.	
Kuznetsova M.O	

L

Larchenko A.V.	
Lebed O.M.	
Lodkina I.G.	
Losev A.V.	
Lubchich A.A.	
Lubchich V.A.	

М

Mager P.N.	
Malysheva L.M.	20, 24
Manninen J	85
Maslov I.A.	159
Matsuoka A	69
Maurchev E.A 119, 138, 14	40, 143, 146, 218

Men'shov Yu.V	
Mikhailova O.S	
Mikhalev A.V.	
Mikhalko E.A.	
Mingalev I.V.	
Mingalev O.V.	
Mingalev V.S	
Mit' S.K.	
Mitrofanov V.N.	
Miyoshi Y.	

N

Nikitenko A.S.	85
Nikolaev V.G.	53
Nosikov I.A.	156

0

Orlov K.G	.238,	242
Ovchinnikov I.L.		61

P

Panchenko V.A	
Pershin A.V.	
Pilgaev S.V	
Pilipenko V.A.	
Podgorny I.M.	
Podgorny A.I.	
Podlesny A.V	
Podlesny S.V.	
Pulinets M.S.	

R

Ragulskaya M.V.	
Rakhmanova L	
Remenets G.F.	
Revunov S.E.	
Riazantseva M.	
Rogov D.D.	
Roldugin A.V.	
Roldugin V.K.	
Romanova N.Yu.	
Ryskin V.G	

S

Safargaleev V.V	
Sakharov Ya.A.	
Sapunova O.V.	
Schur L.I.	
Selivanov V.N.	
Semenov V.S	
Shagimuratov I.I.	
Shinohara I.	
Shiokawa K.	
Shishaev V.A	
254	

172, 198
61
61
107
73
122

T

Tam S.	69
Telegin V.A.	
Tepenitsyna N.Yu	
Tereshchenko P.E.	
Turyansky V.A	

U

Ugolnikov O.S	
Uliev V.A	
Undalova I.S	
Uryadov V.P.	

V

Vasilyev R.V	
Vertogradov G.G	
Vorobjev V.G	
Vybornov F.I	

W

Wang SY.	69
Werner R	

Y

Yagodkina O.I	
Yakimova G.A.	
Yermolaev Yu.I	44, 100, 104
Yokota S	69

Z

Zastenker G.N.	100, 104
Zaytsev I.V.	
Zhbankov G.A	
Zhurina E.I.	
Znatkova S.S	61



министерство науки и высшего образования российской федерации ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ 183010, г.Мурманск, ул.Халтурина, 15

MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION OF THE RUSSIAN FEDERATION POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE 15, Khalturina str., Murmansk, 183010, RUSSIA