

MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION
OF THE RUSSIAN FEDERATION

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 41st Annual Seminar

Apatity

12 – 16 March 2018



Apatity
2018

*Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation*

Polar Geophysical Institute

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 41st Annual Seminar

Apatity

12 – 16 March 2018

Apatity

2018

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.2588-0039.2018.41

ISSN 2588-0039

Научное издание

Подписано к печати 04.09.2018.

Формат бумаги 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 25.11. Заказ № 357. Тираж 50 экз.

ООО «Сидосе»

197110, Санкт-Петербург, Песочная наб., 40, офис 7

The editorial board:

N.V. Semenova

A.A. Lubchich

Отпечатано в типографии Грейт-принт
Санкт-Петербург, набережная Обводного канала,
134/136, корп.231

<http://pgia.ru/seminar>

© Polar Geophysical Institute, 2018

CONTENTS

SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

N.A. Barkhatov, V.G. Vorobjev, S.E. Revunov, O.I. Yagodkina, Yu.A. Glavatsky	Substorm activity and shock wave front orientation for interplanetary magnetic clouds	7
I.V. Despirak, A.A. Lubchich, N.G. Kleimenova	Large-scale structure of solar wind and appearance of supersubstorms	11
L.I. Gromova, N.G. Kleimenova, S.V. Gromov	High-latitude daytime magnetic bays in the September 2017 strong magnetic storm	14
T.V. Kozelova, B.V. Kozelov	High-speed plasma flows and dipolarization in the magnetosphere during substorm	18
O.V. Kozyreva, V.A. Pilipenko, A.A. Soloviev	Virtual magnetograms – new tool for the study of geomagnetic response to the solar wind/IMF driving	22
V.A. Pilipenko, V.B. Belakhovsky, Ya.A. Sakharov, V.N. Selivanov	Irregular geomagnetic disturbances embedded into substorms as a cause of induced currents in electric power lines	26
В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, Е.Е. Антонова	Влияние скорости и плотности плазмы солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь	30
Л.А. Дремухина, И.Г. Лодкина, Ю.И. Ермолаев	Связь параметров солнечного ветра разных типов с индексами геомагнитной активности в период 1995-2016 гг.	34
Ф.З. Фейгин, Н.Г. Клейменова, Л.М. Малышева, Ю.Г. Хабазин	Сложные эмиссии Pc1 на поздней фазе восстановления сильной магнитной бури в сентябре 2017	38

SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

E.E. Antonova, M.V. Stepanova, I.P. Kirpichev, I.L. Ovchinnikov, V.G. Vorobjev, O.I. Yagodkina, V.V. Vovchenko, M.S. Pulinets, S.S. Znatkova, N.V. Sotnikov, S.K. Mit, P.S. Kazarian	Kappa distributions and features of magnetospheric dynamics	42
М.Б. Крайнев, Г.А. Базилевская, Б.Б. Гвоздецкий	О некоторых возможностях регулярного баллонного мониторинга космических лучей в Апатитах и Долгопрудном для изучения магнитосферных эффектов	46
В.А. Любчич, А.Е. Сидоренко	Визуализация местоположения в земной коре геоэлектрических неоднородностей с повышенной электропроводностью с помощью двухчастотного радиологического метода	50

SESSION 3. WAVES, WAVE-PARTICLE INTERACTION

Н.Г. Клейменова	В.А. Троицкая как создатель российской школы исследований геомагнитные пульсации	54
Yu.A. Kopytenko, V.S. Ismagilov, M.S. Petrishchev, P.A. Sergushin, A.V. Petlenko	Broadband ULF perturbations of the electric field in coastal zone of the Okhotsk sea	58

A.C. Никитенко, О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко	Первые результаты локализации области выхода естественных СНЧ/ОНЧ излучений в высоких широтах по данным наземных наблюдений	61
--	---	----

SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

N.A. Barkhatov, E.A. Revunova, R.V. Romanov, V.G. Vorobjev	Solar sources and characteristics of solar wind magnetic clouds	66
P. Stoeva, A. Stoev, S. Kusin, B. Marzouk, A. Pertsov, M. Semeida	Structure and dynamics of the solar corona observed during different phases of the solar cycle	69
A.A. Абуниин, М.А. Абунина, А.В. Белов, С.П. Гайдаш, Е.А. Маурчев, И.И. Прямушкина, Л.А. Трефилова	Уникальная база данных транзиентных явлений в космических лучах и межпланетной среде	76
Б.Б. Гвоздевский, А.В. Белов, Р.Т. Гушина, Е.А. Ерошенко, О.А. Данилова, В.Г. Янке	Особенности долговременных изменений жесткостей геомагнитного обрезания космических лучей наклонных направлений	80
Е.А. Михалко, Ю.В. Балабин, Е.А. Маурчев, А.В. Германенко, Б.Б. Гвоздевский	Мобильный малогабаритный детектор электронно-мюонной компоненты вторичного космического излучения	84
И.М. Подгорный, А.И. Подгорный	О прогнозе солнечных вспышек и протонных событий по поведению УФ эмиссий	87

SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

O.M. Barkhatova, N.V. Kosolapova, N.A. Barkhatov, V.G. Vorobjev	Ionospheric and geomagnetic disturbances on the background of substorm processes	91
V.B. Belakhovsky, Y. Jin, W.J. Miloch	The influence of different auroral ionosphere disturbances on the GPS scintillations	94
S.M. Cherniakov, R.A. Rakhmatulin, S.V. Nikolashkin	Reaction of the geomagnetic field to the flights of the Vilyuisk and Sayanogorsk meteors	98
S.M. Cherniakov, V.A. Turyansky, A.D. Gomonov	Ionospheric effects of meteor explosion over North Finland on November 2017	102
V.A. Ivanova, A.V. Podlesnyi, B.G. Salimov, A.A. Naumenko	Study of HF radio waves absorption effects during X-ray solar flares using amplitude characteristics of chirp signals	106
A.S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva	Intermolecular electron energy transfer processes in upper atmospheres of Titan, Triton, Pluto	110
I.I. Shagimuratov, S.A. Chernouss, G.A. Yakimova, I.I. Efishov, M.V. Filatov	Occurrence of the main ionospheric trough in GPS/GLONASS TEC measurements	114
A.E. Stepanov, A.Yu. Gololobov, V.L. Khalipov, I.A. Golikov	Ion upward flows in the subauroral polarisation jet	118

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов, Ю.Н. Куликов	Образование и гашение состояний Герцберга молекулярного кислорода на высотах свечения ночного неба планет земной группы	122
Ж.В. Дашкевич, В.Е. Иванов	Оценка концентрации <i>NO</i> в области полярных сияний по данным наземных фотометрических наблюдений	126
Д.С. Котова	Алгоритм трехмерной «пристрелки» на основе численной модели распространения коротких радиоволн в ионосфере	129
Д.С. Котова, М.В. Клименко, В.В. Клименко, Д.В. Благовещенский, В.Е. Захаров	Анализ высокоширотных ионограмм наклонного зондирования в период геомагнитной бури 17 марта 2015 г.	131
В.А. Мартинес-Беденко, В.А. Пилипенко, В.И. Захаров	Возмущения геомагнитного поля над тайфуном VongFong 2014 г. по данным спутников SWARM	135
Д.Б. Рождественский, В.А. Телегин, В.И. Рождественская	Выделение и прогнозирование высокочастотных составляющих вариаций критической частоты для среднеширотной ионосферы методами спектрального анализа	139
Н.Ю. Романова, В.А. Панченко, В.А. Телегин	Корреляция между направлением дрейфа и ориентацией поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере над Москвой	143
В.А. Телегин, В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, В.И. Рождественская, Е.В. Осипенкова, А.А. Каптюг	Анализ ионограмм внешнего зондирования ИК-19 в области аврорального овала для условий равноденствия	146
В.А. Телегин, В.А. Гарбацевич, И.И. Иванов, А.А. Каптюг	Учет особенностей диаграмм направленности для ретроспективного анализа и соответствующей интерпретации ионограмм внешнего зондирования	150
В.А. Телегин, Н.А. Дятко, А.А. Каптюг	Исследование явления F-рассеяния по данным спутника ИК-19 в период равноденствия	154
В.А. Телегин, В.В. Коваленко	Два новых аспекта применения КВ-радиолокации в Арктике	157
С.А. Черноус, И.И. Шагимурагов, М.В. Филатов, И.И. Ефишов	Сравнение пространственно-временного распределения неоднородностей ПЭС и модельного аврорального овала	160

SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

Y.Y. Kulikov, A.F. Andriyanov, V.G. Ryskin, S.I. Osipov, A.V. Poberovsky, V.I. Demin, A.S. Kirillov, B.V. Kozelov, V.A. Shishaev	Simultaneous monitoring of middle atmosphere ozone at Apatity and Peterhof in the winter 2017/2018	164
P. Stoeva, A. Stoev	Influence of the solar activity on cave air temperature regimes	168
R. Werner, B. Petkov, D. Valev, A. Atanassov, V. Guineva, A.S. Kirillov	Determination of the total ozone column with consideration of the cloud optical depth	172

Ю.В. Балабин, А.А. Луковникова, А.А. Торопов, А.В. Германенко, Б.Б. Гвоздевский, Л.И. Щур, В.Ф. Григорьев	Еще раз о сезонных вариациях мягкого гамма-излучения в нижней атмосфере	175
В.И. Демин, Е.А. Заров	Микроклиматические вариации температуры воздуха в условиях слабовсхолмленного рельефа	179
В.И. Демин, Б.В. Козелов, А.П. Собакин, Ю.В. Меньшов, Ю.А. Горбань	О роли тепловой энергии в формировании острова тепла в городе Апатиты	183
Б.В. Козелов, В.И. Демин	О микроклиматических вариациях температуры воздуха на архипелаге Шпицберген	187
И.В. Мингалев, Е.А. Федотова, К.Г. Орлов	Построение параметризаций молекулярного поглощения в нижней и средней атмосфере Земли в ИК диапазоне	191
И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.С. Мингалев	Применение математической модели для исследования влияния рельефа Земли на глобальную циркуляцию ее средней атмосферы	198
И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.С. Мингалев, Е.А. Федотова	Газодинамическая модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли с высоким пространственным разрешением	202
SESSION 7. HELIOBIOSPHERE		
П.А. Кашулин, Н.В. Калачева, Э.И. Журина	Опережающие реакции сосудистых растений на солнечные корональные инжекции	207
А.П. Яковлев, В.Ф. Григорьев	Количественная оценка двигательной активности серых тюленей при воздействии на них низкочастотных электромагнитных полей	211
Author index		215

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.7-10

SUBSTORM ACTIVITY AND SHOCK WAVE FRONT ORIENTATION FOR INTERPLANETARY MAGNETIC CLOUDS

N.A. Barkhatov¹, V.G. Vorobjev², S.E. Revunov¹, O.I. Yagodkina², Yu.A. Glavatsky¹

¹Kozma Minin Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, Russia

²Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

Introduction

The solar wind magnetic clouds are manifestations of solar activity causing the most noticeable geomagnetic disturbances. This is due to the fact that they are distinguished by the presence of regions with a strong regular IMF and sharp fronts. Studies have shown that in many cases the body of a magnetic cloud is preceded by a shock wave on the leading edge of the cloud. In this case, a turbulent sheath between the shock wave and the leading edge of the magnetic cloud is detected. So it is interest to study the relationship between geomagnetic activity and the magnetic cloud structure. The proposed study establishes the dependence of the high-latitude geomagnetic activity level on the intensity of turbulent processes occurring at the leading edge of the magnetic field. In turn, turbulent phenomena in magnetic cloud sheath are largely determined by the orientation of the wave shock plane with respect to the IMF absorbed by the shock wave as it propagates in the solar wind. It is common to distinguish between the terms of a quasi-parallel and quasi-perpendicular shock wave associated with the level of sheath turbulence following the shock wave. Therefore, the proposed method of searching for shock waves in the solar wind flux from the spacecraft data is a necessary part of the investigation. The detection and calculation of their shock planes orientation allow us to conclude that the turbulent sheath is also disturbed. In its turn, the disturbance degree of magnetic clouds sheath with the intensity level of the substorm processes is correlated.

Conditions of turbulent motions in sheath clouds and orientation of shock fronts

The intensity of wave motions in magnetic clouds sheath is largely determined by the IMF penetrating into it, in spite of the fact that the energy of the magnetic field in the solar wind is in 1-2 orders of magnitude smaller than the dynamic energy of plasma flow. According to the boundary conditions on the shock wave and the continuity equation $\rho V = const$ behind the shock wave, the plasma velocity drops sharply (in the counting system moving with plasma), and the magnetic field tangential component increases substantially. The magnetic field will suppress the development of plasma wave motions in the cloud sheath when one of the equalities [1] is fulfilled:

$$\left(\frac{\mathbf{B}_1 \times \mathbf{V}_1}{V_1 V_2} \right)^2 \gg 4\pi\rho_2 \frac{V_2^2}{V_1^2} \text{ or } \left(\frac{\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{V}_1}{V_1} \right)^2 \gg 4\pi\rho_2 V_2^2,$$

where V_1 and V_2 are respectively the flow velocities in front of the shock wave and behind it in the counting system moving with the plasma, B_1 – the magnetic field strength before the shock wave. An estimation of the magnetic field energy densities and plasma dynamic energy in the cloud sheath allows us to conclude the presence or absence of turbulent motions.

A necessary condition for the conclusions about the turbulence level in the sheath is establishment of the shock waves presents in the magnetic clouds which is done according to a previously developed method [2]. The orientations of the detected MC shock fronts are determined analogously to [3]. Fig. 1 shows schematically the technique for determining position of the front of the shock wave. In the space of the IMF components (B_x, B_y, B_z), the vectors $\mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \mathbf{B}_3$ and \mathbf{B}_4 indicate the total magnetic field vectors at four time t_1, t_2, t_3 and t_4 . Since minute data are used, the situation in Fig. 1 describes a four-minute interval. In this case, \mathbf{B}_2 and \mathbf{B}_3 correspond to the vectors before and after the plane of the shock front. According to the conditions on the front of the MHD shock wave, the IMF normal component to the shock wave front surface is unchanged, so the vector $\Delta\mathbf{B}_{23}$, which shows the change in the IMF value, lies in the plane of the front of the shock wave. The maximum value of this vector is one of the signs of front of the shock wave registration, along with jumps of plasma flow density and the velocity. Based on these considerations, we determine the position of the discontinuity.

The orientation of the shock wave front associated with the cloud from one-dimensional measurements of the IMF and solar wind parameters before and after the shock wave with the help of IMF co-planarity theorem [4] can be established, according to which the normal to the shock wave is parallel to the vector product

$$\mathbf{N} = \Delta\mathbf{B}_{23} \times (\mathbf{B}_2 \times \mathbf{B}_3),$$

where \mathbf{B}_2 is the magnetic field ahead of the shock wave, \mathbf{B}_3 is the magnetic field behind it, $\Delta\mathbf{B}_{23} = \mathbf{B}_3 - \mathbf{B}_2$. Thus, the vector $\Delta\mathbf{B}_{23}$ is perpendicular to the vector which is normal to the shock wave plane. It is indicated in Fig. 1 by an arrow with index \mathbf{n} parallel \mathbf{N} . For the conclusions about the quasiparallelity or quasi-perpendicularity of the shock waves for considered events, we will be interested in the angle values between the vectors \mathbf{B}_2 and \mathbf{n} , which easily computed on the basis of the scalar product of these vectors.

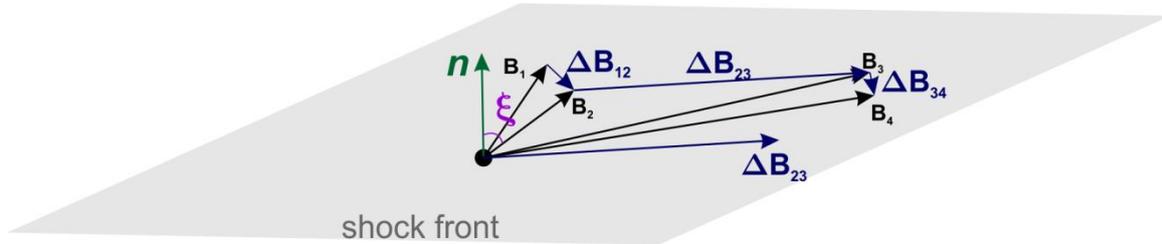


Figure 1. Determination of the shock front position in the space of IMF components (B_x, B_y, B_z) values. ξ - the angle between the normal to the shock wave plane and the IMF vector having the vectors \mathbf{B}_2 and \mathbf{B}_3 before and after the break, respectively

If we know the position of the shock front and trace the change in the angle between the IMF vector \mathbf{B}_2 and the normal \mathbf{n} to the shock wave in the data stream, we can conclude that the shock wave is quasiparallel ($\xi \leq 30^\circ$) or quasi-perpendicular ($\xi \geq 60^\circ$) and associate its orientation with the magnetic activity in the auroral zone.

Comparison of turbulence levels in the magnetic clouds sheath with substorm activity level

The procedure verification was carried out by using data which correspond to the observations intervals of fast magnetic clouds with shock waves and a turbulent region - total of 33 cases registered in 1998-2012. The following parameters were used for the study with a 1-min resolution: the concentration N , the solar wind velocity V and the IMF vector \mathbf{B} components (B_x, B_y, B_z) in the GSM coordinate system and polar electrojet index AL values characterizing the substorm magnetic activity level (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>). Separately examined are the most intensive (13/06/1998, 19/10/1998, 06/11/2000) and weak (21/04/2001, 30/09/2001, 19/11/2007) substorm expressions. The substorm activity by the integral value of the AL index for the period from the moment of shock wave detection to the MC body beginning was estimated, on the interval corresponding to the transition region.

The analysis of obtained calculations showed that the events of quasi-perpendicular shock waves are characterized by angles ξ from interval $70-80^\circ$, events of quasi-parallel shock waves show small angles ξ on average 25° . Large angles for quasi-perpendicular shock waves with a constant magnetic field normal component lead to a significant increase in the IMF module in the transition region, which, according to [1], should stabilize turbulent motions inside. Fig. 2 shows variation of the angles ξ between the IMF vector and the normal to the shock wave before and after recording the shock front for considered events: (a, b, c) - events with weak substorm activity; (d, e, f) - with strong substorm activity. The vertical line in the center shows the moment of shock front registration. The markers are the analyzed points corresponding to the angles ξ just before the front of the shock wave. The event date in the upper right corner of each chart is indicated. The cases of registering angles greater than 90° correspond to the situation of reversal of the calculated plane of the shock front.

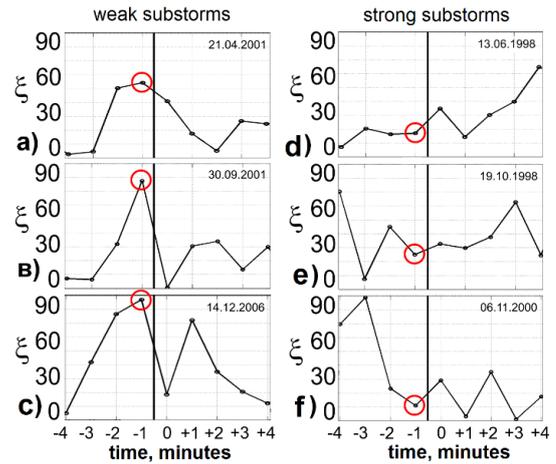


Figure 2. Variation examples of angles ξ between IMF vector and the normal to the shock wave before and after recording the shock wave front: (a, b, c) are events with weak substorm activity; (d, e, f) - with strong substorm activity. The vertical line in the center shows the moment of shock front registration. The markers identified the analyzed points corresponding to angles just before the shock wave front. The event date is indicated in the upper right corner of each chart.

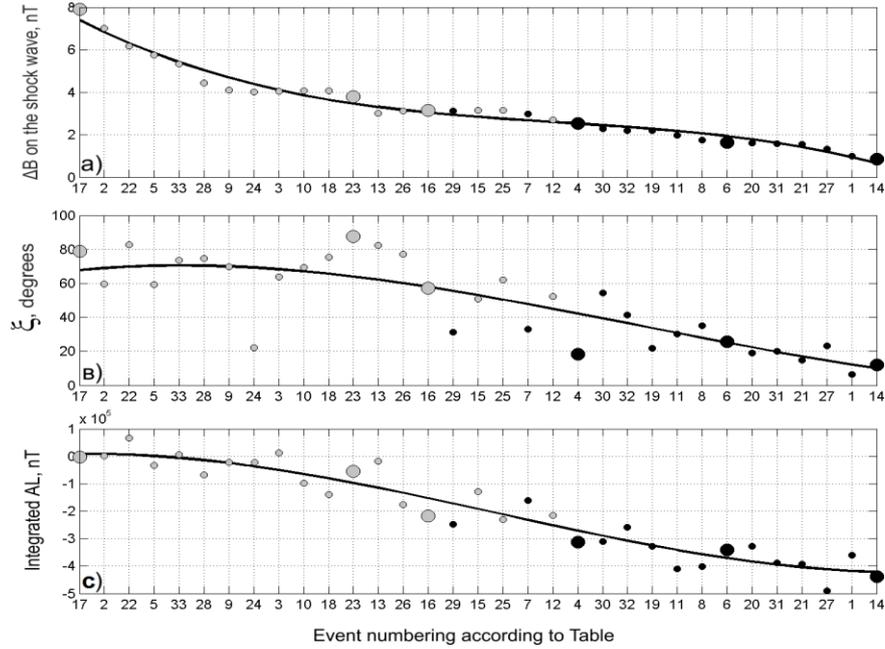


Figure 3. Dynamics of angles ξ between the IMF vector and the normal to the shock front (a); the magnitude of the IMF jumps on the shock wave (b); the values of the integral AL (c). Gray points are quasi-perpendicular shock wave, black points are quasiparallel shock wave (large circles correspond to the events in Fig. 2), solid lines are approximations by a polynomial of order 3 for all analyzed 33 cases of MC. The events distribution is performed taking into account the sorting by values of the IMF jumps on shock waves.

Table. Analyzed events of fast MC registration (bold marked reference points on Fig. 3)

No	date	No	date	No	date
1	06.01.1998	12	03.10.2000	23	14.12.2006
2	04.03.1998	13	28.10.2000	24	19.11.2007
3	01.05.1998	14	06.11.2000	25	05.04.2010
4	13.06.1998	15	19.03.2001	26	28.05.2010
5	24.09.1998	16	21.04.2001	27	03.08.2010
6	19.10.1998	17	30.09.2001	28	14.02.2011
7	18.02.1999	18	18.03.2002	29	30.03.2011
8	16.04.1999	19	17.04.2002	30	05.06.2011
9	20.02.2000	20	20.03.2003	31	25.10.2011
10	15.07.2000	21	14.06.2005	32	22.01.2012
11	10.08.2000	22	13.04.2006	33	23.04.2012

The obtained results are supported by analysis of dynamics of the angles ξ between the IMF vector and the normal to the shock wave front, the magnitude of IMF ΔB modulus jumps on shock wave, and the values of the integral index AL. Fig. 3 show this dynamics. Large angles ξ for quasiperpendicular shock waves with a constant magnetic field normal component lead to an appreciable jump in the IMF. On the contrary, small angles ξ for quasiparallel cases cause small changes in the IMF modulus. This means that large values of the magnetic field modulus ΔB behind the shock wave stabilize the wave processes in the transition region and reduce the intensity level of turbulent motions [1]. According to Fig. 3, these values correspond to the lowest substorm activity. In Fig. 3 shows the dynamics of the angles ξ between the IMF vector and the normal to the shock front (a); the magnitude of the IMF jumps on the shock wave (b); the values of integral index AL (c). The gray points are marked quasi-perpendicular shock waves, the black points are marked quasi-parallel shock waves (large circles correspond to the events in Fig. 2), solid lines are approximations by a polynomial of order 3 for all analytic 33 cases of MO. The events distribution is performed taking into account the sorting of the values of the jumps of the IMF on shock waves.

Conclusion

In this paper is demonstrated the increase of substorm processes intensity in cases of quasi-parallel shock waves of solar wind magnetic clouds. This means that our understanding of the relationship between substorm activity and the level of turbulent processes in the sheath following the shock front of magnetic clouds is confirmed experimentally. The intensity of turbulent processes in sheaths is largely determined by the orientation of shock wave fronts relative to the interplanetary magnetic field vector and is particularly large in the case of quasi-parallel shock waves. Thus, the level of substorm activity follows the level of turbulence in the sheath of magnetic clouds and is determined by the orientation of shock wave fronts relative to the IMF.

Acknowledgments. This work was supported by grants RFBR №16-05-00608, №18-35-00430 and Ministry of Education and Science of Russian Federation project № 5.5898.2017/8.9.

References

1. Barkhatov N.A., Bellyustin N.S., Bughere J.-L., Sakharov S.Yu., Tokarev Yu.V. Influence of the magnetic field of the solar wind on the turbulence of the transition region behind the departing shock wave // News of the Universities "Radiophysics". V.44. N. 12. pp. 993-1002. 2001.
2. Barkhatov N.A., Revunov S.E. Neural network classification of discontinuities in parameters of cosmic plasma. Scientific publication: Solar-terrestrial physics. Issue 14 (127). pp. 42-51. 2010.
3. Barkhatov N.A., Dolgova D.S., Revunova E.A. Geomagnetic activity of magnetic clouds structure // Geomagnetism and Aeronomy, V. 58, 2018 (reviewed)
4. Hundhausen A. Expansion of the crown and solar wind. Moscow: Mir, 302 p. 1976.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.11-13

LARGE-SCALE STRUCTURE OF SOLAR WIND AND APPEARANCE OF SUPERSUBSTORMS

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

¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia; e-mail: despirak@gmail.com*

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

Abstract. It is carried out the comparative analysis of the space weather conditions for supersubstorms (SSS) appearance. For this purpose, the data of SuperMAG global magnetometers network and the data of IMAGE magnetometers network were used. SSS events, the so-called supersubstorms, are particularly intense substorms (SML < -2500 nT; AL < -2500 nT). The solar wind and IMF parameters were taken from the OMNI database and the catalog of large-scale solar wind types (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni>). Total 131 SSS events were registered for 1998-2016 years at SuperMAG network and 26 SSS events at IMAGE network. It is shown that the SSS substorms were observed mainly during the magnetic cloud (MC) of the solar wind (in 42% of cases) and during plasma compression region before MC or EJECTA (SHEATH) (in 45.2% of cases). Sometimes SSS events were registered during EJECTA (in 8.3% of cases) and during plasma compression region before high-speed streams CIR (in 2.5% of cases). Thus, it is seen that the SSS events were associated only with interplanetary displays of the coronal mass ejections (Sheaths, magnetic clouds and EJECTA) and almost did not observed during high speed streams from coronal holes (FAST). Perhaps, this is happened due to the fact that SSS can occur during super ($Dst < -250$ nT) and intense (-100 nT $> Dst > -250$ nT) magnetic storms. On the other hand, it is well known that these storms are usually caused by southward interplanetary magnetic field component B_s during MCs or Sheaths. However, sometimes SSS events were registered during intervals with $Dst > -50$ nT (in 13.4% of cases). But there are mainly events during storm onset (10.8%) and recovery phase (1.2%) and only two SSS events were registered during non-storm conditions (1.2%). We believe that the most likely space weather conditions for the SSS appearance are associated with enhanced values of the solar wind speed and dynamic pressure, as well as the magnitude of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) under the southward direction of the IMF.

Introduction

Subjects of this work are very intense magnetic substorms, the so-called supersubstorms (SSS). The term "supersubstorms" was used by *Tsurutani et al.* [1] to determination of very strong magnetic substorms which were observed by the ground-based observations on the SuperMAG magnetometer network (<http://supermag.jhuapl.edu>). Supersubstorms (SSS) were called very intense substorms with large values of the SML- or AL-indexes of geomagnetic activity (< -2500 nT).

Noted, that at the present time the phenomenon of supersubstorms are not explicitly investigated. As far as we know, SSS have been discussed in only a few works [1-3], where only questions about the possible appearance of such intense substorms were considered. In paper [3] the connection of SSS with the polar cap potential and PC-index was investigated. It was shown also that SSS can be observed in any phases of the solar cycle, but the greatest frequency of their occurrence was observed in the phase of the solar cycle decline, while the smallest frequency their appearance was during the solar cycle minimum [2]. According to [1] supersubstorms events are recorded by the long-term southward direction of the interplanetary magnetic field, which is usually associated with magnetic clouds in the solar wind (MC) (46%) or with the region of compressed plasma before the magnetic cloud (SHEATH) (54%). In addition, most of SSS events (77%) were associated with density jumps and pressure pulses in the solar wind.

However, it remains unclear whether SSS always appears during the magnetic clouds or SHEATH regions? Have there been instances of SSS appearance during the other types of the solar wind? The aim of this work is to investigate the relationship between the SSS appearance and the different types of the solar wind, which cover all major types of large-scale solar wind structure.

We will analyze the appearance of SSS depending on the solar wind types during the period from 1998 to 2016, that is, during the 23rd and 24th cycles of solar activity.

Data

We combined the data of the ground-based SuperMAG and IMAGE magnetometer networks, OMNI data base for the interplanetary medium parameters and the solar wind types catalog (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni>).

For the analysis we used 6 different types of the solar wind (according to [4]): 1) fast (FAST) streams from coronal holes; 2) slow (SLOW) streams from a belt streamer; 3) magnetic clouds (MC); 4) EJECTA, associated with the

manifestations of coronal mass ejections; 5) the plasma compression region at the front of the high speed stream - CIR (before the FAST stream); 6) SHEATH (at the front of the magnetic cloud or EJECTA).

To study the supersubstorms appearance, we used the magnetic data of the SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>) and IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>) magnetometers networks. The SuperMAG network consists of more than 300 magnetometers, detailed descriptions of the SuperMAG project are given in [5-7]. In the present study, supersubstorms were determined from the values of SML and AL indices of geomagnetic activity (< 2500 nT). During the period 1998-2016, 157 SSS events were found, 131 of them were registered at the SuperMAG magnetometer network and 26 cases were observed at the IMAGE network. Fig. 1 shows an example of the SSS observation by SML- and AL- indexes.

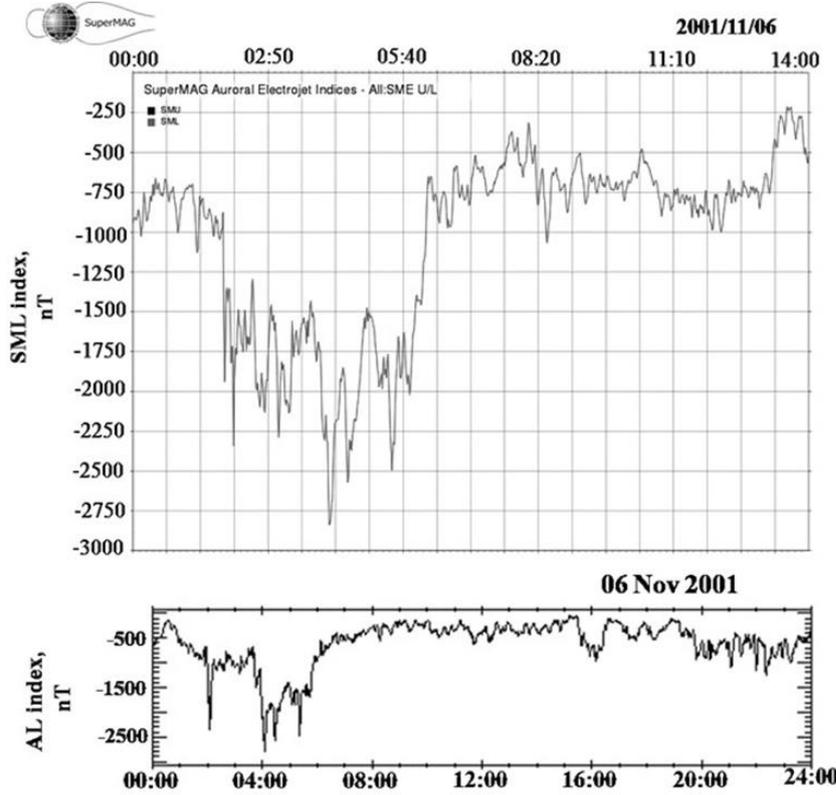


Figure 1. The example of SSS on 06 November 2001 by SML- and AL- indexes.

and EJECTA) and is in fact not associated with high-speed streams from coronal holes.

Results

We compared the supersubstorms (SSS) appearance with the simultaneous observations of the solar wind types. Table 1 shows the number of supersubstorms, which were observed during each type of the solar wind.

It can be seen that supersubstorms were mainly observed during magnetic clouds of the solar wind (MC, 42%), and also during regions of compressed plasma - SHEATH- before magnetic clouds or EJECTA (SHEATH, 45.2%). In addition, sometimes SSS appeared during the manifestations of the interplanetary mass ejections - EJECTA (~ 13%). And very rarely, SSSs can appear during the compressed plasma region before the high speed stream (CIR, 2.5%) or during this high speed stream itself (FAST, 1.7%). Thus, it is seen that the appearance of the SSS is associated with interplanetary manifestations of the coronal mass ejections (SHEATH, MC

Type of the solar wind	Number of Supersubstorms (SSS)	Number of solar wind types	Total, %
SHEATH	71	35	45.2
MC	66	27	42.04
EJECTA	13	9	8.3
CIR	4	3	2.55
FAST	3	3	1.91

Table 1. The number of SSS and percentages of the SSS total number for each solar wind type.

We considered the geomagnetic conditions under which supersubstorms were observed. All 157 cases of SSS were divided into two large groups: 1) the cases which were observed during storms ($Dst < -50$ nT); 2) the cases which were observed in non-storm conditions ($Dst > -50$ nT). Then non-storm conditions can be conditionally divided into 3 groups: 1) a storm onset (Storm Sudden Commencement - SSC); 2) late recovery phase of the storm; 3) in the absence of a storm. The distribution of SSS cases, depending on the storm and non-storm conditions, is shown in Table 2.

It can be seen that, mainly, supersubstorms were observed during magnetic storms. There are 136 cases, what is 86.6% of their total number. Only 21 cases of SSS were registered in non-storm conditions, what is 13.4% of their total number. However, as can be seen from the Table 2, non-storm conditions mean, most often, the sudden onset of a magnetic storm (SSC). 17 cases from 21 non-storm SSS events were observed during SSC, which is about ~ 11% of the total number. Only 2 SSS events (~ 1.27%) were registered during the late stage of the storm recovery phase, and 2 SSS were recorded in the absence of a storm, which is 1.27% of the total number of SSS.

Geomagnetic conditions	Type of conditions	Number of supersubstorms (SSS)	Total, %
Storm Dst <-50nT	Storm	136	86.6
Non-storm conditions Dst >-50nT	Onset of storm, SSC	17	10.82
	Recovery phase	2	1.27
	Non storm	2	1.27
			13.4

Table 2. The number of SSS that were observed during storm and non-storm conditions and percentages of the total number of SSS for each types of geomagnetic conditions.

Note that SSS by their nature do not differ from the classical substorms, they are only stronger in intensity. Perhaps, a large, abnormal intensity increase of the substorm leads to a certain combination of the parameters of the solar wind and interplanetary magnetic field (IMF). So, magnetic clouds are characterized by a high and regular magnetic field ($B > 10$ nT), the magnetic pressure prevails over the thermal pressure ($\beta < 0.5$), the dynamic pressure is higher than one in the high speed stream ($P > 5$ nPa), and for a long time can remain high values of the southward component of the IMF. SHEATHs are characterized by increased density ($N > 3$ #/cm³), dynamic pressure ($P > 5$ nPa), high temperature and magnetic field ($B > 5$ nT). In addition, before the appearance of SSS, in most cases, there were usually strong jumps in dynamic pressure of the solar wind, which were observed against the background of its high speed. Thus, we believe that the most likely space weather conditions for the SSS appearance are associated with enhanced values of the solar wind speed and dynamic pressure, as well as the magnitude of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) under the southward direction of the IMF.

Conclusions

Under certain conditions of space weather, determined by the large-scale structure of the solar wind, supersubstorms ($SML < -2500$ nT, $AL < -2500$ nT) are observed on the Earth's surface.

- SSS are observed during interplanetary manifestations of coronal mass ejections, namely SHEATH (45.2%), MC (42%) and EJECTA (8.3%), and are not actually observed during high-speed streams from coronal holes (CIR, FAST).
- Many SSS events are associated with geomagnetic storms ($Dst < -50$ nT) (86.6%). But sometimes SSS are observed in non-storm conditions ($Dst > -50$ nT) (13.4%), related to the storm onset (11%) or to the end of the recovery phase (1.27%)

References

1. Tsurutani B.T., R. Hajra, E. Echer, J.W. Gjerloev (2015). Extremely intense ($SML \leq -2500$ nT) substorms: isolated events that are externally triggered? *Ann. Geophys.* 33, 519–524.
2. 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.
3. Adhikari B., P. Baruwal, N.P. Chapagain (2017) Analysis of supersubstorm events with reference to polar cap potential and polar cap index. *Earth and Space Science*, 4, 2 –15, doi: 10.1002/2016EA000217.
4. 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. Gjerloev J.W. (2012). The SuperMAG data processing technique. *J. Geophys. Res.*, 117, A09213, doi:10.1029/2012JA017683.
6. Newell P.T., J.W. Gjerloev (2011a) Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power. *J. Geophys. Res.*, 116, A12211. doi:10.1029/2011JA016779.
7. Newell P.T., J.W. Gjerloev (2011b) Substorm and magnetosphere characteristic scales inferred from SuperMAG auroral electrojet indices. *J. Geophys. Res.*, 116, A12232. doi:10.1029/2011JA016936.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.14-17

HIGH-LATITUDE DAYTIME MAGNETIC BAYS IN THE SEPTEMBER 2017 STRONG MAGNETIC STORM

L.I. Gromova¹, N.G. Kleimenova², S.V. Gromov¹

¹Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN), Troitsk, Moscow, Russia

²Schmidt Institute of Physics of the Earth (IFZ RAN), Moscow, Russia

Abstract. We present a study of magnetic bays occurred in the dayside sector of the polar geomagnetic latitudes during the initial and recovery phases of the magnetic storm on 07-08 September 2017. Typically, high-latitude daytime magnetic bay-like disturbances are observed under the positive B_z component of IMF. But during the initial phase of the storm on 07 September, the dayside magnetic bay was registered at high-latitude IMAGE stations NAL, LYR, HOR when intensive rapid fluctuations (15-20 min) of the IMF components stabilized to 09 UT (12 MLT) under the predominantly negative IMF B_z . At the storm recovery phase on 08 September, during the same UT-time period (08-11 UT), the IMF B_z was steady positive that led to development of a typical dayside (11-14 MLT) polar magnetic bays which was observed at the IMAGE chain as well. It was shown when the IMF conditions have been stabilized under the southern IMF B_z component, the dayside polar bay-like disturbances were accompanied by substorm activity in the night side sector of the high latitudes. Contrary to that, when the IMF B_z was positive and stable, there were no night side magnetic disturbances. In the both cases, the IMF B_y component was greater than the IMF B_z one ($|B_y|/|B_z| > 1$), and the polar electrojets caused appearance of high-latitude daytime negative or positive bays in accordance with the sign of the IMF B_y component.

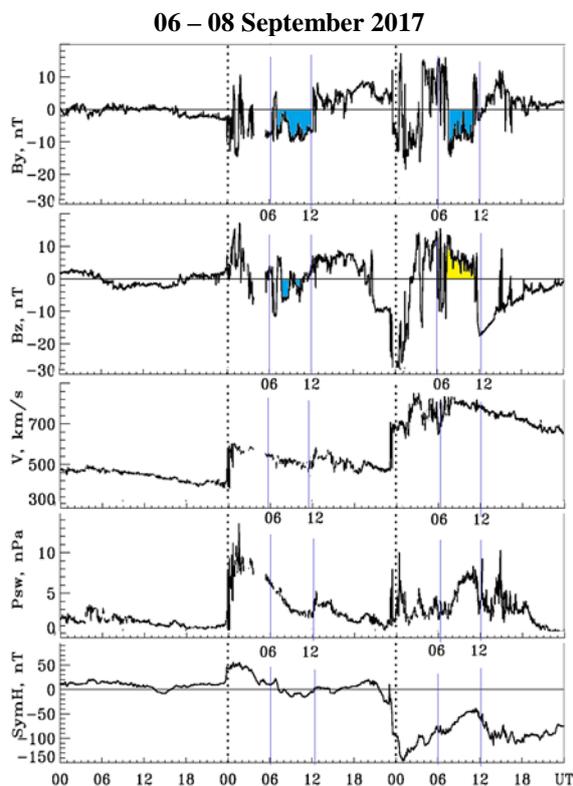


Figure 1. Variations of the IMF components and the Solar Wind parameters in 06-08 September 2017 [<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>]. Time interval under consideration are marked by blue time label.

Introduction

In our previous papers [Kleimenova et al., 2015; Levitin et al., 2015; Gromova et al., 2016, 2017], we studied the high-latitude bay-like magnetic disturbances which are observed near the local magnetic noon. Disturbances of the geomagnetic field in the dayside sector of the high latitudes could be caused by electrical currents in the ionospheric termed the polar electrojet [Aakjær, 2016]. Similar disturbances have been previously reported by [Iwasaki, 1971; Friis-Christensen and Wilhjelm, 1975; Feldstein, 1976, 2006]. It was shown that dayside high-latitude magnetic bays are frequently observed under the positive B_z component of IMF. The sign of these bays was mainly controlled by the IMF B_y one.

Dayside high-latitude magnetic bays could be recorded both during a storm recovery phase characterized by the positive IMF B_z and in the initial phase of magnetic storms if the IMF B_z component was variable positive or weakly negative.

The aim of our investigation is to study dayside magnetic bays observed at high-latitude magnetometer stations on 07 and 08 September 2017 in the initial phase and the recovery one of the strong magnetic storm.

The solar wind and IMF variations in strong magnetic storm on 07-08 September 2017

The magnetic storm on 07-08 September 2017 was one of the greatest storm in the declining phase of the 24 solar cycle. It was produced by the coronal mass ejection associated with 06 September 2B/X9.3 flare (www.izmiran.ru/services/saf/archive/).

Fig. 1 shows the development of the magnetic storm on 07-08 September 2017. The initial phase of the storm started on 07 September was characterized by intensive rapid

fluctuations (15-20 min) of the IMF components in 06 - 12 UT which stabilized to 09 UT under the predominantly negative IMF B_z component and the negative IMF B_y one. Similar IMF situation was observed at the same UT time, during the storm recovery phase, on 08 September. On 08 September, as on 07 September, the intensive rapid fluctuations of the IMF components (06-07 UT) stopped at 08 UT, and the IMF B_z became stable. But contrary to the storm initial phase during the recovery phase, the IMF B_z changed to positive values under the negative IMF B_y .

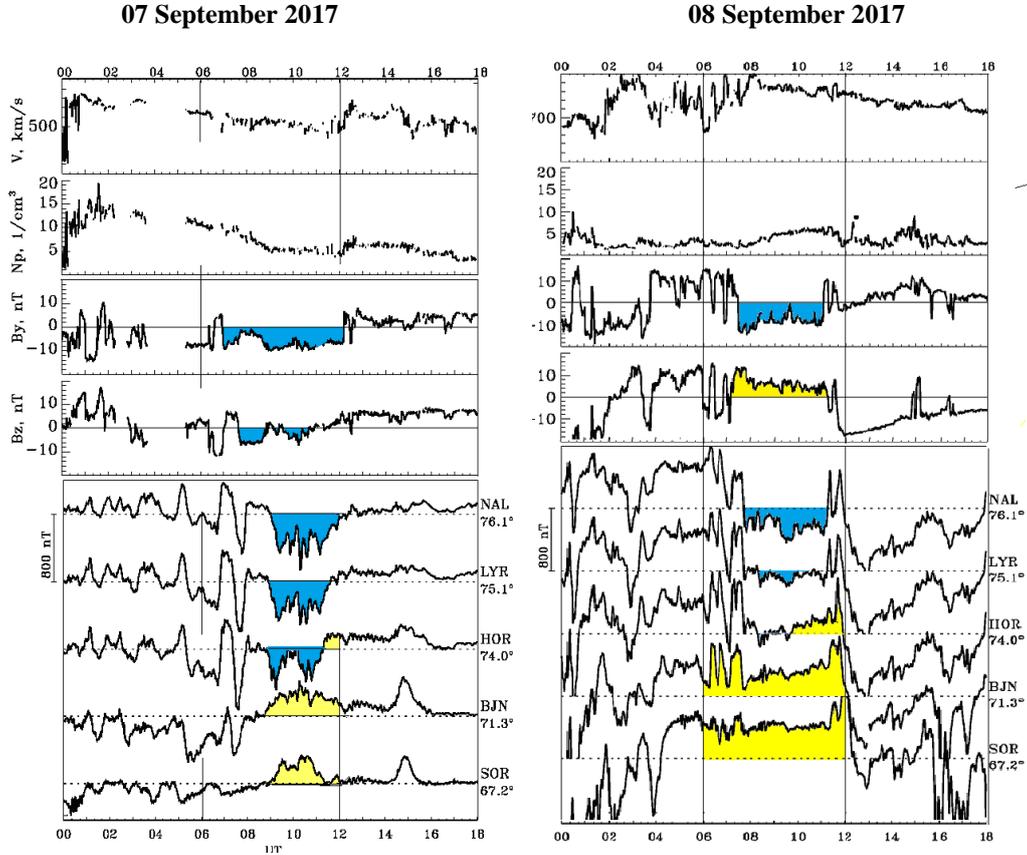


Figure 2. The velocity (V), the density (N_p) of the solar wind and the IMF B_y , B_z , and magnetograms of high-latitude IMAGE stations on 07 September (a) and on 08 September (b) 2017.

Data

Our study of the geomagnetic disturbances is based on (i) the data collected from the Scandinavian IMAGE magnetometer chain [<http://space.fmi.fi/MIRACLE/>] and from the global network of stations INTERMAGNET [<http://www.intermagnet.org/>]; (ii) modelling of equivalent currents by European Cluster Assimilation technology ECLAT [<http://www.space.fmi.fi/MIRACLE/ECLATandMIRACLE/>]; (iii) geomagnetic index data from World Data Center for Geomagnetism, Kyoto [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>].

Geomagnetic activity at the high latitudes

As a rule, high-latitude daytime magnetic bay-like disturbances are observed under the positive B_z component of IMF. However, during the initial phase of the storm, 07 September 2017, the dayside polar magnetic bay was recorded at the high-latitude IMAGE observatories at 09-11 UT (12-14 MLT), when the IMF B_z component was slightly negative (Fig. 2a). At the same time, the high-latitude IMAGE stations showed a sequence of irregular short-term alternating bay-like disturbances. Around 09 UT, the IMF B_z changed from negative to positive values modifying between -5 nT and +2 nT, the IMF B_y component was negative and more intensive than the IMF B_z one ($|B_y|/|B_z| > 1$). In this time (near local noon), at the high-latitude IMAGE stations NAL, LYR, HOR there was the negative polar magnetic bay occurred with the amplitude of ~400 nT.

At the first storm recovery phase (08 September, 08-11 UT), the steady positive IMF B_z led to development of a typical dayside polar magnetic bays-which was observed at the IMAGE chain (11-14 MLT). At the polar IMAGE stations NAL and LYR these bays were negative due to the negative IMF B_y component predominance over the IMF B_z one ($|B_y|/|B_z| > 1$).

Fig. 3 shows the ionospheric equivalent currents modeled by of European Cluster Assimilation Technology (ECLAT) for UT-time intervals (06 - 12 UT) under consideration for 07 September (a) and 08 September (b). Red colors (positive numbers) mean eastward equivalent currents, blue colors (negative numbers) mean westward currents.

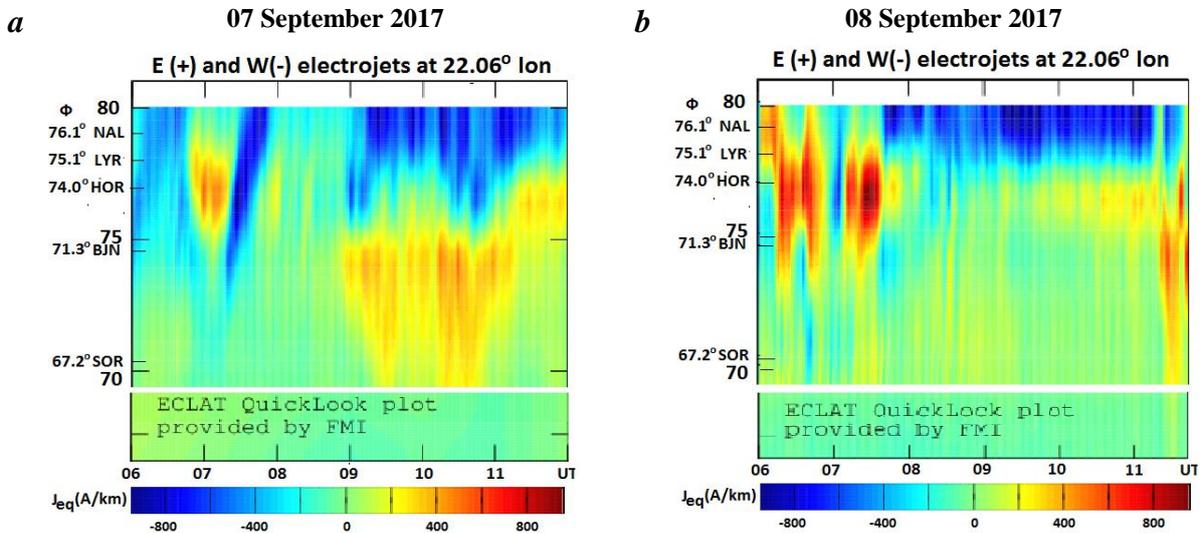


Figure 3. Ionospheric equivalent currents calculated from IMAGE magnetometers data on 07 September (a) and on 08 September (b). Red colours (positive numbers) mean eastward equivalent currents, blue colours (negative numbers) mean westward currents.

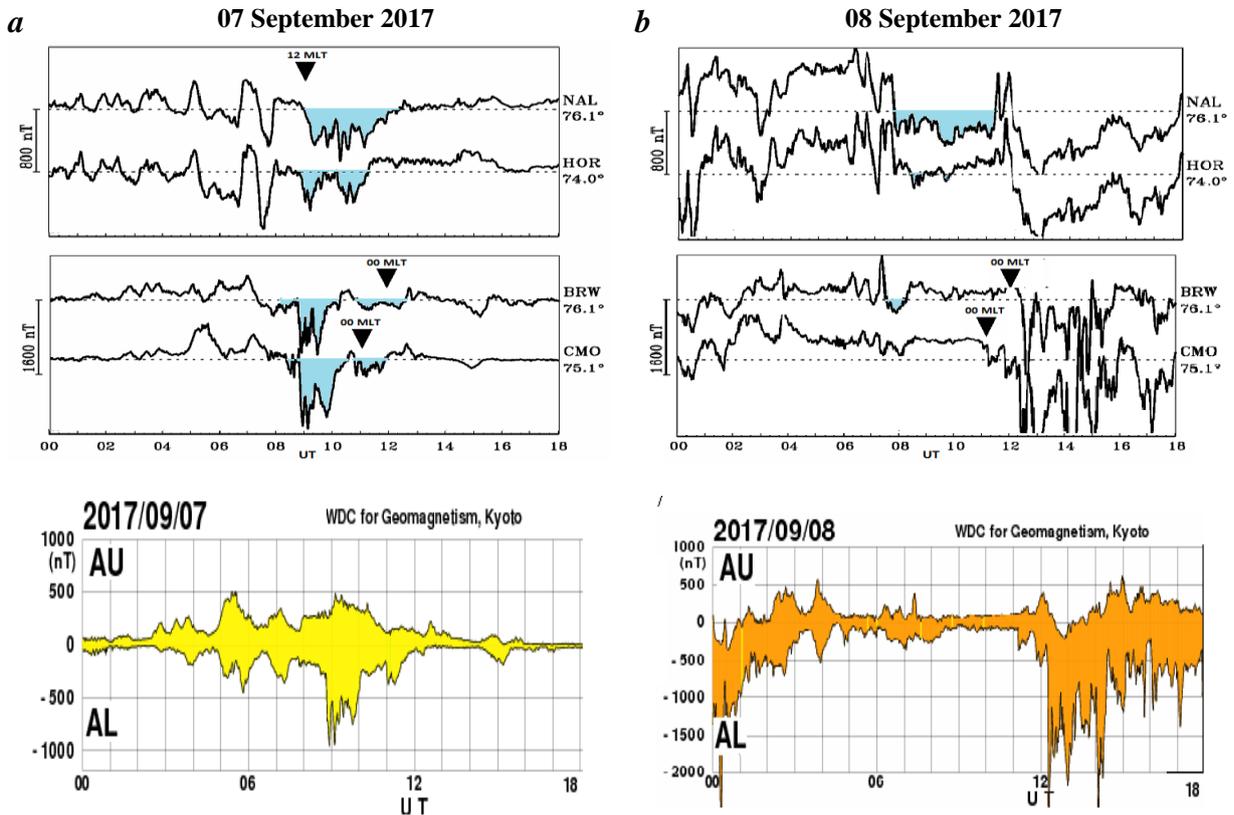


Figure 4. Magnetograms of the polar IMAGE stations in the dayside sector of the high-latitudes; North American stations in the night side sector and the auroral indices of the geomagnetic activity on 07 September (a) and on 08 September (b).

The equivalent ionospheric currents demonstrated the time evolution of the equivalent currents along a north-south profile. According to this the ground-based observed magnetic data showed that dayside geomagnetic disturbances changed from quasi-periodic variations to dayside polar bays. Their signs varied with latitude.

Auroral activity

On 07 September, around 09 UT, the IMF B_z became stable and weakly changed near zero, the night substorm activity enhanced at the BRW and CMO stations (-800 nT) simultaneously with negative polar magnetic bays near local noon, at the high-latitude IMAGE stations NAL, LYR, HOR (Fig. 4a). The appearance of these bays was preceded by a long interval (~1,5 hours) when the IMF B_z was negative and rather stable.

Contrary to that, at the same UT time on 08 September (08-11 UT), the IMF B_z was stable positive, the negative magnetic bays at the IMAGE stations was less intensive, and there were no night side magnetic disturbances as, for example, at BRW and CMO. Geomagnetic activity in the auroral zone was low, $AL < -100$ nT (Fig. 4b).

Summary

Intensive rapid fluctuations (15-20 min) of IMF components caused quasiperiodical geomagnetic variations in the daytime sector of the high latitudes which were incoherent with the IMF fluctuations.

When the IMF conditions have been stabilized under the southern IMF B_z component, the dayside polar bay-like disturbances accompanied by substorm activity in the night side sector of the high latitudes. Contrary to that, when the IMF B_z was positive and stable, there were no night side magnetic disturbances.

The predominance of the negative IMF B_y component over the IMF B_z one ($|B_y|/|B_z| > 1$) caused the polar electrojet generation and appearance of daytime negative bays at the high latitude stations of IMAGE chain.

Acknowledgments. This work was partly supported by the Program № 28 of the Presidium of the Russian Academy of Sciences.

References

- Aakjær, C.D., Olsen, N., & Finlay, C. (2016). Determining polar ionospheric electrojet currents from Swarm satellite constellation magnetic data. *Earth, Planets and Space*, 68(1), [140]. DOI: 10.1186/s40623-016-0509-y
- 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.)*, N 3, 281–292. doi 10.1134/S0016793216030051
- Gromova L.I., N.G. Kleimenova, A.E. Levitin, L.A. Dremukhina, E.E. Antonova, Gromov S.V. (2017). High-latitude daytime magnetic bays as effects of strong positive IMF B_z : case study. *Sun and Geosphere*.V.12, N2, 125-131.
- 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 J. Wilhjelm (1975), Polar cap currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane. *J. Geophys. Res.*, 80(10), 1248 – 1256.
- 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) 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.)*, V.10., 55, (2), 174–184.
- Levitin, A.E., N.G. Kleimenova, L.I. Gromova, E.E. Antonova, L.A. Dremukhina, N.R. Zelinsky, S.V. Gromov, and L.M. Malysheva (2015), Geomagnetic disturbances and pulsations as a high latitude 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.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.18-21

HIGH-SPEED PLASMA FLOWS AND DIPOLARIZATION IN THE MAGNETOSPHERE DURING SUBSTORM

T.V. Kozelova, B.V. Kozelov (*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*)

Abstract. We analyzed the magnetospheric disturbances in the midnight sector during the substorm on Nov 14, 2014, starting at 18:25 UT. The data used were observed by the THD and THE satellites located in the ~ 00 MLT sector of the magnetosphere at 9-10.5 Re, as well as recording of PiB pulsations at Lovozero, the aurora at the stations Apatity and ground magnetic data. Some 20 minutes before the ground substorm onset, the beginning of the bursty bulk flow (BBF) event was observed by two satellites. The role of fast earthward flows in triggering substorms is not yet known in detail. Here we evaluate the associated changes in the cross-tail current intensity using the line-current model to simulate equivalent current perturbations during the interaction of BBFs with the near-Earth plasma.

1. Introduction

The return of magnetic field to more dipolar configuration, or 'dipolarization', is a well-known signature of the substorm expansion phase in the magnetosphere. The arrival of BBF at the inner edge of the plasma sheet leads to dipolarization also [Shiokawa *et al.*, 1998; Birn *et al.*, 1999].

Nakamura *et al.* [2009] identified two types of dipolarizations. The first type of dipolarization (D1) is associated with the beginning of the earthward moving BBF enhancement from the arrival of BBF at the satellite in the inner magnetosphere to V_x velocity maximum. The second type of dipolarization (D2) is associated with a reconfiguration of the near-Earth tail currents from a tail-like magnetic field configuration to a more dipole configuration. This dipolarization type is observed during the braking of BBF.

We use spacecraft observations from THEMIS during a substorm on 14 Nov, 2014, in conjunction with ground-based magnetic field observations and the aurora at the station Apatity, to examine the role of currents related to BBF on the evolution of the near-Earth current sheet disturbances in midnight sector.

2. BBF and disturbances at r-9-10.5 Re

Fig. 1 presents THD satellite data on 14 Nov, 2014: magnitude of total magnetic field, spectrogram of electrons with >30 keV (SST detector data) and velocity of plasma flow (V_x , V_y , V_z) in GSM system on top panels. The bottom panels show ground-based magnetic field observations at AMD (B_H and B_E components) and azimuthal component B_E at KEV. Vertical line at the moment ' T_f ' notes the arrival of BBF at the THD.

Fig. 1 shows that after moment ' T_f ' strong magnetic field fluctuations (panel 1), the energetic electron injections (panel 2) and enhanced plasma flow (panel 3) are observed at the THD. The disturbance in the current sheet in the magnetosphere nearly the THD lasted ~ 40 min and decay at $\sim 18:45$ UT. Dynamics of the fields and particle fluxes in the near-Earth plasma sheet are discussed in detail in the next sections. Now we note that after the moment ' T_f ' near the THD meridian, the negative H bay at AMD begins (panel 4). At 18:15 UT, at AMD the azimuthal D component (or B_E) changes from $\Delta D > 0$ to $\Delta D < 0$ implying the westward passage of the upward field-aligned current near the AMD. At $\sim 18:35$ UT the westward edge of the active auroral region was located over KEV.

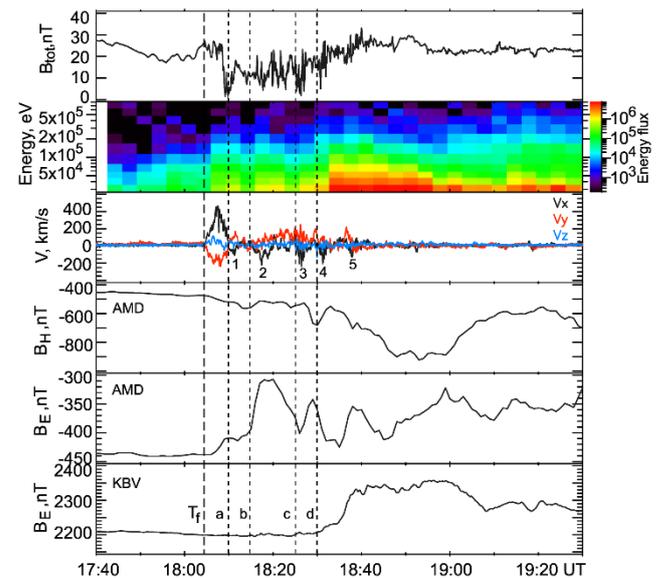


Figure 1. THD data of magnetic field, SST electron spectrograms and BBF velocity and ground-based magnetograms at AMD and KEV on Nov 14, 2014 (details in text).

From Fig. 1, one can see that the duration (~ 60 min) of negative high-latitude (at AMD) H bay is much larger than the durations of BBF (5 min). This is because, the contribution from the pressure gradient terms is dominant [Shiokawa *et al.*, 1998; Birn *et al.*, 1999], last longer than inertial current effects and can persist even after the flow burst ends [Birn *et al.*, 1999].

During the activations on 14 Nov, 2014 considered here, at LOV two small bursts of PiB-type pulsations are

observed at 'a'=18:10 UT and 'b'= 18:14 UT and more intensive pulsations at 'c'=18:25 UT and 'd'= 18:30 UT. During the first burst at 'a'=18:10 UT disturbance of the H and D was small $< \sim 30$ nT. Later, we note this moment as the onset of *pseudobreakup*. During the second burst at 'b'= 18:14 UT, the D variation increases to ~ 90 nT. Just at this time, the new auroral arc appears northern of LOV over a longitudinal distance of $\sim 25^\circ$ westward AMD (not shown).

This arc had a longitudinally quasiperiodic structure, its western edge expanded westward and brightened at 'c'=18:25 UT. The moment 'b'= 18:14 UT corresponds to an *appearance of brightening arc* at the onset of the Activation A2. The moment 'c'=18:25 UT corresponds next expansion of active region and new activation.

The moment 18:30 UT, when the most intensive burst 'd' was observed, we note as the onset of completed *substorm expansive phase*. Indeed, after this moment negative H bay increases at high latitude (AMD on panel 4) and positive H bay appearance is observed at mid-latitude (KAK not shown), and magnetic signatures of the WTS are observed at KEV (panel 6).

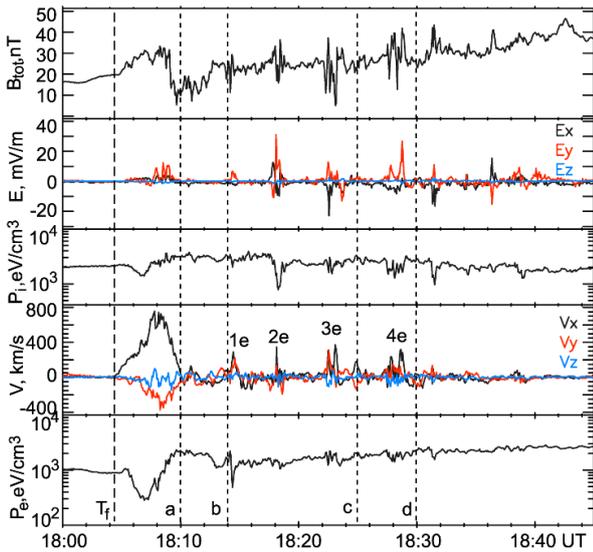


Figure 2. THE data of magnetic and electric fields, and velocity of plasma flow (V_x , V_y , V_z) in the interval 18:00-18:45 UT on Nov 14, 2014.

From Fig. 1, one can see that during our event after the decay of BBF, five tailward flow bursts (FB), denoted as '1' – '5', are observed at the THD with time intervals of 5-6 minutes. This interesting fact confirms the observations that the Earthward flow can change direction in the near-Earth region and is bouncing back [Panov *et al.*, 2010a].

The magnetic and electric fields, pressure of ions, plasma flow velocity and electron pressure, observed at the THE, are shown in Fig. 2. The vertical line in Fig. 2 mark the starting time of BBF, which lasted ~ 5 min as for THD. After main earthward BBF (700 km/s), four weaker (200-300 km/s) earthward FBs, denoted as '1e' –

'4e', are observed at the THE simultaneously with the increases of Bt fluctuations, short bursts of predominant E_y component and a short-time drops in the ion and electron pressure. The interval between bursts '1e' – '4e' was ~ 4 -5 minutes. The FBs at THD and THE will be discussed later.

3. Perturbations of magnetospheric currents

During the substorm on Nov 14, 2014, large-scale dipolarization at longitudes of satellites lasted near 40 minutes and consisted of several small-scale activations/dipolarizations, of which two initial activations A1 and A2 were observed during the arrival of a BBF in the inner magnetosphere. The dynamics of these activations was analyzed in more detail using the construction of differential current perturbation vectors on the equatorial plane of the magnetosphere.

Differential current vectors. We assume that localized current perturbation in magnetosphere may be deduced from differential magnetic field perturbation $d\mathbf{B}(t)=\mathbf{B}(t+dt) - \mathbf{B}(t)$. The eastward differential current dj_E may signify the occurrence of the current disruption (CD) [Kozelova *et al.*, 1998].

Fig. 3 (panel 2) presents the value (in relative units), orientation and location of currents dj (for $dt=30$ s) estimated from measured magnetic field the THD and THE in time interval 18:00-18:30 UT. Current vectors directed to the left (right) correspond to westward (eastward) current dj_w (dj_E). Panels 1 and 3 show the estimated magnetic field elevation angle ('Ang') relative to the equatorial plane in GSM reference frame for THE and THD, accordingly. At panel 2, two horizontal bars denote the activations A1 and A2.

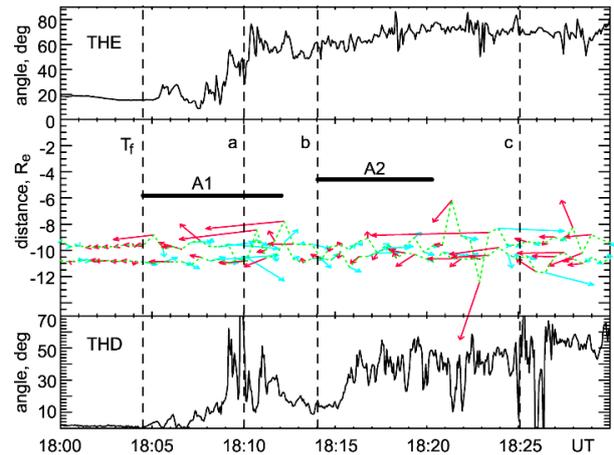


Figure 3. THD and THE data on Nov 14, 2014. First and third panels show the magnetic field elevation angles at THE and THD accordingly, and second panel shows the position of the perturbation current on equatorial GSM plane (details in text).

Currents during the Activation A1. Before the BBF arrival in the inner magnetosphere (at 'T_f'), the quiet

westward current dj_W was located at $r \sim 9-11 R_E$ between THE and THD. At the moment 'T_f', first increase of 'Ang' (signature of dipolarization) occurs at more tailward THD simultaneously with the appearance the eastward current dj_E near THD. 30 s later, the increase of 'Ang' is observed at THE. Thus, during the beginning of the Activation 1, the first type of dipolarization D1 [Nakamura *et al.*, 2009] was observed between THE and THD.

Some 2 min after 'T_f', the appearance of current dj_W led to the stretching of the magnetic field and the THE detected thinning of the plasma sheet. This stretching was accompanied by a decrease of the cutoff energy of electrons [Kerns *et al.*, 1994] from ~ 15 keV to ~ 3 keV, that can be seen in the Fig. 5.

Then, at $\sim 18:08:30-18:09$ UT (~ 1 min before the pseudobreakup, associated with the PiB burst 'a'), sharp increase of the eastward current dj_E happened earlier at THE and later at THD. Such direction of dj_E movement from earthward to tailward corresponded to the second type of dipolarization D2 [Nakamura *et al.*, 2009]. The pseudobreakup lasts only a few minutes near AMD longitude and then at 18:12 UT fades.

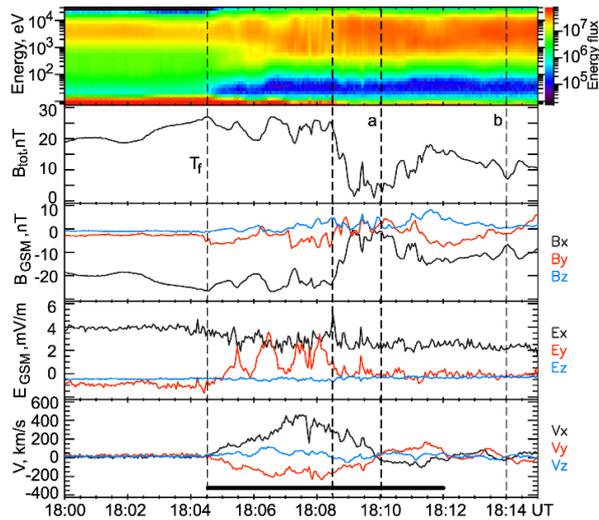


Figure 4. THD data of ESA electron spectrograms, magnetic and electric fields and velocity of plasma flow (V_x , V_y , V_z) in the interval 18:00-18:15 UT on Nov 14, 2014.

Currents during the Activation A2. About 1 min before bursts of PiB-type pulsations at 'b'= 18:14 UT, a perturbations of magnetospheric currents are beginning on the satellite located closer to the Earth and extend from the Earth to the tail and prevalently in the azimuth direction. During the Activation A2, a current layer between the THE and THD oscillated including one tailward FB (noted '2') at THD (Fig. 1) and two intensive earthward FBs ('1e' and '2e' on Fig. 2) at THE.

Thus, the direction of dj_E movement changed from earthward during the first type of dipolarization D1 to tailward during second type D2.

4. Development of near-Earth current sheet fluctuations

Now, we analyze in detail dynamics of the fields and particle flux variations in the near-Earth plasma sheet associated with the arrival of BBF in the inner magnetosphere (Figs. 4 and 5).

Fig. 4 shows that on Nov 14, 2014, after 'T_f' during Activation A1, observed at THD, current sheet fluctuations included oscillations in the B_x , B_z and total magnetic field, and E_y component with a period of ~ 90 s. These fluctuations were accompanied by weak variations V_z (panel 5), and were associated with the beginning of the earthward moving BBF as for the first type of dipolarization D1. They may present the *flapping* oscillations of plasma sheet. Indeed, flapping is an up-down motion of the magnetic field, together with plasma [Sergeev *et al.*, 1998]. Flapping perturbations are a standing structure along the magnetic field and a traveling wave across the field [Golovchanskaya and Maltsev, 2005]. The main features of this motion are B_x and V_z oscillations [Runov *et al.*, 2005].

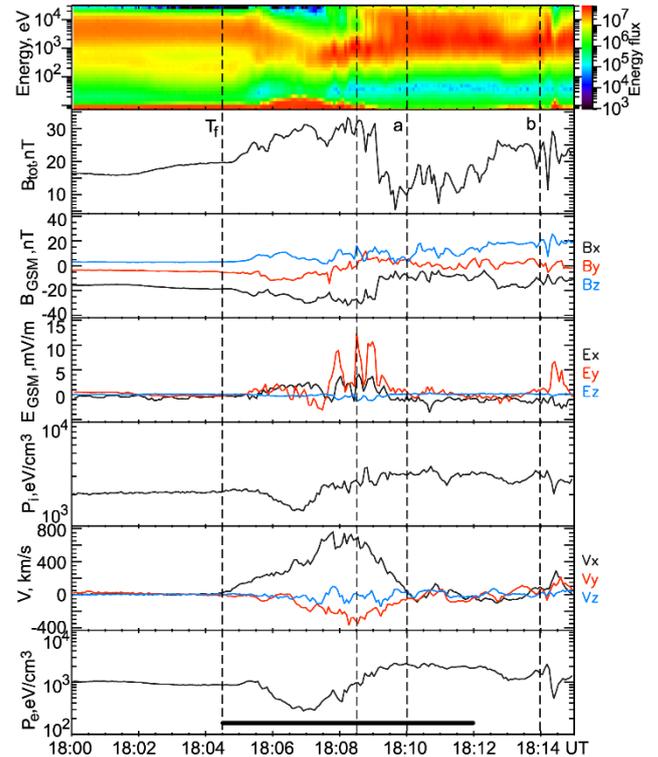


Figure 5. THE data between 18:00 and 18:15 UT on Nov 14, 2014 (details in text).

The appearance of flapping motion at $X \sim -10 R_e \sim 4$ minutes before the onset of pseudobreakup can be important for determining the onset mechanism.

Remember, that the dipolarization D1 [Nakamura *et al.*, 2009] represents the first short-time increase in B_z component, followed by the thinning of the current sheet (decrease of B_z) and the oscillation. The thinning of the current sheet during the arrival of BBF in the inner

magnetosphere was observed at on the satellite THE located closer to the Earth, than the THD. Evolution of the electron spectrum (< 30 keV), total magnetic field and his components, components of electric field, ion (< 30 keV) pressure, velocity of plasma flow (V_x , V_y , V_z) and electron pressure, observed at THE, are shown in Fig. 5. From Fig. 5 one can see that after ' T_f ', the stretching was accompanied by a decrease of the cutoff energy of electrons [Kerns et al., 1994] from ~ 15 keV to ~ 3 keV (panel 1), and by the oscillations in B_z , E_y and V_z . These oscillations have the period of ~ 40 s and may present also the flapping oscillations of plasma sheet during a phase of the BBF velocity decay as in THD observations.

Transition from the state of an oscillating thin layer to a more dipole configuration is observed at THE simultaneously with onset of pseudobreakup at $\sim 18:08:30-18:10$ UT. In this time, the THE spacecraft observed also:

- (i) the cutoff energy of electrons increases from ~ 3 keV to ~ 20 keV,
- (ii) the injection of more energetic (> 20 keV) electrons, and
- (iii) the movement of the current dj_E in tailward direction, which is a signature of the second type D2.

5. Summary of observations

Two spacecraft observations separated prevalently in X (fast flow direction) described different types of dipolarization and different states of magnetospheric plasma at 9-10.5 Re observed on November 14, 2014. We note four states in the vicinity of the satellites. The first state corresponds to the outer region with stretched magnetic field lines, the earthward BBFs, the oscillations with the period of 40-60 s and weak perturbation of the magnetic field of D1-type [Nakamura et al., 2009]. The second state was observed during the weak pseudobreakup, when small-scale dipolarization occurred near the spacecraft. The third state of plasma was characterized by the bulk flow expansion in the azimuthal direction (westward). Second and third states of plasma were observed in the braking region at 9-10.5 Re. After large-scale dipolarization, the fourth state corresponds to more dipolar magnetic field, higher magnetic pressure, maximum values of electron flux during substorm explosive phase.

Conclusions

According to presented observations in this paper, we found:

- Some 4-minutes before the onset of pseudobreakup, flapping motion occurs at $X \sim -10$ Re and a thinning of the plasma sheet at $X \sim -9$ Re. It is can be important for determination of the onset mechanism.
- Appearance of brightening arc correspondent to the beginning of the bulk flow expansion in the azimuthal direction (westward), observed in the braking region at 9-10.5 Re.
- The braking region was characterized by strong

magnetic field fluctuations, an oscillating thin current layer, changes of Earthward flow direction, and short tailward and earthward flow bursts (FBs).

Thus, analysis of perturbations of fields and particle flux in the midnight sector of the magnetosphere at 9-10.5 Re, observed on November 14, 2014, shows that the appearance of BBF at this event can stimulate the onset of pseudobreakup (~ 5 min after T_f) and later (~ 20 min after T_f) the substorm onset.

References

- Birn J., M. Hesse, G. Haerendel et al., (1999) Flow braking and the substorm current wedge, *J. Geophys. Res.*, 104, 19,895- 19,904.
- Golovchanskaya I.V., and Y.P. Maltsev (2005), On the identification of plasma sheet flapping waves observed by Cluster, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L02102, doi:10.1029/2004GL021552.
- Kerns K.J., et al., (1994) Modeling of convection boundaries seen by CRRES in 120-eV to 28-keV particles. *J. Geophys. Res.*, 99, 2403-2414.
- Kozelova T.V., B.V. Kozelov, L.L. Lazutin et al., (1998), Changes in the magnetospheric cross-field current during substorm expansion phase as observed by CRRES, in *Substorm-4*, vol. 238, Astrophysics and Space Science Library edited by S. Kokubun and Y. Kamide, Kluwer, pp. 393–396, Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands.
- Nakamura R. et al. (2009) Evolution of dipolarization in the near-Earth current sheet induced by Earthward rapid flux transport. *Ann Geophys* 27:1743–1754.
- Panov E.V., et al. (2010), Multiple overshoot and rebound of a bursty bulk flow, *Geophys. Res. Lett.*, 37, L08103, doi:10.1029/2009GL041971.
- Runov A., V.A. Sergeev, W. Baumjohann et al., (2005), Electric current and magnetic field geometry in flapping magnetotail current sheets, *Annales Geophysicae*, 23, 1391–1403.
- Sergeev V., V. Angelopoulos, C. Carlson et al., (1998) Current sheet measurements within a flapping plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 103, 9177.
- Shiokawa K., W. Baumjohann, G. Haerendal et al., (1998) High-speed ion flow, substorm current wedge, and multiple Pi2 pulsations, *J. Geophys. Res.*, 103, NO. A3, 4491-4507.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.22-25

VIRTUAL MAGNETOGRAMS – NEW TOOL FOR THE STUDY OF GEOMAGNETIC RESPONSE TO THE SOLAR WIND/IMF DRIVING

O.V. Kozyreva¹, V.A. Pilipenko², and A.A. Soloviev²

¹*Institute of Physics of the Earth, Moscow; e-mail: kozyreva@ifz.ru*

²*Geophysical Center, Moscow; e-mails: pilipenko_va@mail.ru, a.soloviev@gcras.ru*

Abstract. Processes of the solar-wind/magnetosphere interaction are commonly monitored by magnetic records on the ground. However, a serious drawback of the analysis of ground-based magnetograms is the inevitable variation of the magnetic response due to continual changes of the station location. An ideal, but impossible, solution of this difficulty that would help to discriminate temporal and spatial variations is the deployment of a “stationary” observatory with a fixed position in the solar-magnetospheric coordinate system. The desired result can be obtained with the proposed technique of “virtual magnetogram” (VM). This technique has been implemented for key magnetospheric domains (midnight auroral and dayside cusp regions) as an additional tool for monitoring the response of the geomagnetic field to solar wind and IMF forcing. VMs for a fixed reference system are reconstructed by 2D fitting and interpolation of 1-min data from world-wide distributed magnetic stations. A wide range of space physics studies, such as substorm physics, solar wind-ionosphere interaction, dayside-nightside coupling, sawtooth oscillations, etc. will benefit from the introduction of the VMs. The database of calculated VMs, as well as simultaneous interplanetary parameters and geomagnetic indices, are freely available via the site <http://vm.gcras.ru/> for all interested researchers for testing and validation.

1. Introduction

The interaction between the solar wind (SW), interplanetary magnetic field (IMF), and the terrestrial magnetosphere is the main driver of many processes occurring in the near-Earth environment. Progress in monitoring time-varying processes in space physics is hampered by the lack of convenient tools for their analysis. A trend started in the geomagnetism to transfer from the studying L2 data only (calibrated data from a single instrument) to examination of L3 products (models based on data from global magnetometer array). An example of L3 products recently introduced in the geomagnetism is new geomagnetic indices: SMU/SML/SME auroral electrojets strength (<http://supermag.jhuapl.edu>), IMAGE electrojet indicators (<http://space.fmi.fi/image/www/>), ULF wave power (<http://ulf.gcras.ru>) [Pilipenko *et al.*, 2017], and global maps of geomagnetic disturbances [Weimer *et al.*, 2010].

Images of processes of the SW/magnetosphere interaction can be monitored by time-series of magnetic records on the ground. However, a serious drawback of the analysis of ground-based magnetograms is the inevitable variation of the magnetic response due to continual changes of the station location regarding the direction of the SW flow. An ideal, but impossible, solution of this difficulty would be the deployment of a “stationary” observatory with a fixed position in the solar-magnetospheric coordinate system. This will help to discriminate temporal and spatial variations.

The desired result can be obtained with a “virtual” magnetometer suggested in this paper. A database of virtual magnetograms (VMs) for the ionospheric projections of key magnetospheric domains, such as the dayside cusp and midnight auroral oval, will facilitate enormously the quick-look analysis, event selection, and study of the ground response to various space weather events. The VM database will be an effective and simple tool complementary to advanced modeling technique for investigations of the ionospheric response to SW/IMF variations. Here we present several examples of the VMs for some space weather events.

2. Algorithm of the Virtual Magnetogram Construction

VM for ionospheric projections of key magnetospheric domains with fixed latitude/MLT coordinates is reconstructed from the data of world-wide array of magnetic stations: INTERMAGNET, Greenland Coastal Chains, MAGDAS, MACCS, IMAGE, and CARISMA. A magnetic disturbance in a selected “virtual” site is reconstructed by 2D fitting and interpolation of 1-min magnetograms from world-wide distributed magnetic stations. This algorithm has been used to generate VMs at the following locations:

- a) at noon (MLT=12) for cusp latitudes $\Phi_0=70^\circ\pm 10^\circ$;
- b) at midnight (MLT=0) for auroral latitudes $\Phi_0=65^\circ\pm 5^\circ$;

The base line - a value at 00 UT for each day, has been subtracted from the raw data.

To estimate a magnetic disturbance in a pre-selected “virtual” site the algorithm of averaging with weight coefficients has been used. From available observatories those are chosen that are within the pre-selected latitudinal

range. Then, 3 nearest observatories to a given MLT are selected. Finally, the current VM amplitude $A_0(t)$ is calculated as follows

$$A_0 = \frac{\sum_{i=1}^3 A_i d_i}{\sum_{i=1}^3 d_i} \quad d_i^{-1} = \sqrt{(\text{MLT}_i - \text{MLT}_0)^2 + (\Phi_i - \Phi_0)^2}$$

where $A_i = \{X, Y\}$ is amplitude at "virtual" site (i), d_i is the weight coefficient depending on the MLT/latitude difference between the "virtual" site location and a particular station.

The reconstructed VMs are written in output ASCII files `x_ddmmyy.mgn`, `y_ddmmyy.mgn`, and plotted and saved in graphic file. To facilitate an analysis, besides two VMs for noon and midnight, the SW/IMF parameters, and geomagnetic indices (SYM_H, AE, PC) are added and plotted. VMs have been calculated separately for the Northern and Southern hemispheres.

3. Examples of VM for various space weather events

As a validation test, the derived VMs have been presented, on a case by case basis, for the following types of the space weather events:

- substorm activations during a magnetic storm;
- the response of the dayside near-cusp ionosphere current system to IMF variations;
- sawtooth oscillations.

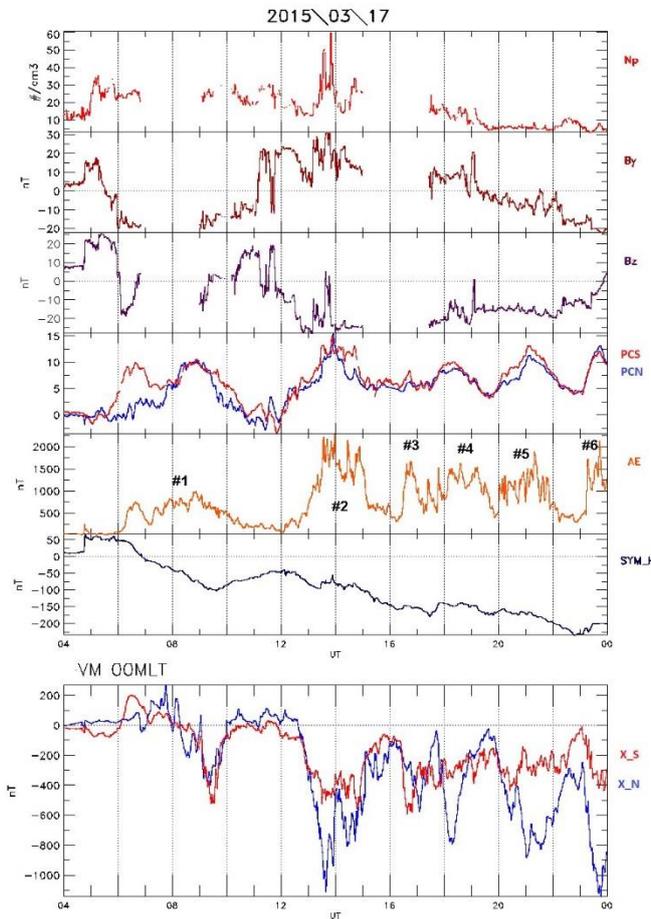


Figure 1. The space weather parameters (N_p , IMF B_y , IMF B_z , PCN/PCS indices, AE-index, SYM_H-index, and the midnight virtual magnetograms (X-component) of geomagnetic response for the Northern ($\Phi = 65^\circ \pm 5^\circ$, blue line) and Southern ($\Phi = -(65^\circ \pm 5^\circ)$, red line) hemispheres during the storm main phase 04–24 UT, March 17, 2015. All substorm activations are marked by numbers.

high-latitude ionospheric convection and magnetic response are indeed controlled by quasi-periodic variations of the IMF (bottom panel).

3.1. Substorm activations during magnetic storm

The "St. Patrick's day" geomagnetic storm on March 17, 2015 (day 076) was initiated by an interaction between high-speed SW streams in corotating interaction region (CIR) and two coronal mass ejection (CME). An interplanetary shock preceding the CME arrival was detected at ~ 0445 UT, March 17. Rapid and intense increase of N_p up to $\sim 40 \text{ cm}^{-3}$ occurred on ~ 05 UT (Fig. 1). The storm main phase followed after the IMF B_z southward turning at ~ 06 UT. The IMF B_z stayed strongly southward around -20 nT for a prolonged period which caused a very gradual storm growth lasted for ~ 17 hours.

The long main phase shows a series of bursty intense enhancements, as can be seen from the AE-index increases above 2000 nT , associated with a more or less isolated substorms. The VM confirms the occurrence of 6 auroral activations (Fig. 1, bottom panel). Moreover, VM provides a more detailed fine structure of the substorm activity and more clearly indicates onsets of each substorm. For the substorm #1, VM shows the occurrence of two substorms which is hard to distinguish from AE index data only. This splitting into two substorms during 06–11 UT time interval is especially evident from the VM for the Southern hemisphere.

3.2. Response of dayside ionosphere current system to IMF variations

Extensive studies with global arrays of magnetometers involved showed that dayside ionospheric convection and current systems at high latitudes are driven by the IMF variations. This effect can be clearly seen with VM technique (Fig. 2) for the event of April 27, 1995. Comparison of IMF B_z variations with the VM (X-component) at noon confirms that the dayside

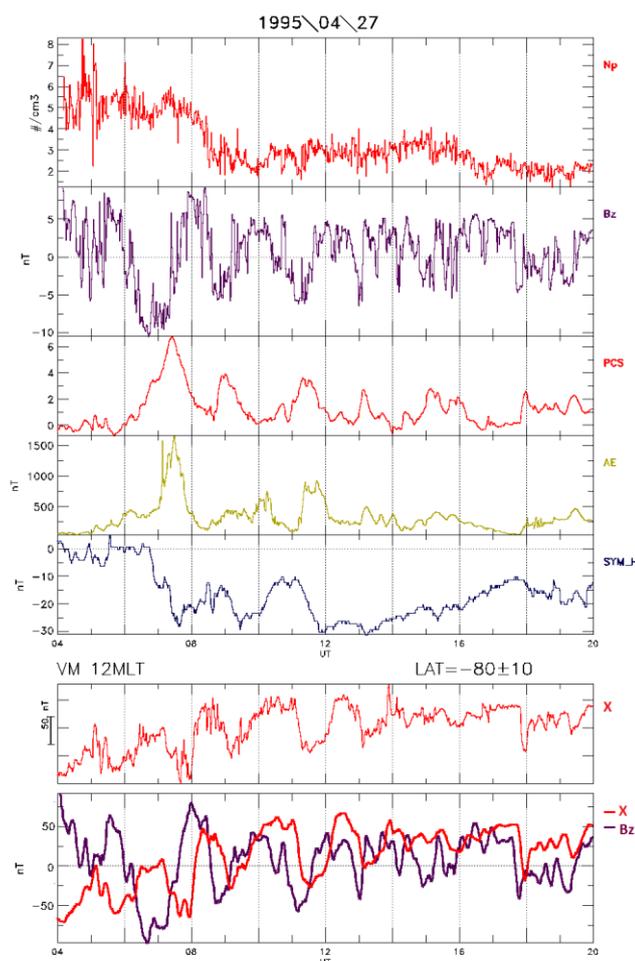


Figure 2. VM technique for the event 1995/04/27. The space weather parameters: N_p , IMF B_z , PCS index, AE-index, and SYMH-index are given in panels 1-5. The noon VM (X-component) of geomagnetic response for the Southern ($\Phi = -(80^\circ \pm 10^\circ)$, red line) hemisphere is shown in 6-th panel. Comparison of the smoothed IMF B_z variations with the noon VM has been added at the bottom panel.

3.3. Sawtooth event

Besides substorms, the magnetosphere response modes include sawtooth events, which share common features with isolated substorms. A sawtooth event consists of a series of gradual decrease and rapid increases in energetic particle flux at geosynchronous orbit (i.e., particle injections), while an isolated substorm has one variation cycle. In fact, sawtooth oscillations are a sequence of storm-time substorms, when nearly simultaneous energetic particle flux enhancements and magnetic field variations occur at all MLTs for each sawtooth cycle. It was suggested that the sawtooth oscillations are directly driven by series of SW pressure enhancements, whereas even a modest dynamic pressure enhancement can result in significant changes in the magnetosphere when the IMF stays strongly southward for a long interval [Lee et al., 2004]. Alternatively, it was suggested that the sawtooth oscillations are a repetitive internal magnetospheric response with an intrinsic occurrence periodicity of 2–3 hours to sustained enhanced SW energy input.

The standard plot from the VM database for the event of Oct. 14, 2000 (Fig. 3) clearly reveals the quasi-periodic character of the nightside magnetosphere response during this sawtooth event. An analysis of one combined VM is far more easy than the standard analysis of numerous magnetograms from a global array of stations with unavoidable time-space ambiguity.

Conclusion

We have developed a provisional database (of L3-type) of "virtual" 1-min magnetograms for two fixed locations: noon and midnight meridian at typical cusp and auroral latitudes, using the data from worldwide magnetometers. Several examples demonstrated here are intended to demonstrate that the usage of pre-calculated VMs significantly facilitates the quick-look selected and analysis of space weather events. This technique might be useful to reveal a quasi-periodic response to IMF/SW discontinuities [Murr and Hughes, 2001], dayside-nightside coupling [Pilipenko

et al., 1998], triggering and precursors of substorms [Yagova *et al.*, 2000], sawtooth events [Lee *et al.*, 2004], etc. In particular, the VM technique provides a possibility to reveal more fine structures of substorm evolution than ordinary AE or PC indices. Here we deliberately do not discuss any physical conclusions, because our main goal is to present new tool for the event selection and analysis, and to discuss its possible application with geophysical community. Database of VM is uploaded for validation and testing to the site <http://vm.gcras.ru/>. Any comments, suggestions, and criticism are welcomed.

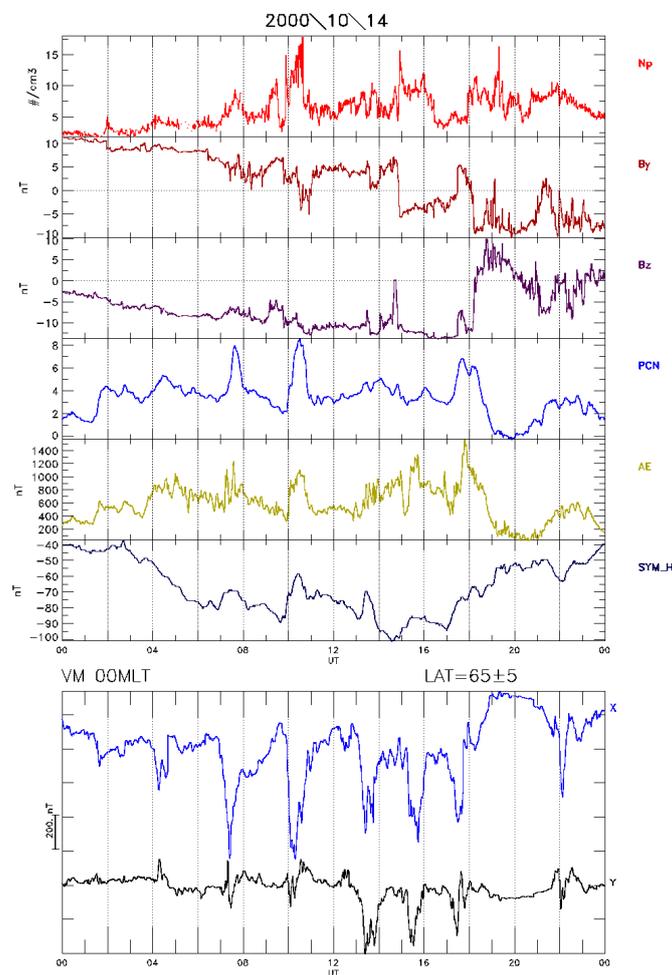


Figure 3. The standard plot of VM showing the basic space weather parameters: Np, IMF By, IMF Bz, PCN index, AE-index, SYMH-index, and the midnight VMs (X- and Y-components) of geomagnetic response for the Northern ($\Phi=65^{\circ}\pm 5^{\circ}$, blue line) hemispheres during the sawtooth event of Oct. 14, 2000.

Acknowledgement. This study is supported by the Russian Science Foundation grant № 16-17-00121.

References

- Lee, D.-Y., L.R. Lyons, K. Yumoto (2004) Sawtooth oscillations directly driven by solar wind dynamic pressure enhancements, *J. Geophys. Res.*, 109, A04202, doi:10.1029/2003JA010246.
- Murr, D.L., W.J. Hughes (2001) Reconfiguration timescales of ionospheric convection, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2145-2148.
- Pilipenko, V., O. Kozyreva, M. Engebretson, W.J. Hughes, S. Solov'yev, K. Yumoto (1998) Coupling between substorms and ULF disturbances in the dayside cusp, in: Proc. of the Conference "Substorms-4", 573-576.
- Pilipenko, V.A., O.V. Kozyreva, M.J. Engebretson, A.A. Soloviev (2017) ULF wave power index for the space and geophysical applications: A review, *Russ. J. Earth. Sci.*, 17, N2, ES1004, doi:10.2205/2017ES000597.
- Weimer, D.R., et al., (2010) Statistical maps of geomagnetic perturbations as a function of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 115, A10320, doi:10.1029/2010JA015540.
- Yagova, N., V. Pilipenko, A. Rodger, V. Papitashvili, J. Watermann (2000) Long period ULF activity at the polar cap preceding substorm, in: Proc. of the Conference "Substorms-5", St. Peterburg, 603-606.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.26-29

IRREGULAR GEOMAGNETIC DISTURBANCES EMBEDDED INTO SUBSTORMS AS A CAUSE OF INDUCED CURRENTS IN ELECTRIC POWER LINES

V.A. Pilipenko^{1,2}, V.B. Belakhovsky², Ya.A. Sakharov³, V.N. Selivanov⁴

¹*Geophysical Center, Moscow, Russia*

²*Institute of the Physics of the Earth, Moscow, Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

⁴*Kola Scientific Center RAS, Apatity, Russia*

Abstract. Influence of impulsive magnetosphere disturbances such irregular Pi3 pulsations embedded into substorms on geomagnetically induced currents (GIC) has been considered for the geomagnetic storm 27-29 June 2013. 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. We have confirmed 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. Contrary to classic point of view it is found for some events that noticeable GIC can better correlate with geomagnetic field variations B than with its derivative dB/dt . A relative contribution into GIC variations by temporal variations of the geomagnetic field and by spatial variations of the vortex-like ionosphere current structures has been examined.

1. 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 27-29 June 2013 geomagnetic storm. During this event the GIC reach the maximum value for the whole history of observations in this registration system.

2. Data and methods

A system to monitor the impact of GIC on power lines was deployed in 2010 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.

3. GIC event induced by Pi3 pulsations on 28-29 June 2013

As an example, we consider the magnetic storm on 27-29 June, 2013 that was initiated by an interplanetary shock arrival at ~15:00 UT on 27 June. The IMF Bz fluctuated around 0, but after ~08:00 UT on 28 June, IMF Bz gradually turned southward (<0) and remained steady at about -10 nT until ~12:00 UT on 29 June. This produced driving of the magnetosphere into a magnetic storm, during which geomagnetic indices reached maximal values of |Dst| ~120 nT and AE~1000 nT.

This period coincided with a period of maximum of magnetic bay magnitude at the IMAGE magnetic stations (Fig. 1). The magnetic bay was observed only in the X-component. 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. During the maximal geomagnetic disturbance (at the minimum of the magnetic bay), a burst of magnetospheric energetic electron precipitation occurred, as evident from intense irregular variations of riometer absorption (up to ~50%) at SOD (Fig. 1).

During this substorm extremely high values of GIC were recorded (up to ~120 A per node) at station VKH, from ~01:00 to ~03:00 UT on 29 Jun. 2013 (Fig. 2).

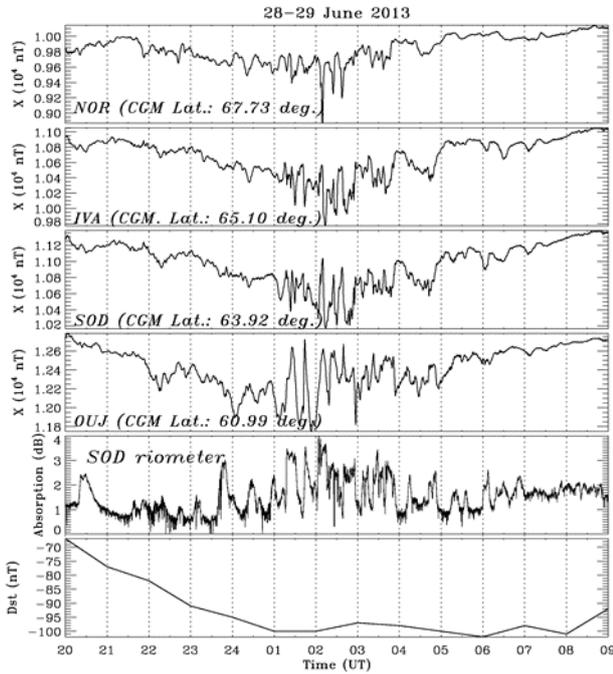


Figure 1. X-component of geomagnetic fields at the latitudinal array of stations NOR-IVA-SOD-OIJ between 20 UT on 28 Jun. 2013 and 09 UT on 29 Jun. 2013; riometer absorption at station SOD; Dst index. Geomagnetic latitudes are indicated near the station codes.

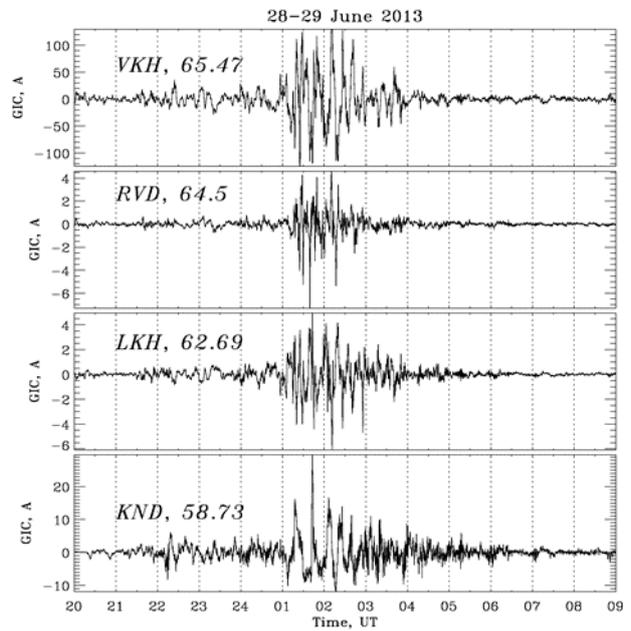


Figure 2. GIC data at stations VKH, RVD, LKH, and KND between 20 UT on 28 Jun. and 09 UT on 29 Jun. Geomagnetic coordinates are shown near station codes.

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, $|\Delta X| \gg |\Delta Y|$, the time derivative $|dY/dt| \geq 600$ nT/min was larger than the time derivative $|dX/dt| \geq 500$ nT/min. Therefore, variations of both horizontal components provided a similar contribution to the increase of $|dB/dt|$. 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 for the period between 12:00 UT on 28 June and 12:00 UT on 29 June (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).

According to the electromagnetic induction law the GIC should be proportional time derivate dB/dt of geomagnetic field variations. But in considered case the GIC intensity better correlate to the geomagnetic field variations B than with dB/dt (Fig. 6). It is seen from the visual inspection of the magnetograms. For the time interval 01.00-04.00 UT the correlation coefficient is following $R(I_{GIC} - H_x) = 0.7$, $R(I_{GIC} - H_y) = 0.3$, $R(I_{GIC} - dH_x/dt) = 0.05$,

R ($I_{GIC} - dHy/dt$)=0.003. The spectrum analysis for the time interval 00.30-04.40 UT shows the presence of the common peak at 1.2 mHz (Fig. 7). The dHx/dt , dHy/dt shows presence a lot of other frequencies. So, we suppose that these extreme values are caused not only by the temporal variations of the B but also spatial variations of the vortex-like ionosphere current systems.

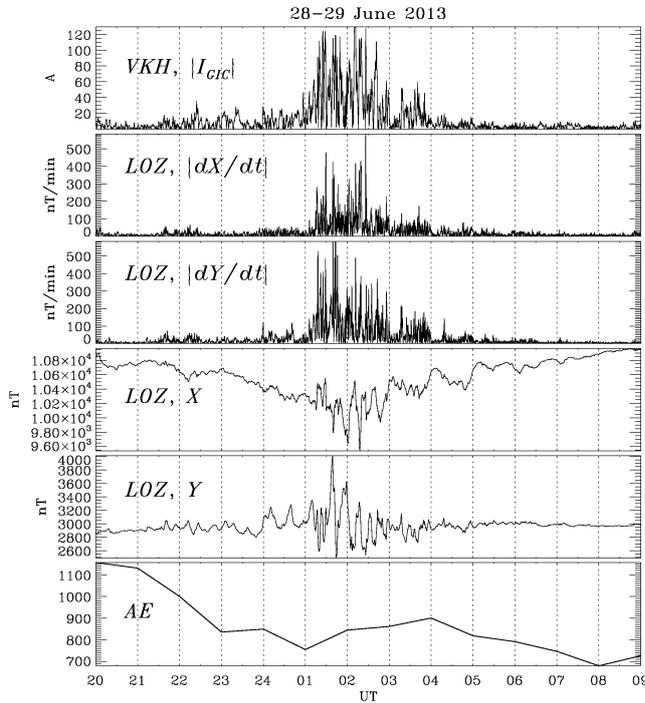


Figure 3. Comparison between GIC amplitudes, time derivatives $|dX/dt|$ and $|dY/dt|$ [nT/min], and ΔX and ΔY components of geomagnetic field [$10^4 \cdot nT$] at nearby stations VKH and LOZ between 20 UT on 28 Jun. 2013 and 09 UT on 29 Jun. 2013; hourly averaged AE index.

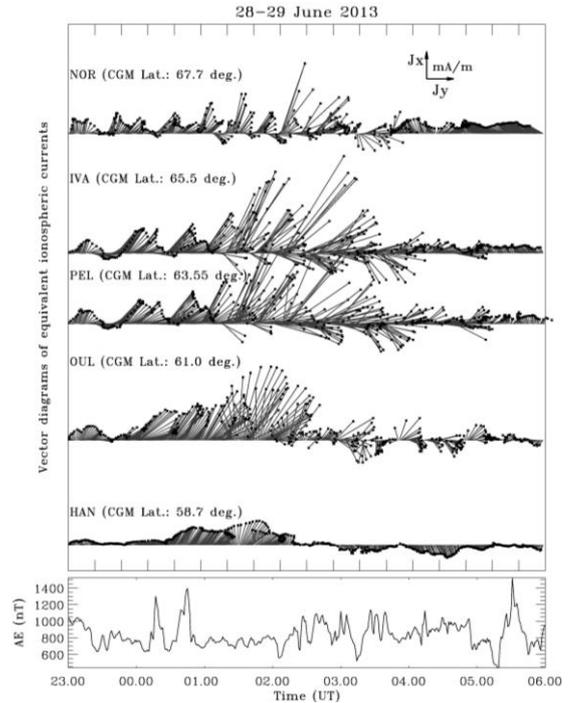


Figure 4. Vector diagrams of 1-min equivalent ionospheric currents corresponding to Pi3 pulsations for the period June 28, 12 UT - June 29, 12 UT with time cadence 1 min.

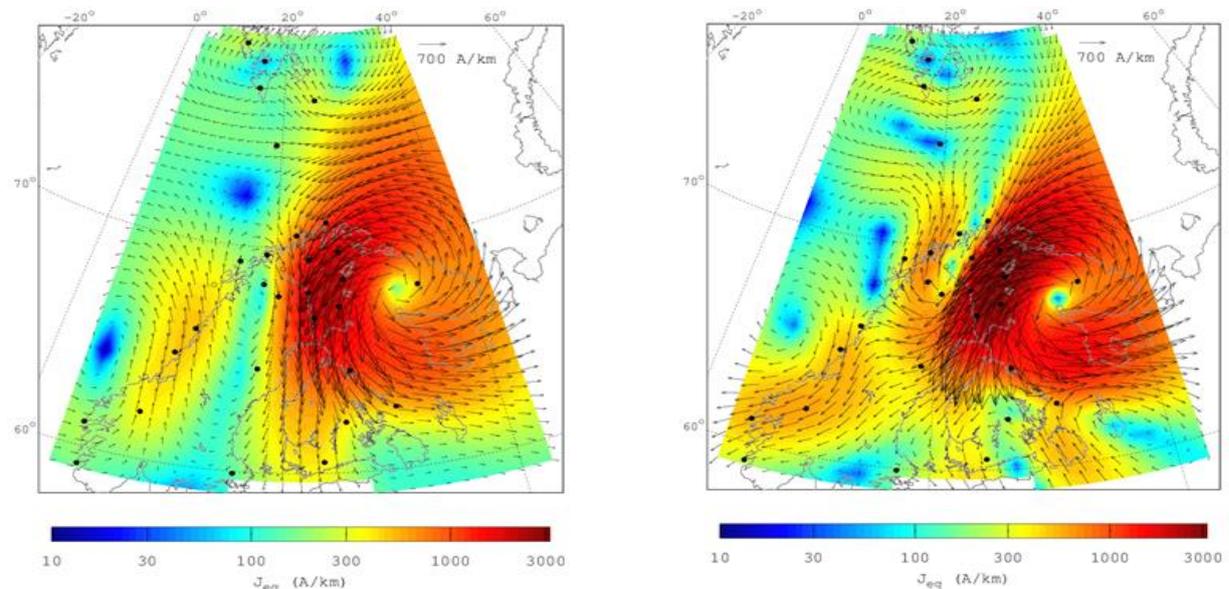


Figure 5. The 2D model of equivalent ionosphere currents constructed from the IMAGE magnetometer data for the 29 June 2013 at 01.25 UT (left) and 02.10 UT (right).

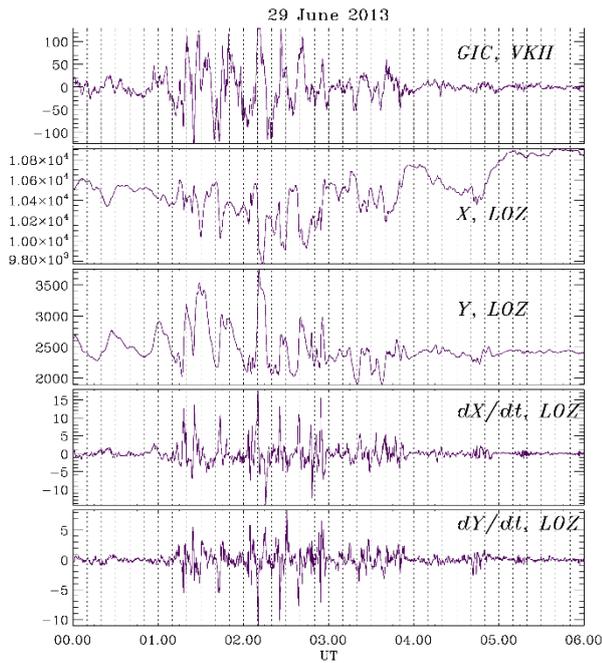


Figure 6. GIC at VKH station; variations of X, Y-component of the geomagnetic field at LOZ station; variations of derivatives dX/dt , dY/dt at LOZ station.

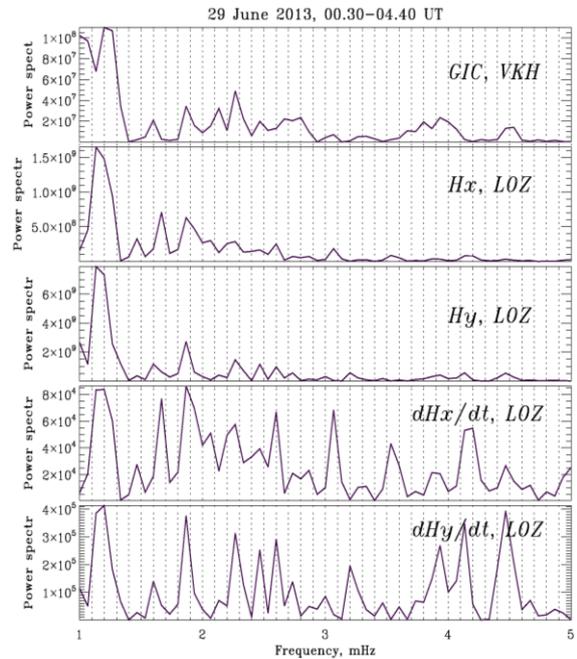


Figure 7. Spectrum of GIC variations at VKH station; spectrum of X, Y-component variations of the geomagnetic field at LOZ station; spectrum of dX/dt , dY/dt at LOZ station.

4. Conclusions

At auroral latitudes, 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 recording system of the power lines in the Kola Peninsula.

A quasi-periodic sequence of localized vortex-like structures observed by magnetometers as Pi3 pulsations produces very high values of GIC (up to ~ 120 A) for the 28-29 June 2013. The night-side solitary vortices observed as magnetic pulses with large amplitudes superposed on the substorm-related magnetic bay. 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. Large GIC values may be caused not only by the temporal variations of the B but also spatial variations of the vortex-like current systems.

Acknowledgements. This study is supported by the grant № 16-35-60049 mol_a_dk from the Russian Foundation for Basic Research. 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

1. 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.
2. 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.
3. 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.
4. 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.
5. Lanzerotti L.J. Space weather effects on technologies // *Space Weather*, Geophys. Monogr. Ser. AGU. 125, p. 11, 2001.
6. Pirjola R., K. Kauristie, H. Lappalainen, A. Viljanen, A. Pulkkinen. Space weather risk // *Space Weather*. 3. S02A02. 2005.
7. Viljanen A., H. Nevanlinna, K. Pajunpaa, A. Pulkkinen. Time derivative of the geomagnetic field as an activity indicator. *Ann. Geophys.* 19. 1107-1118. 2001.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ И ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗОЛИРОВАННЫХ МАГНИТОСФЕРНЫХ СУББУРЬ

В.Г. Воробьев¹, О.И. Ягодкина¹, Е.Е. Антонова²

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты (Мурманская обл.)

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, г. Москва

Аннотация. Исследованы параметры ММП и плазмы солнечного ветра в периоды 163 изолированных суббурь. Показано, что скорость (V) и плотность (N) плазмы солнечного ветра остаются примерно постоянными в течение, по крайней мере, трех часов до начала фазы развития изолированной суббури (T_0) и одного часа после T_0 . По всему массиву данных скорость солнечного ветра показывает устойчивую тенденцию к антикорреляции с его плотностью. Однако, если значения V и N рассматривать в зависимости от интенсивности наблюдаемых в этот период суббурь, то с ростом величины AL индекса в максимуме суббури наблюдается увеличение уровней V , N и P , на фоне которых эти суббури появляются. Обнаружено, что рост величины динамического давления (P) приводит к увеличению энергии загрузки, необходимой для генерации суббурь. Такая взаимосвязь между P и значениями функций E_{KL} и $d\Phi/dt$ отсутствует в другие, произвольно выбранные периоды. Сделан вывод, что еще до начала фазы зарождения суббури в результате процессов, сопутствующих увеличивающемуся динамическому давлению солнечного ветра, в магнитосфере формируются условия все более затрудняющие генерацию суббурь. В таком случае, чем больше P , тем больше энергии солнечного ветра должно поступить в магнитосферу Земли в период фазы зарождения для генерации суббури. Впоследствии эта энергия будет выделяться в период фазы развития суббури, создавая все более интенсивные магнитные бухты.

1. Введение

Концепция классической суббури предполагает накопление энергии солнечного ветра в магнитосфере Земли и затем внезапное высвобождение этой энергии в период фазы развития суббури, начало которой в дальнейшем будем обозначать как T_0 . Началу фазы развития изолированных суббурь предшествует фаза зарождения [McPherron, 1970], появление которой обычно связывают с поворотом на юг B_z компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). Длительность фазы зарождения суббури различными исследователями оценивается в интервале 0.5-2 ч. Фазу зарождения суббури можно рассматривать как временной интервал, в течение которого магнитосфера Земли «загружается» энергией солнечного ветра. Гипотеза о наличии перед началом суббури «фазы загрузки» подтверждается многими теоретическими и экспериментальными исследованиями

Несмотря на многочисленные исследования, выполненные в последние десятилетия, многие важные проблемы физики магнитосферных суббурь остаются нерешенными. Это связано с тем, что результаты исследований, выполненных различными авторами, не всегда однозначны, а зачастую и противоречат друг другу. Интенсивность суббурь меняется в широких пределах. По величине AL индекса магнитной активности этот интервал может составлять от нескольких сотен до нескольких тысяч нТл. Фундаментальный вопрос о том, какой фактор контролирует интенсивность суббурь, остается до сих пор открытым. Несомненно, что источником энергии магнитосферных суббурь является плазма солнечного ветра и межпланетное магнитное поле. Традиционно, наиболее эффективной для генерации суббурь считается B_z компонента ММП. Скорость (V , км/с) и плотность плазмы (N , см⁻³) солнечного ветра слабо меняются на временных масштабах суббури, поэтому эти параметры обычно не рассматриваются как самостоятельные источники энергии суббуревых возмущений.

В настоящей работе выдвинута гипотеза, что количественные характеристики плазмы солнечного ветра еще до начала фазы зарождения суббури приводят к формированию в магнитосфере Земли такого равновесного состояния, которое в значительной мере будет определять интенсивность генерируемого впоследствии магнитосферного возмущения. В этой связи в работе будет исследовано поведение компонент ММП, скорости (V), плотности (N) и динамического давления (P) плазмы солнечного ветра в периоды регистрации изолированных суббурь разной интенсивности и определена взаимосвязь величин параметров солнечного ветра с уровнем AL индекса в максимуме суббури.

2. Используемые данные

В работе проведен анализ изолированных суббурь, список которых опубликован по адресу <http://pgia.ru/lang/en/data>. Для выделения изолированных суббурь были использованы суточные вариации

(<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>) и 1-мин цифровые значения (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>) AL индекса магнитной активности за все зимние сезоны 1995-2013 гг. Алгоритм, по которому проводился отбор суббурь, детально изложен в работе [Воробьев и др., 2018]. Здесь мы отметим, что к изолированным относились только те суббури, которые были отделены от других возмущений интервалом не менее 3-х часов.

Параметры ММП и плазмы солнечного ветра были взяты из базы OMNIWeb (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). В список изолированных суббурь вносились только те события, для которых в данных OMNI отсутствовали разрывы, превышающие 10 мин. Таким образом, в общий список вошли 163 суббури разной интенсивности.

3. Условия генерации суббурь разной интенсивности

По величине AL индекса в максимуме возмущения все суббури были разделены на три группы: слабые суббури с интенсивностью в максимуме $|AL_{max}| < 300$ нТл, суббури средней интенсивности $300 \text{ нТл} < |AL_{max}| < 600$ нТл и сильные суббури $|AL_{max}| > 600$ нТл. На рис. 1 показаны среднечасовые значения параметров солнечного ветра и индексов магнитной активности за 1 час (кривая 1), за 2 часа (кривая 2) и за 3 часа (кривая 3) до начала фазы развития суббури T_0 . По горизонтальной оси график представлен тремя точками, соответствующими средним значениям суббурь слабой, средней и большой интенсивности.

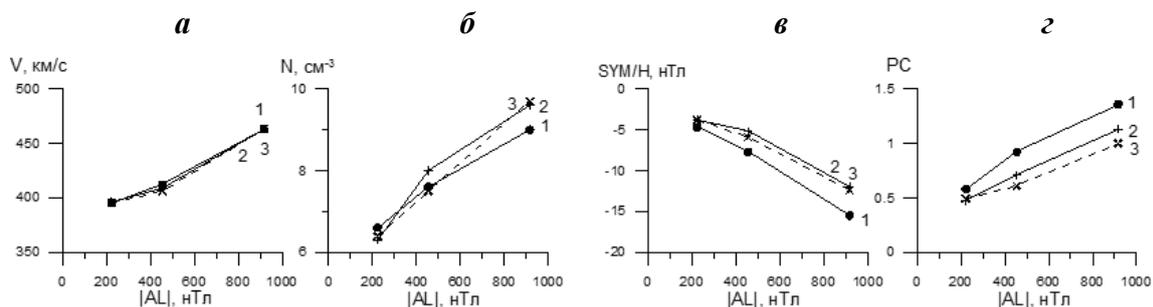


Рисунок 1. Среднечасовые значения скорости (V) и плотности (N) солнечного ветра, а так же SYM/H и PC индексов магнитной активности за час (кривая 1), за 2 часа (кривая 2) и за 3 часа (кривая 3) до начала фазы развития (T_0) слабых, средних и сильных суббурь.

Кривые 1, 2, и 3 на рис. 1а и 1б фактически совпадают, что свидетельствует о том, что V и N очень незначительно изменяются в 3-х часовом интервале до начала суббури. На рис. 1в и 1г показаны средние значения SYM/H и PC индексов. Важно отметить, что более высокие уровни, показанных на рис. 1 параметров, соответствуют более сильным изолированным суббурям. Такая тенденция сохраняется во все временные интервалы и даже за 3 часа до T_0 . Для слабых суббурь скорость солнечного ветра не превышает 400 км/с, в то время для сильных суббурь $V > 450$ км/с. Средняя плотность солнечного ветра составляет $\sim 6 \text{ см}^{-3}$ и $\sim 9 \text{ см}^{-3}$ для слабых и сильных суббурь, соответственно. Слабые суббури появляются при $SYM/H \sim -4$ нТл, $PC \sim 0.5$, в то время как сильным суббурям соответствуют значения $SYM/H \sim -16$ нТл, $PC \sim 1.0$ и более.

Важно отметить, что, представленные на рис. 1а и 1б данные свидетельствуют о том, что суббури большей интенсивности регистрируются на фоне все возрастающих значений как скорости, так и плотности, а, следовательно, и динамического давления плазмы солнечного ветра. Хорошо известно, что величина скорости солнечного ветра имеет тенденцию уменьшаться с ростом плотности плазмы. Так высокоскоростные потоки солнечного ветра от корональных дыр имеют низкую плотность, в то же время плотные потоки солнечного ветра в области гелиосферного токового слоя имеют относительно низкие скорости. В наших событиях эту тенденцию иллюстрируют рис. 2а и 2б. На рисунках использованы средние значения V и N , наблюдаемые за 1ч до момента T_0 (рис. 2а) и 1ч после T_0 (рис. 2б). Сплошные линии соответствуют уравнениям линейной регрессии. Довольно четко прослеживается тенденция к уменьшению плотности плазмы по мере увеличения скорости солнечного ветра.

Однако ситуация иная, если значения V и N рассматривать в зависимости от интенсивности наблюдаемых в этот период суббурь (рис. 2в,г). С ростом величины AL в максимуме суббури наблюдается увеличение уровней, как скорости, так и плотности солнечного ветра, на фоне которых эти суббури появляются. Сплошные линии на рисунках соответствуют данным по V и N , усредненным за 1ч до момента T_0 , а штриховые - за 1ч после T_0 . Сплошные и штриховые линии на рис. 2б и 2в очень близки друг к другу. Это свидетельствует о том, что величины скорости и плотности солнечного ветра незначительно изменяются в период фазы развития суббури по сравнению с их уровнем в период фазы зарождения.

4. Как плазма солнечного ветра контролирует интенсивность суббурь

Основные результаты предыдущего раздела, на которые хотелось бы обратить особое внимание, следующие. Скорость (V) и плотность плазмы (N) солнечного ветра остаются примерно постоянными в течение длительного интервала времени, по крайней мере, в течение трех часов до начала фазы развития суббури (T_0) и одного часа после T_0 . С увеличением уровня V и N наблюдается рост интенсивности генерируемых в эти

периоды магнитосферных суббурь. Полученные результаты позволяют сделать предположение, что количественные характеристики плазмы солнечного ветра еще до начала фазы зарождения суббури создают в магнитосфере Земли такое равновесное состояние, которое в значительной мере определяет интенсивность генерируемого впоследствии магнитосферного возмущения. Более того, мы предполагаем, что увеличивающиеся значения V и N приводят в магнитосфере Земли к формированию условий все более затрудняющих генерацию суббурь. Вследствие этого, чем больше скорость и/или плотность плазмы солнечного ветра, тем больше его энергии должно быть «загружено» в магнитосферу Земли в период фазы зарождения для генерации суббури. Впоследствии эта энергия будет выделяться в период фазы развития суббури, создавая все более интенсивные магнитные бухты.

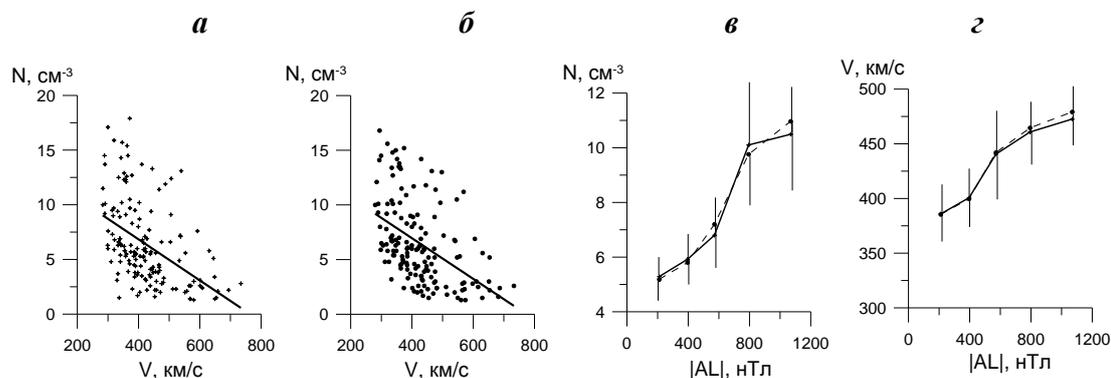


Рисунок 2. Взаимосвязь между плотностью и скоростью солнечного ветра за 1 ч до T_0 (а) и 1 ч после T_0 (б). Средние значения плотности (в) и скорости (г) солнечного ветра для суббурь разной интенсивности. Сплошные линии – за час до T_0 , штриховые линии – за час после T_0 . Данные усреднены в интервалах AL по 200 нТл, начиная от 100 нТл.

В работе [Воробьев и др., 2016] было показано, что интенсивность изолированных суббурь сильно коррелирует с электрическим полем Кана-Ли [Kan, Lee, 1979] $E_{KL} = V \cdot B_T \cdot \sin^2(\Theta/2)$ и с параметром Ньюелла [Newell et al., 2007] $d\Phi/dt = V^{4/3} \cdot B_T^{2/3} \cdot \sin^{8/3}(\Theta/2)$, где $B_T = (B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ и $\Theta = \arctg(B_y/B_z)$. Для целей настоящего исследования важно определить наличие корреляционных связей между этими функциями и параметрами солнечного ветра. В первую очередь в анализ мы включили величину и знак B_z компоненты ММП, которые рассматриваются многими авторами как наиболее значимые для генерации суббурь.

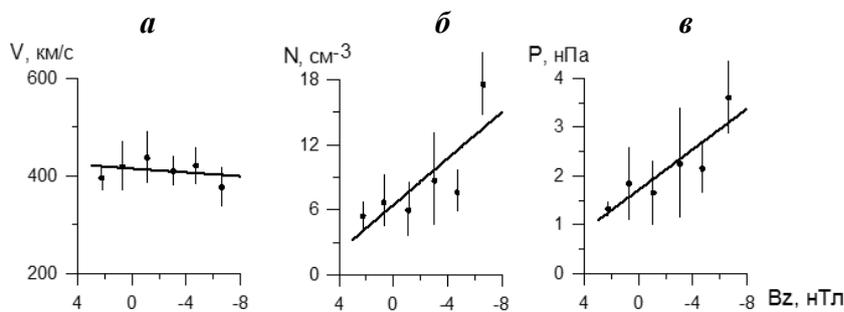


Рисунок 3. Скорость (а), плотность (б) и динамическое давление (в) солнечного ветра в зависимости от B_z компоненты ММП. Использованы среднечасовые значения параметров солнечного ветра за 1 ч до начала каждой изолированной суббури. Данные усреднялись в интервалах B_z по 2 нТл.

На рис. 3 показана скорость (а), плотность (б) и динамическое давление (в) солнечного ветра относительно величины и знака B_z компоненты ММП. Использовались среднечасовые значения параметров солнечного ветра, усредненные за 1 ч до начала каждой изолированной суббури. Из рисунка видно, что скорость солнечного ветра остается примерно на своем среднем уровне независимо от знака B_z . А вот с увеличением плотности (N) и динамического давления (P) солнечного ветра

увеличиваются значения южной компоненты ММП, регистрируемые перед началом фазы развития суббури. Важность величины скорости солнечного ветра, по-видимому, заключается в ее энергетическом вкладе в период фазы зарождения, как одной из составляющих электрического поля солнечного ветра.

Взаимосвязь между величиной загрузки магнитосферы энергией солнечного ветра перед началом фазы развития суббури и динамическим давлением солнечного ветра демонстрирует рис. 4. На этом рисунке, как и на рис. 3, использованы данные, усредненные за 1ч до начала каждой суббури. По горизонтальной оси отложено динамическое давление солнечного ветра (P). Точки на графиках показывают средние значениям E_{KL} (рис. 4а) и $d\Phi/dt$ (рис. 4б) в каждом интервале P по 0.5 нПа. Сплошные линии соответствуют уравнениям линейной регрессии. Отрезки вертикальных линий показывают величину среднеквадратичного отклонения.

Рис. 4 демонстрирует довольно тесную связь динамического давления с величиной загрузки магнитосферы энергией солнечного ветра. Рост величины динамического давления солнечного ветра приводит к увеличению энергии загрузки, необходимой для генерации суббурь. Коэффициенты корреляции по усредненным данным составляют $r=0.91$ и $r=0.85$ для функций E_{KL} и $d\Phi/dt$, соответственно.

Нет оснований предполагать, что такая тесная связь между динамическим давлением солнечного ветра и значениями функций E_{KL} и $d\Phi/dt$ может существовать и в другие произвольно выбранные периоды. Для сопоставления были взяты два интервала: 10-19 декабря 2000 г. и 10-19 декабря 2007 г. Месяц декабрь соответствует середине зимнего периода, а годы 2000 г. и 2007 г. соответствуют годам минимума и максимума солнечной активности. Для этих массивов данных были получены следующие коэффициенты корреляции: в 2000 г. $r=0.23$ и $r=0.21$, а в 2007 г. $r=0.49$ и $r=0.36$ для функций E_{KL} и $d\Phi/dt$, соответственно. Низкий уровень коэффициентов корреляции свидетельствует об отсутствии связи между P и функциями E_{KL} и $d\Phi/dt$. Только в периоды, предшествующие моменту T_0 , динамическое давление солнечного ветра будет в значительной степени определять энергию загрузки, необходимую для генерации суббурь.

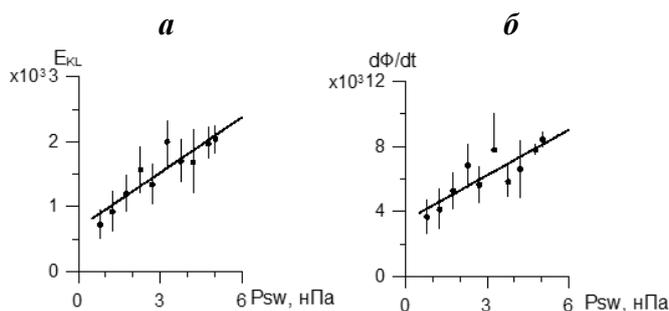


Рисунок 4. Величина функций E_{KL} и $d\Phi/dt$ в зависимости от динамического давления солнечного ветра. Точки на графиках - средние значения E_{KL} и $d\Phi/dt$ в каждом интервале P по 0.5 нПа.

индекса в максимуме суббури наблюдается увеличение уровней, как скорости, так и плотности плазмы солнечного ветра, на фоне которых эти суббури появляются.

Обнаружено, что величина динамического давления солнечного ветра (P) оказывает существенное влияние на энергетическую загрузку магнитосферы, определяемую как средние значения функций E_{KL} и $d\Phi/dt$ за 1 ч до начала фазы развития каждой суббури. Рост величины динамического давления сопровождается увеличением энергии загрузки, необходимой для генерации суббурь. Такая взаимосвязь между P и значениями E_{KL} и $d\Phi/dt$ отсутствует в другие произвольно выбранные периоды.

Полученные результаты дают основание полагать, что количественные характеристики плазмы солнечного ветра до начала фазы зарождения суббури создают в магнитосфере Земли такое равновесное состояние, которое в значительной мере определяет интенсивность генерируемого впоследствии магнитосферного возмущения. Более того, в результате процессов, сопутствующих увеличивающемуся динамическому давлению солнечного ветра, в магнитосфере Земли будут формироваться условия все более затрудняющие генерацию суббурь. Таким образом, чем больше динамическое давление солнечного ветра, тем больше его энергии должно быть перекачено в магнитосферу Земли в период фазы зарождения для генерации суббури. Впоследствии эта энергия будет выделяться в период фазы развития суббури, создавая все более интенсивные магнитные бухты.

Благодарности. Работа частично поддержана программой Президиума РАН «Арктика – научные основы новых технологий освоения, сохранения и развития» (проект «Разработка моделей мониторинга авроральной зоны и воздействия гелиофизических факторов на технические системы»).

Литература

1. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Зверев В.Л. Исследование изолированных суббурь: условия генерации и характеристики различных фаз // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 56. № 6. С. 721–732. DOI:10.7868/S0016794001606016X. 2016.
2. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. Влияние скорости и плотности солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 58. № 3. С. 311–323. DOI:10.7868/S001679401803001X. 2018.
3. Kan, J.R., Lee L.C. Energy coupling and the solar wind dynamo // Geophys. Res. Lett. V. 6. No. 7. P. 577–580. DOI:10.1029/GL006i007p00577. 1979.
4. McPherron R.L. Growth phase of magnetospheric substorms // J. Geophys. Res. V. 75. No. 28. P. 5592–5599. 1970.
5. Newell P.T., Sotirelis T., Liou K., Meng C.-I., Rich F.J. A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables // J. Geophys. Res. V.112. A01206. DOI:10.1029/2006JA012015. 2007.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.34-37

СВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА РАЗНЫХ ТИПОВ С ИНДЕКСАМИ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ В ПЕРИОД 1995-2016 гг.

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

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

Абстракт. В работе анализируются корреляционные связи между индексами геомагнитной активности Kp , ap и Dst^* (Dst , скорректированный на вклад токов на магнитопаузе) и значениями функций связи, рассчитанными по данным о параметрах плазмы и магнитного поля в четырех типах солнечного ветра (СВ): областях сжатия, образующихся в результате взаимодействия высокоскоростных потоков СВ из корональных дыр с медленными потоками из пояса стримеров (CIR); межпланетных проявлениях выбросов корональной массы (ICME), включающих магнитные облака (MC) и поршни (Ejecta); областях сжатия перед MC и Ejecta (Sheath). Для идентификации типов СВ за 1995-2016 гг. используются данные каталога <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni>, в котором за рассматриваемый период, представлено 744 CIR-события, 118 MC, 501 Sheath и 843 Ejecta. Функции связи рассчитываются по данным базы OMNI, которая содержит также значения индексов Dst , Kp и ap . Проведенный анализ показал, что значения коэффициентов корреляции варьируются от 0.3 до 0.82. Самые высокие коэффициенты корреляции получены для индекса ap , в то время как самая слабая корреляционная связь получена для индекса Dst^* . Геоэффективность функций связи для ap -индекса, определенная по значениям коэффициентов линейной регрессии, имеет наибольшие значения для Sheath- и MC-событий. Соотношения эффективностей функций связи в разных типах СВ зависит от вида функции.

1. Введение

Несмотря на многочисленные данные космических экспериментов о параметрах околоземной плазмы, полученные за последние полвека, вопрос о воздействии солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) на магнитосферно-ионосферную систему, передаче энергии из СВ в магнитосферу и развитии возмущений геомагнитного поля в зависимости от параметров СВ и ММП остается открытым. Геомагнитную возмущенность, или отклонение геомагнитного поля от его невозмущенного уровня, принято характеризовать значениями геомагнитных индексов. Наиболее часто используются индексы Kp (ap), AE и Dst (или Dst^* , в котором учтен вклад токов DCF), характеризующие степень возмущенности геомагнитного поля в зоне средних, авроральных и экваториальных широт, соответственно. Несмотря на то, что ap -индекс является производным от Kp , он преобразован в линейную шкалу, в отличие от квазилогарифмического Kp , и может использоваться для анализа самостоятельно.

Связь индексов геомагнитной активности с параметрами СВ и ММП исследовалась в многочисленных работах [1-5, и ссылки в них], в том числе и для периодов магнитных бурь, когда эффекты взаимодействия СВ с магнитосферой проявляются наиболее сильно. Было установлено, что одним из самых геоэффективных параметров СВ является его южная компонента ММП $B_z < 0$ и связанное с ней азимутальное электрическое поле $E_y = V \cdot B_z$, где V – радиальная скорость СВ [4]. Наряду с полем E_y было предложено множество функций связи (function-coupling FC), характеризующих отклик геомагнитной возмущенности на межпланетные условия. Эти функции представляют из себя различные комбинации параметров СВ, чаще всего выражения для электрического поля СВ, дополненные учетом часового угла и влиянием динамического давления плазмы СВ [2,3,5,6]. В [1] на основе анализа линейной зависимости между 20 различными FC и 13 индексами и магнитосферными параметрами, отражающими степень возмущенности магнитосферы, был сделан вывод, что наиболее эффективной является FC , описывающая скорость магнитного потока на магнитопаузе $d\Phi_{MP}/dt$. В [2,3] показано, что геоэффективность СВ зависит от параметров плазмы в лобовой области между магнитослоем и магнитосферой, определяющих скорость пересоединения силовых линий магнитного поля на дневной стороне магнитосферы ($Rquick$).

В невозмущенном солнечном ветре ММП лежит в плоскости эклиптики и его B_z -компонента близка к 0. Вертикальная составляющая ММП появляется в нестационарных течениях СВ. Согласно [7] можно выделить четыре возмущенных геоэффективных типа СВ: магнитные облака MC и поршни (выбросы) Ejecta; области

взаимодействия разнородных потоков CIR и области сжатия плазмы Sheath перед быстрыми MC и Ejecta. Экспериментальные данные и выводы многих исследований [8-14] показали, что развитие магнитных бурь и суббулевой активности, инициированных СВ разных типов, протекает по-разному. Однако результаты большинства из приведенных выше работ получены по данным, либо охватывающим небольшие интервалы времени, либо относящимся к периодам до 1995 г., когда данные о параметрах СВ содержали большие пропуски. Подавляющее большинство работ, касающихся вопроса о различии в воздействии СВ разных типов на магнитосферную возмущенность, проводилось для периодов главных фаз магнитных бурь. Однако магнитные бури являются достаточно редким событием, а прогноз геомагнитной обстановки на разных широтах требуется постоянно, в связи с чем представляется актуальным провести оценку связи между параметрами СВ разных типов (в форме функций связи, описывающих различные физические модели такой взаимосвязи) и значениями индексов геомагнитной активности, опираясь на данные за период 1995-2016 гг., охватывающий полный 23-й и большую часть 24-го циклов солнечной активности (СА).

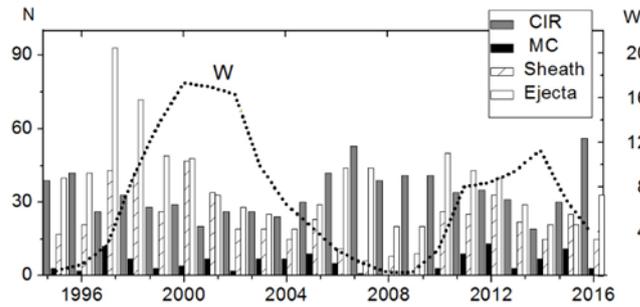


Рисунок 1. Распределение типов СВ по годам. Точечной линией показан ход чисел Вольфа.

2. Данные и методы

Для расчета функций связи были использованы данные о параметрах СВ и значения индексов Dst , Kp и ap с сайта <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>. Каталог идентифицированных типов СВ представлен на сайте <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/>. За рассматриваемый период 1995-2016 гг. было идентифицировано 744 CIR-события, 118 MC, 501 Sheath и 843 Ejecta. Частота появления всех 4-х типов СВ по годам на фоне распределения чисел Вольфа (т.е. уровня СА) представлена на рис. 1, из которого видно, что максимумы CIR-событий появляются в противофазе с уровнем СА, число Ejecta возрастает на фазах спада и подъема СА, число Sheath следует за уровнем СА, а MC появляются независимо от фазы цикла СА.

Таблица 1. Функциональный вид FC , их физический смысл и источники

Функциональный вид	Физический смысл	Источник
$FC1 = VB_z$	электрическое поле E	Burton et al., 1975 [4]
$FC2 = VB_s$	вариант E	Burton et al., 1975 [4]
$FC3 = VB_{\perp} \sin^2(\theta/2)$	вариант E	Kan and Lee, 1979 [5]
$FC4 = VB_{\perp} \sin^4(\theta/2)$	вариант E	Wygant et al., 1983 [6]
$FC5 = V^{4/3} B_{\perp}^{2/3} \sin^{8/3}(\theta/2)$	скорость магнитного потока на $d\Phi_{МП}/dt$	Newel et al., 2007 [1]
$FC6 = p^{1/2} V^{4/3} B_{\perp}^{2/3} \sin^{8/3}(\theta/2)$	вариант $d\Phi_{МП}/dt$	Newel et al., 2007 [1]
$FC7 = Rquick / (1.83 * 10^{-17})$	скорость пересоединения на дневной МП	Borovsky and Birn, 2014 [3]
$FC8 = p^{1/2} V^{4/3} B_{\perp} \sin^6(\theta/2)$	вариант $d\Phi_{МП}/dt$	Temerin and Li, 2006 [15]
$FC9 = V + 56Bs$	-	Borovsky, 2014 [2]
$FC10 = VB^2 \sin^4(\theta/2) * R1^2$	ϵ_{PA} - поток э-м энергии на магнитосферу	Perreault and Akasofu, 1978 [16]

В таблице 1 приведены вид функций. $FC1-FC10$ (их зависимость от параметров СВ), физический смысл и источники. В ней B_z , B_y и B_s – вертикальная, азимутальная и южная составляющие ММП; $B_{\perp} = (B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ – поперечная составляющая ММП; $\theta = \arctan(B_y/B_z)$ – часовой угол; V и p – скорость и динамическое давление СВ; $Rquick \sim K \sin^2(\theta/2) C^{-1/2} n^{1/2} V^2 (1 + \beta_s)^{-3/4}$ равно оценке скорости пересоединения силовых линий магнитного поля вблизи дневной магнитопаузы, учитывающая такие параметры как плазменный β -параметр магнитослоя β_s и степень сжатия головной ударной волны C , которые являются функциями альвеновского числа Маха M_A

[3] (множитель $K=0.4 \mu_0^{1/2} m_p^{1/2}=1.8322 \cdot 10^{-17}$ в дальнейшем не учитывается, что не сказывается на результатах корреляции). Функция $FC10$ представляет из себя параметр Перрье-Акасофу, определяющий электромагнитную энергию СВ, падающую на лобовую часть магнитопаузы (RI - расстояние до подсолнечной точки магнитосферы). Корреляционный анализ проводился без учета временного сдвига между наборами данных. В результате были получены коэффициенты корреляции и коэффициенты регрессии B_N^{Dst} , B_N^{ap} и B_N^{Kp} для линейных зависимостей: $Dst(i)=A_N^{Dst}+B_N^{Dst}FC_N(i)$; $ap(i)=A_N^{ap}+B_N^{ap}FC_N(i)$; $Kp(i)=A_N^{Kp}+B_N^{Kp}FC_N(i)$, где $C_N(i)$ – значения функций связи $FC1-FC10$ в i -й точке.

3. Результаты

На рис. 2 показаны полученные значения коэффициентов корреляции R между индексами Dst^* , Kp , ap и функциями $FC1-FC10$ в типах СВ: CIR и Sheath (верхняя панель); MC и Ejecta (нижняя панель). Коэффициенты R в паре $FC-Dst^*$ имеют невысокие (<0.6) значения для всех FC (за исключением $FC9$) для всех типов СВ. В паре $FC-ap$ коэффициенты R для всех типов СВ имеют значения > 0.6 (за исключением $FC1$ и $FC2$), достигая значений $\sim(0.7-0.8)$ для MC- и Sheath-событий. Для CIR- и Ejecta-событий значения R в паре $FC-ap$ варьируются от 0.4 до 0.65. В целом, наиболее тесная корреляционная связь получена для ap -индекса, самая слабая для Dst^* , и промежуточная – для Kp -индекса.

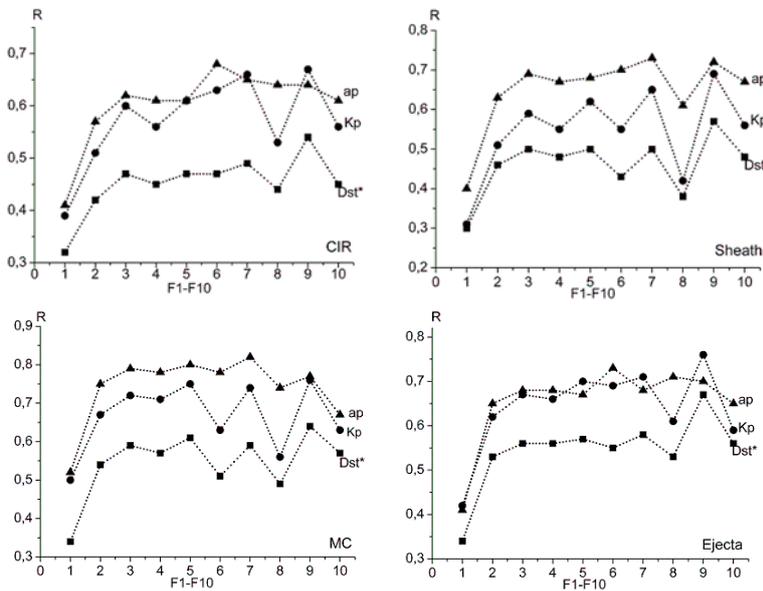


Рисунок 2. Коэффициенты корреляции R между функциями $FC1-FC10$ и индексами Dst^* , Kp , ap по данным за 1995-2016 гг. для 4-х типов СВ: CIR и Sheath (верхняя панель) и MC и Ejecta (нижняя панель)

Геоэффективность (т.е., меру «отклика») каждой из FC можно оценить по значениям коэффициентов регрессии в ее линейной связи с индексами Dst^* , Kp , ap , представленных в таблице 2. Из-за разных размерностей функций FC сравнение их затруднительно, однако из табл. 2 следует, что для большинства FC наиболее сильный «отклик» (т.е. наиболее сильное изменение в индексе в ответ на единичное изменение FC) имеет место для MC- и Ejecta-событий, в то время как для индекса Kp наиболее высокая геоэффективность обнаруживается для CIR- и Ejecta-событий. Для пары $FC-ap$, для которой получены самые высокие коэффициенты корреляции (и, соответственно, статистически значимая корреляционная связь) наибольшие коэффициенты регрессии, т.е. наибольшая геоэффективность, характерна для типов солнечного ветра MC и Sheath.

Таблица 2. Коэффициенты регрессии в линейной связи между FC и индексами $-Dst^*$, Kp и ap для типов СВ: CIR, Sheath, MC и Ejecta.

FC	CIR			Sheath			MC			Ejecta		
	$-Dst^*$	Kp	ap									
$FC1/10^3$	3.98	2.86	4.26	3.81	1.79	4.99	3.77	2.27	5.34	4.88	3.66	3.99
$FC2/10^3$	8.45	6.10	9.68	8.43	4.10	11.28	9.59	4.91	12.35	12.66	8.93	10.31
$FC3/10^3$	8.83	6.55	9.72	8.11	4.27	10.96	9.69	4.89	12.18	12.17	8.78	9.76
$FC4/10^3$	9.31	6.81	10.45	8.78	4.42	11.79	10.18	5.29	12.98	13.28	9.48	10.77
$FC5/10^3$	2.53	1.92	2.74	2.74	1.51	3.66	3.28	1.68	4.07	3.44	2.54	2.71
$FC6/10^3$	1.17	0.92	1.41	0.73	0.42	1.15	1.09	0.56	1.58	2.14	1.63	1.88
$FC7/10^4$	0.18	0.14	0.20	0.19	0.11	0.27	0.26	0.14	0.33	0.28	0.21	0.22
$FC8/10^3$	0.55	0.39	0.69	0.25	0.12	0.39	0.45	0.21	0.64	1.13	0.79	1.01
$FC9/10^2$	0.07	0.05	0.07	0.09	0.05	0.11	0.10	0.05	0.11	0.10	0.07	0.07
$FC10/10^3$	0.68	0.50	0.78	0.65	0.34	0.88	0.64	0.30	0.72	0.98	0.63	0.76

Заключение

Выполненный корреляционный анализ показал:

- для всех типов СВ самая тесная корреляционная связь и самые высокие значения коэффициента корреляции получены для связи в парах $FC-ap$;
- для всех типов СВ самая слабая корреляционная связь и самые низкие значения коэффициента корреляции получены для связи $FC-Dst^*$;
- для ap -индекса, для которого получены статистически значимые высокие значения коэффициентов корреляции, наибольшая геоэффективность функций связи, определенная по значениям коэффициентов регрессии, характерна для Sheath- и MC-событий в СВ.
- соотношения между эффективностями функций FC в разных типах СВ, определенных по значениям коэффициентов регрессии, зависят от вида FC .

Список литературы

1. Newel P.T., Sotirelis T., Liou K., Meng C.-I., Rich F.J.: A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables, *J. Geophys. Res.*, 112, A01206, doi:10.1029/2006JA012015, 2007.
2. Borovsky J.E.: Canonical correlation analysis of the combined solar-wind and geomagnetic-index data sets *J. Geophys. Res.*, 119, doi 10.1002/2013JA019607, 2014.
3. Borovsky J.E., Birn J.: The solar wind electric field does not control the dayside reconnection rate, *J. Geophys. Res. Space Physics.*, 119, doi:10.1002/2013JA019193, 2014.
4. Burton R.K., McPherron R.L., Russel C. J.: An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst , *Geophys. Res.*, 80, 4204- 4214, 1975.
5. Kan J.R., Lee L.C.: Energy coupling function and solar wind-magnetosphere dynamo, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 577-580, 1979.
6. Wygant J.R., Torbert R.B., Mozer F.S.: Comparison of S3-3 polar cap potential drops with the interplanetary magnetic field and models of magnetopause reconnection, *J. Geophys. Res.*, 88, 5727- 5735, 1983.
7. Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю.: Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг., *Космические исследования*, 47, 2, 99-113, 2009.
8. Yermolaev Y.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G., Yermolaev M.Y. Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath and ICME in generation of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 117, A00L07, doi:10.1029/2011JA017139, 2012.
9. Николаева Н.С., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г.: Зависимость геомагнитной активности во время магнитных бурь от параметров солнечного ветра для разных типов течений, *Геомагнетизм и Аэронаука*, 51,1, 51–67, 2011.
10. Nikolaeva N.S., Yermolaev Y.I., Lodkina I.G.: Predicted dependence of the cross polar cap potential saturation on the type of solar wind stream, *Adv. Space Res.*, doi: doi.org/10.1016/j.asr.2015.06.029, 2015.
11. Николаева Н.С., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г.: Зависит ли генерация магнитной бури от типа солнечного ветра? *Геомагнетизм и Аэронаука*, 57, 25, 555–561, 2017.
12. Plotnikov I.Y., Barkova E.S.: Nonlinear dependence of Dst and AE indices on the electric field of magnetic clouds, *Adv. Space Res.*, 40, 1858-1862, 2007.
13. Despirak I.V., Lubchich A.A., Yahnin A.G. et al.: Development of substorm bulges during different solar wind Structures, *Ann. Geophys.*, 27, 5, 1951–1960, 2009.
14. Boroyev R.N., Vasiliev M.S.: Substorm activity during the main phase of magnetic storms induced by the CIR and ICME events, *Adv. Space Res.*, V. 61. P. 348-354. doi:org/10.1016/j.asr.2017.10.031, 2018.
15. Temerin M., Li X., J.: Dst model for 1995-2002, *J. Geophys. Res.*, 111, A04221, doi:10.1029/2005JA011257, 2006.
16. Perreault P., Akasofu S.-I.: A study of geomagnetic storms, *Geophys. J. Int.* 54, 547-573, 1978.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.38-41

СЛОЖНЫЕ ЭМИССИИ Pc1 НА ПОЗДНЕЙ ФАЗЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СИЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ БУРИ В СЕНТЯБРЕ 2017

Ф.З. Фейгин, Н.Г. Клейменова, Л.М. Малышева, Ю.Г. Хабазин

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Российская Федерация

Аннотация. Исследуется необычный всплеск геомагнитных пульсаций Pc1 со сложным динамическим спектром, наблюдаемый в конце восстановительной фазы магнитной бури 7–8 сентября 2017 года. Данные наблюдений на цепочке индукционных магнитометров IMAGE показали, что динамический спектр этих пульсаций был аналогичным на геомагнитных широтах 57–67°. Необычный спектр Pc1 пульсаций, по-видимому, является результатом суперпозиции двух ионно-циклотронных эмиссий, генерирующихся на разных L -оболочках. Одна эмиссия связана со «старой» плазмопаузой, сформированной при спокойных геомагнитных условиях ($K_p=0$) 10 сентября, а вторая эмиссия может быть связана с резким возрастанием магнитной активности до $K_p=3$ в ночь на 11 сентября и затем постепенным уменьшением динамического давления солнечного ветра, что привело к перемещению плазмопаузы к большим L -оболочкам.

Введение

Интерес к изучению пульсаций Pc1 связан с важной ролью, которую они играют в системе солнечно-земных связей. Pc1 пульсации генерируются в результате циклотронной неустойчивости протонов радиационных поясов с анизотропным распределением скоростей [Cornwall, 1966; Kennel and Petchek, 1966; Feygin and Yakimenko, 1971, и многие другие]. Эти пульсации чувствительны к изменениям динамики и структуры магнитосферы. Целью данной работы является исследование новых необычных пульсаций и их связи с геофизическими процессами в магнитосфере и солнечном ветре.

Магнитная буря 7-8 сентября 2017 г.

На спаде 24-го цикла солнечной активности 7-8 сентября 2017 года произошла сильная магнитная буря с $Dst \sim -150$ нТл и $K_p = 8$. Перед бурей магнитная активность была повышенной ($K_p \sim 2-4$), но 9 сентября K_p -индекс упал до $K_p = 0$ (рис. 1, 2). В ходе этой бури на цепи скандинавских индукционных магнитометров было зарегистрировано только одно событие Pc1 с необычно сложным спектром (рис. 3, 4).

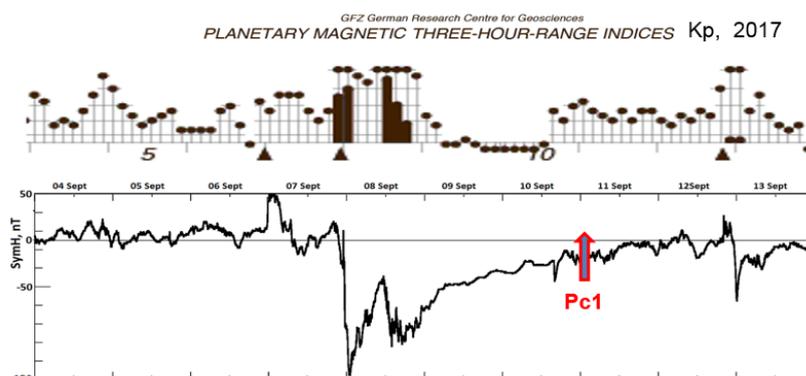


Рисунок 1. Вариации K_p и $SymH$

Необычные Pc1 пульсации

Pc1 событие 11 сентября 2017 представляло собой суперпозицию двух разных эмиссий, генерируемых одновременно в двух разных источниках.

Первая эмиссия напоминала классические пульсации Pc1 продолжительностью ~ 4 часа при несколько увеличивающейся центральной частоте (от $\sim 1,4$ до $1,7$ Гц), но с необычно широкой полосой ($\sim 0,6$ Гц). Такие Pc1 пульсации обычно генерируются вблизи плазмопаузы [Guglielmi, Kangas, 2007; Kangas et al., 1998]. Мы полагаем, что генерация этих волн связана со «старой» плазмопаузой, сформировавшейся в предшествующий спокойный период ($K_p=0$).

Вторая эмиссия Pc1 представляла собой серию всплесков (диапазон частот 2–3 Гц, $Kp=3$) с периодом повторения от 7 до 15 мин. Такие серии всплесков – редкое событие. Каждый всплеск длился около 20–25 мин, при этом центральная частота практически не изменялась, но каждый следующий всплеск начинался с более низкой частоты. Все всплески имели широкий частотный спектр $\Delta f/f_0 \sim 0.4$ по сравнению с классическими «жемчужинами» (у которых $\Delta f/f_0 \sim 0,1$). Общий тренд частоты был от 2,5 Гц до 1,5 Гц и продолжался от 01 UT до 02.30 UT.

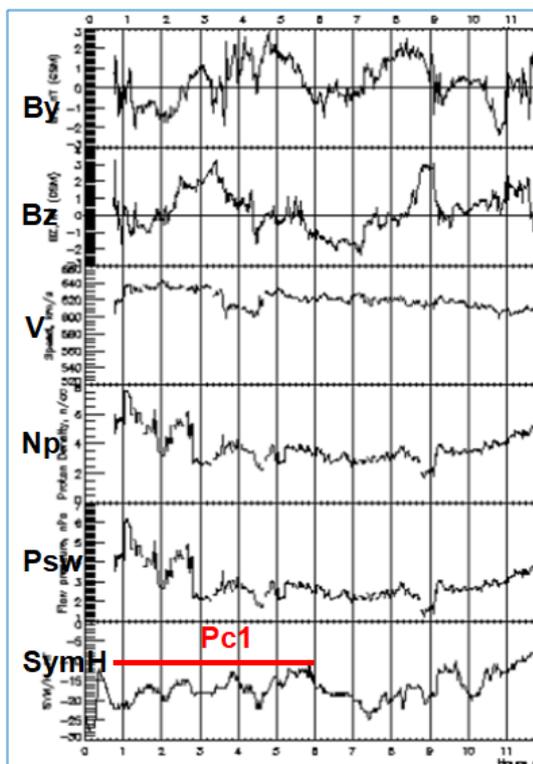


Рисунок 2. Данные по ММП и солнечному ветру 11 сентября

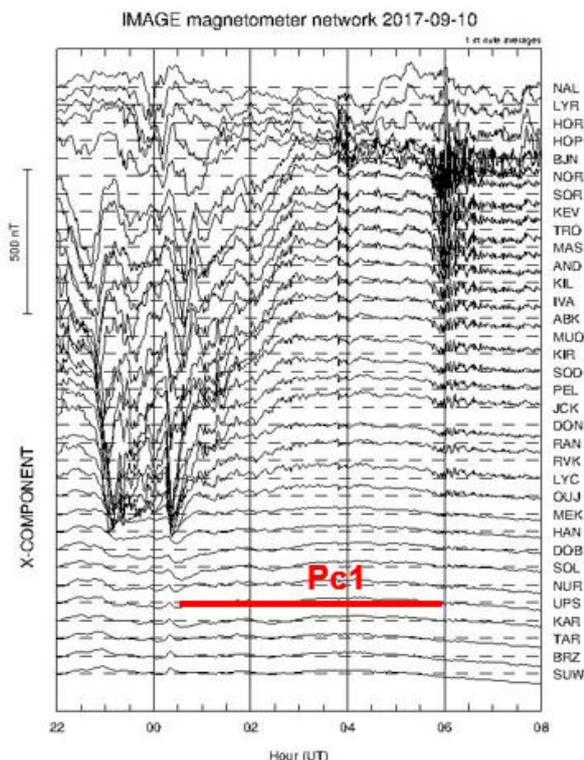


Рисунок 3. IMAGE магнитограмма 10-11 сентября

Обсуждение

Положение плазпаузы при $Kp=3$ можно оценить по формуле $L_{mp} = 6.0 - 0.6Kp$ [Binsack, 1967]. Таким образом, в начале второй эмиссии Pc1 плазпауза могла находиться на $L \sim 4.2$.

Характер второй эмиссии Pc1 можно объяснить в рамках общепринятой модели резонансного взаимодействия электромагнитных ионных циклотронных (ЭМИЦ) волн с горячими анизотропными протонами в магнитосфере Земли (см., например, Demekhov, 2007]. Максимальное усиление ЭМИЦ волн происходит на частоте [Feygin and Yakimenko, 1971; Gendrin et al., 1971]:

$$\omega_0 = \frac{e_i}{4\pi m_i c} \frac{B^2}{(4\pi m_i N_i)^{1/2} U_{||}}, \quad (1)$$

где $U_{||}$ – тепловая продольная скорость горячих протонов, B – геомагнитное поле в области генерации, а N_i – эффективная концентрация ионов.

Известно, что наиболее благоприятная область генерации Pc1 находится вблизи плазпаузы. В течение рассматриваемого временного интервала из-за значительного снижения динамического давления солнечного ветра (Psw) от 6 нПа до 2 нПа (рис. 5б) область генерации волн расширилась, а плазпауза переместилась на более высокие L -оболочки.

В соответствии с этим мы предполагаем, что источник пульсации Pc1 в фазе восстановления магнитной бури сдвинулся также на более высокие L -оболочки, т.е. в область с уменьшенным магнитным полем (входящим в уравнение (1) как B^2) и плотностью фоновой плазмы. Оба этих параметра управляют частотой Pc1 (см. уравнение (1)). Однако влияние магнитного поля более значимо, чем изменение плотности плазмы.

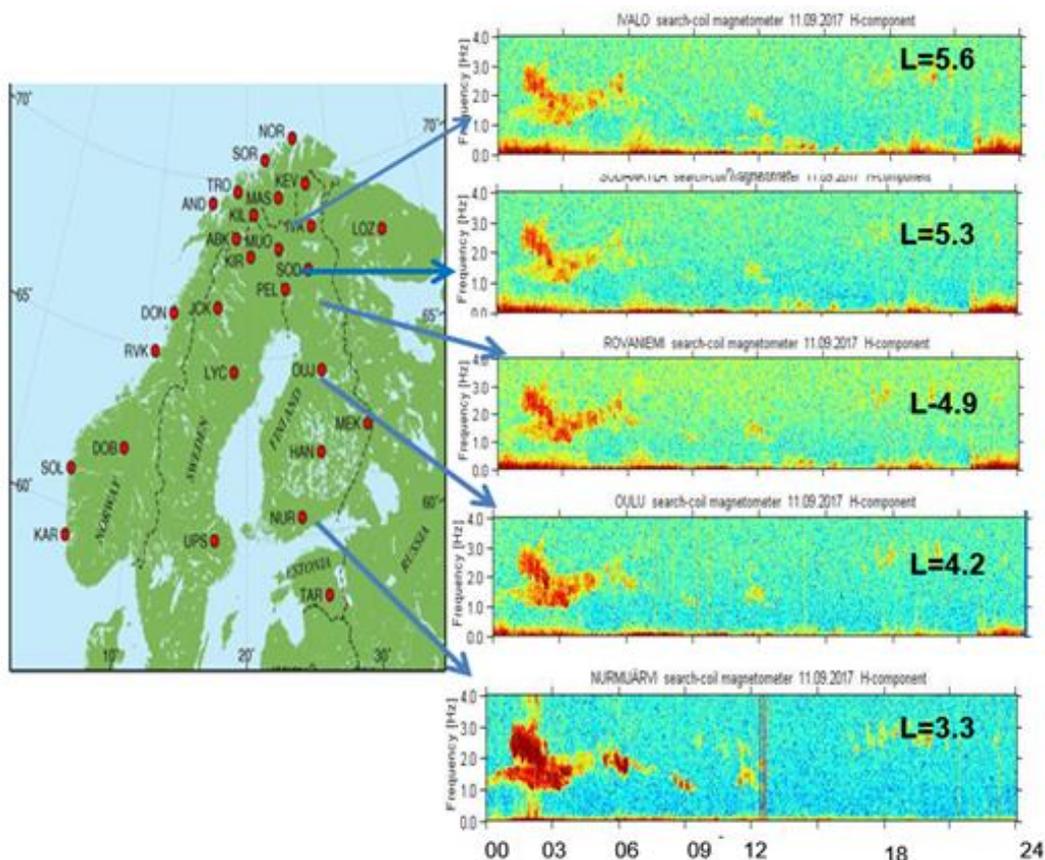


Рисунок 4. Спектрограммы Pc1 на Скандинавских станциях

Такое движение источника может привести к уменьшению частоты Pc1, как это видно на всех рассматриваемых станциях на 01–03 UT (рис. 4).

Другой особенностью рассматриваемых событий являются довольно широкие динамические спектры пульсаций (рис. 5а), что может быть результатом уширения спектра волны из-за квазилинейного взаимодействия с частицами.

Различные формы динамического спектра можно объяснить на основе одного только предположения о генерации Pc1 циклотронной неустойчивостью. Согласно результатам, полученным [Gendrin et al., 1971], ширина полосы спектра Pc1 определяется магнитным полем и плотностью фоновой плазмы в верхней части силовой линии геомагнитного поля, и мы можем приблизительно оценить, это как

$$\Delta\omega \propto B^{1/2} N_i^{3/2}. \quad (2)$$

Около 01.00 UT плазмосфера была поджата, а плазмопауза находилась в области с увеличенными магнитным полем и плотностью фоновой плазмы. Как следствие, и спектральная ширина Pc1 в это время была увеличена. Позднее (в нашем случае около ~ 02.30 UT), когда плазмопауза сдвинулась к более высоким L , то есть в область низкого магнитного поля и более низкой плотности фоновой плазмы, ширина спектра Pc1 уменьшилась.

Отметим, что высыпание протонов в ионосферу может изменить количественные параметры ионосферы, а это, в свою очередь, может привести к изменению частоты пропускания частотного диапазона через ионосферный альвеновский резонатор [Yahnin et al., 2007].

Выводы

1. Во время сильной магнитной бури 7–8 сентября 2017 года было обнаружено необычное событие Pc1 в конце поздней фазы восстановления магнитной бури.
2. Эти пульсации с похожими сложными динамическими спектрами наблюдались на всех наземных скандинавских станциях, расположенных от $L=3.3$ до $L=5.6$ с максимумом амплитуды на самой низкоширотной станции (NUR, $L=3.3$).
3. Высказано предположение, что обсуждаемое Pc1 событие является суперпозицией двух ионно-циклотронных эмиссий, возбуждающихся на разных L -оболочках. Одна эмиссия связана со «старой»

плазмопаузой, сформированной при спокойных геомагнитных условиях ($K_p=0$) 10 сентября. Вторая может быть связана с новым положением плазмопаузы, образовавшимся 11 сентября при увеличенной магнитной активности ($K_p=3$). Затем, следуя уменьшению динамического давления солнечного ветра (P_{sw}), плазмопауза постепенно перемещалась к большим L -оболочкам, то-есть в область с меньшими значениями магнитного поля и плотности плазмы, а это приводило к наблюдаемому снижению частоты и уменьшению ширины спектра.

4. Сделан вывод, что необычный динамический спектр Pc1 пульсаций 11 сентября 2017 года определялся динамическим давлением солнечного ветра, динамикой плазмопаузы и нелинейными процессами.

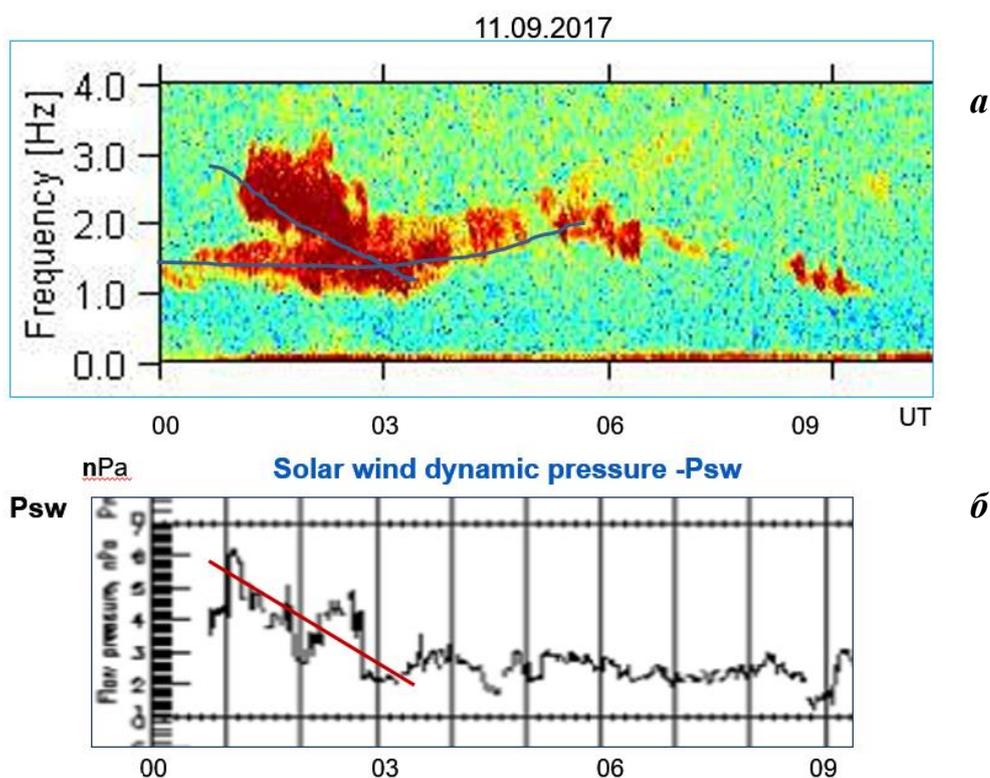


Рисунок 5. (а) – Спектрограмма Pc1 в обс. NUR ($L=3.3$), (б) – вариации Psw

Список литературы

- Binsack J.H. (1967). Plasmapause observations with the M.I.T. experiment on IMP 2, *J. Geophys. Res.*, 72, 5231–5237. DOI: 10.1029/JZ072i021p05231.
- Cornwall J.M. (1966). Micropulsations and the outer radiation zone, *J. Geophys. Res.*, 71, 2185–2199.
- Demekhov A.G. (2007). Recent progress in understanding Pc1 pearl formation, *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, 69, 1609–1622.
- Feygin F.Z., Yakimenko V.L. (1971). Appearance and development of geomagnetic Pc1 type micropulsations ("pearls") due to cyclotron instability of proton belt, *Ann. Geophys.*, 27, 49–55.
- Gendrin R., Lacourly S., Roux A., Solomon J., Feygin F.Z., Gokhberg M.B., Troitskaya V.A., Yakimenko V.L. (1971). Wave packet propagation in an amplifying medium and its application to the dispersion characteristics and to the generation mechanism of Pc1 events, *Planet. Space Sci.*, 19, 165–194.
- Guglielmi A., Kangas J. (2007). Pc1 waves in the system of solar terrestrial relations: New reflections // *J. Atmosph. Solar-Terrestrial Phys.*, 69, 1635–1643.
- Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. (1998). Morphology and physics of short-period magnetic pulsations, *Space Sci. Rev.*, 83, 435–512.
- Kennel C.F., Petschek H.E. (1966). Limit on stably trapped particle fluxes, *J. Geophys. Res.* 71, 1–28.
- Yahnin A.G., Yahnina T.A. (2007). Energetic proton precipitation related to ion-cyclotron waves, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 69, 1690–1706.
- Yahnin A.G., Yahnina T.A., Semenova N.V., Popova T.A., Demekhov A.G. (2017). Proton aurora to the equator from the oval as a manifestation of the ion-cyclotron instability in the Earth' magnetosphere (brief review), *Proc. 40-th Apatity Semin. Physics of Auroral Phenomena*, 40, 66–73.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.42-45

KAPPA DISTRIBUTIONS AND FEATURES OF MAGNETOSPHERIC DYNAMICS

E.E. Antonova^{1,2}, M.V. Stepanova³, I.P. Kirpichev², I.L. Ovchinnikov¹, V.G. Vorobjev⁴, O.I. Yagodkina⁴, V.V. Vovchenko², M.S. Pulinets¹, S.S. Znatkova¹, N.V. Sotnikov¹, S.K. Mit⁵, P.S. Kazarian⁵

¹Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia, e-mail: elizaveta.antonova@gmail.com

²Space Research Institute (IKI) Russian Academy of Science, Moscow, Russia

³University of Santiago de Chile, Chile

⁴Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

⁵Physical faculty, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Abstract. Electron and ion distribution functions in the magnetosphere of the Earth in many cases can be described by kappa distributions. Such distributions have a Maxwellian core and a power law spectrum at high energies. Kappa distributions are formed due to relaxation of nonequilibrium distribution functions to the Maxwellian distributions in the conditions of collisionless magnetospheric plasma. Analysis of parameters of kappa distribution is very interesting for the solution of such problems as plasma heating and particle acceleration. Examples of approximations of observed ion distribution functions by kappa distributions during magnetically quiet conditions and bi-kappa distributions in the case when plasma populations from two sources are mixed are obtained. Changes of kappa parameters along the trajectories of the flights of THEMIS mission satellites are analyzed. It is shown, that the analysis of the parameters of kappa approximations is the effective method of the magnetospheric dynamics study.

1. Introduction

Magnetosphere of the Earth is the collisionless plasma system. Long-range interactions determine the main features of magnetospheric dynamics, which produce its very complicated and poorly predicted character. However, in many cases distribution functions in the magnetosphere in a wide energy range can be described by kappa distribution, which means the action of comparatively quick relaxation processes and the transform of very anisotropic distributions with multiple gradients in phase space (for example, particle beams) in comparatively smooth near to isotropic distributions. Such process is especially important in the high latitude magnetosphere, where plasma pressure is near isotropic and where the distribution of plasma pressure determines the magnetospheric dynamics.

Kappa distribution has the form

$$f(E) = \frac{n_0}{\pi^{3/2}} \frac{1}{E_0^{3/2} k^{3/2}} \frac{\Gamma(k+1)}{\Gamma(k-1/2)} \left[1 + \frac{E}{kE_0} \right]^{-k-1}, \quad (1)$$

where n_0 is the particle density, m is the mass of a particle, E is the characteristic energy of the particles (related to the thermal speed of the distribution), E_0 is the core energy, Γ is the Euler gamma function [Livadiotis, 2017]. Kappa distributions arise from Tsallis statistics as a generalization of Boltzmann-Gibbs statistics for systems that are in a stationary state but out of thermal equilibrium [Tsallis, 1988]. For $k \rightarrow \infty$ (1) tends to the Maxwellian distribution:

$$f(E) = \frac{n_0}{E_0^{3/2} \pi^{3/2}} \exp\left\{-\frac{E}{E_0}\right\}. \quad (2)$$

Measurements of particle fluxes in a wide energy range and intercalibration of different measurements are required to obtain the parameters of kappa distribution. That is why very limited information have been obtained till now (see [Stepanova and Antonova, 2015; Kirpichev et al., 2017] and references in these papers). In this paper we shall analyze ion spectra obtained during realization of THEMIS mission. Ion spectra were obtained by the electrostatic analyzer (ESA) [McFadden et al., 2008] and the solid-state telescope (SST) aboard the satellites of this mission [Angelopoulos, 2008]. The ESA and SST instruments do not allow the determination of the ion composition and it is assumed that protons make the main contribution to the ion flux. The magnetic field measurements (with a time resolution of 3 s) were obtained by the fluxgate magnetometer (FGM) [Auster et al., 2008]. 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. Data products of the THEMIS satellite mission are available online (<http://themis.ssl.berkeley.edu/>, <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>) [Angelopoulos, 2008; Sibeck and Angelopoulos, 2008]. High energy channels of SST device can be affected by cosmic rays and showed, as a rule, low statistics. That is why energy channels greater than

300 keV was not used in the analysis. Low energy channels of ESA also were not used due to the contamination from the spacecraft potential and photoelectrons.

2. Single kappa distributions for ions inside the magnetosphere

We selected for the preliminary analysis very quiet period on October 9, 2008 when THEMIS-D satellite crossed the dayside magnetosphere from $X=5R_E$ till near to magnetopause at $10 R_E$ in GSM. This region is very poorly investigated, as most researches were sure that the auroral oval is mapped to the plasma sheet. However, after selection the surrounding the Earth plasma ring with the same plasma characteristics as in the plasma sheet [Antonova *et al.*, 2013, 2014a], it was shown that the main part of the auroral oval is mapped to this ring. This finding selects the region with $X>5R_E$ as the most interesting for the study.

Fig. 1a shows an example of measured ion spectra by THEMIS-D satellite on October 9, 2008 in the dayside magnetosphere with one minute time averaging from 10:22 to 10:23 UT and pitch-angle averaging in the range of 45° - 135° (black line), and obtained kappa approximation (blue line). It is possible to see comparatively good spectra approximation by kappa function. Fig. 1b shows an example of variations of parameters of kappa approximations along the THEMIS-D trajectory. First panel shows three components of interplanetary magnetic field (IMF) and its magnitude, second panel shows the solar wind dynamic pressure, third panel shows the differential ion fluxes measured in the pitch angle interval of 45° - 135° . Three next panels show the characteristic energy, k and ion number density obtained by fitting the differential ion fluxes with kappa distributions. The bottom panel shows the magnetic field value and its B_z component, which practically coincide (satellite was near the equatorial plane) with that measured by the THEMIS-D. By analyzing Fig. 1b it is possible to see that during selected very quiet period ($|Dst| < 3$ nT, $|AE| < 50$ nT) spectra slope was very stable (k was near to 5) at geocentric distances smaller than $7.5 R_E$. The core energy is decreased from 3 to 2 keV. Number density was practically unchanged. At larger geocentric distances, it is possible to observe a small increase in k and E_0 and the increase of their scattering. However, n_0 continues to be rather stable. It is possible to observe the regions containing the intrusion of the low energy magnetosheath plasma, in which single kappa approximation is inapplicable.

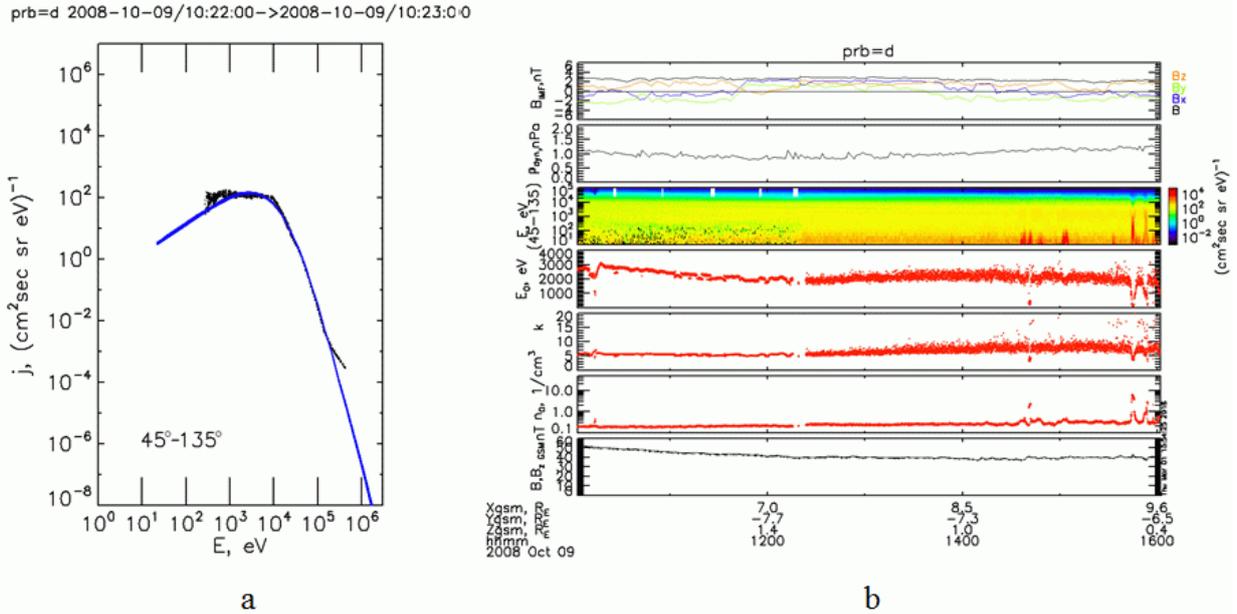


Figure 1. An example (event October 9, 2008) of the measured ion spectra (*black*) in the daytime magnetosphere and its kappa-approximation (*blue*) (*a*) and variation of parameters of kappa approximation along satellite trajectory (*b*).

3. Bi-kappa distribution in the region of plasma mixing

Due to particle penetrations through the magnetopause, magnetosheath plasma appears inside the magnetosphere forming the low latitude boundary layer (LLBL), on the other hand magnetospheric ions penetrate inside the magnetosheath forming the ion leakage. In spite of multiple researches of particle penetration through the magnetopause, the problem continues to be unsolved. It is only clear, that at large magnetic shear at the magnetopause the magnetospheric ions can freely penetrate through magnetopause current sheet when the ion Larmor radii are comparable or larger than the thickness of the magnetopause [Kirpichev *et al.*, 2017].

Fig. 2a,b shows an example of measured ion spectra when THEMIS-D satellite crossed the magnetopause on July 20, 2007 (black lines). Single kappa approximation was used inside the magnetosphere (blue line) and bi-kappa inside

the magnetosheath (orange lines). High (red) and low (green) energy components are also shown. Time averaging due to increased particle fluxes at slightly disturbed period (Dst=-22 nT, AE=600 nT) was 35 s and 23 s respectively. It is possible to see the possibility to use single kappa approximation inside the magnetosphere and bi-kappa inside the magnetosheath. The existing of two different plasma populations is especially easy to see inside the magnetosheath, where thermalized solar wind plasma with temperature $\sim 10^2$ eV mixed with the hot population penetrating from the magnetosphere. It is possible to see practical coincidence of the slopes of high-energy parts of spectra inside and outside the magnetosphere. However, fluxes of energetic particles are slightly reduced inside the magnetosheath in comparison with the magnetospheric fluxes. Region inside the magnetosphere under the magnetopause is practically the LLBL region containing plasma penetrated from the magnetosheath. Therefore, the approximation by single kappa on Fig. 2a describes only part of spectra with energy larger than 10^3 eV. However, it is difficult to use bi-kappa approximation as was done on Fig. 2b. Therefore, it is possible to conclude that here we see the formation of unified plasma population from two mixed populations.

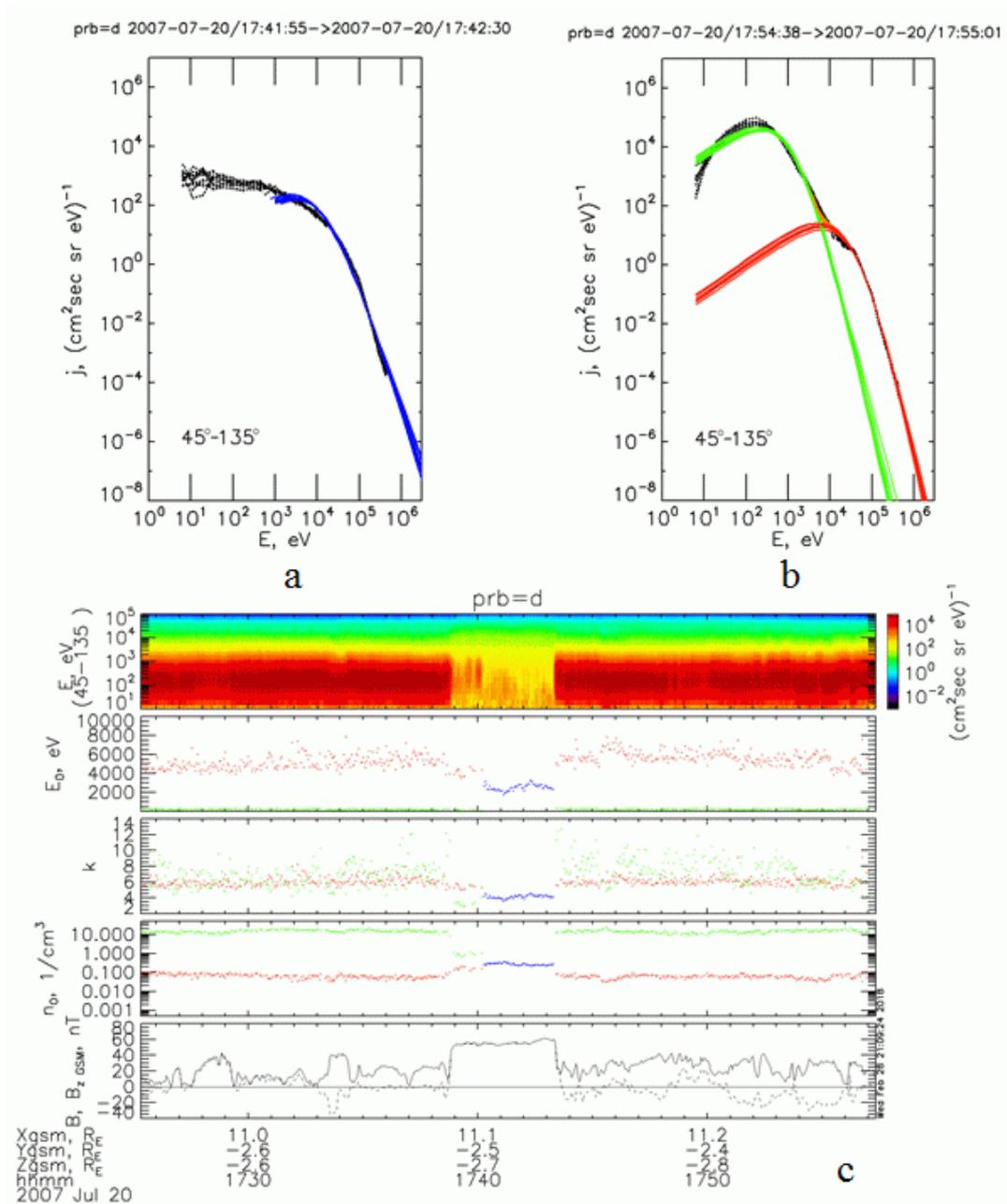


Figure 2. Examples of the measured ion spectra (black) in the daytime magnetosphere and its kappa-approximation (blue) (a) and in the magnetosheath fitted by a bi-kappa distribution (orange curves, green lines show low energy component, red lines show high energy) (b), and variations of parameters of kappa approximation along satellite trajectory (c).

Fig. 2c shows differential ion fluxes with pitch-angle averaging in the range of 45° - 135° , parameters of kappa (blue points) and bi-kappa (green and orange points) approximations, magnetic field and its Bz component correspondingly in GSM. Methods used for obtaining approximations were the same as in [Kirpichev *et al.*, 2017]. It is possible to see great magnetic field fluctuations inside the magnetosheath and large scattering of k and E_0 . At the same time, we see comparatively stable plasma density for both populations.

4. Conclusions and discussion

We analyzed as an examples two events of spectra measurements along the orbit of THEMIS-D satellite and its approximations by kappa distributions. We think that using of such approximations is very informative for the study of magnetospheric dynamics. Study of MHD parameters such as density, temperature and especially plasma pressure is extremely useful for crude description of the system such as large-scale magnetospheric configuration, system of transverse and field-aligned currents, pressure transport etc. However, it cannot help for investigations of particle acceleration and heating, relaxation of observed particle beams and many other kinetic processes. Determination of kappa approximation parameters, naturally, cannot be used for the analysis of fully kinetic processes. But it can help in the large scale analysis of global processes. In comparison with Maxwellian distribution, which contains only two parameters, kappa function contains three parameters and describes the most typical feature of collisionless plasma systems – the power low tail. It is possible to hope that wide using of kappa approximations will help to solve many actual problems in the physics of magnetosphere.

Acknowledgements. We acknowledge the members of THEMIS teams for the use of data. The work of EEA, IPK, ILO, VVV, MSP, SSZ, NVS, SKM, PSK is supported by the grant of Russian Foundation for Basic Research No 18-05-00362, the work MSS by Chilean FONDECYT No 1161356 grant and CONICYT PIA Project "Anillo de Investigacion en Ciencia y Tecnologia" ACT1405.

References

- Angelopoulos, V. (2008), The THEMIS mission, *Space Sci. Rev.*, *141*, 5–34, doi:10.1007/s11214-008-9336-1.
- Antonova, E.E., I.P. Kirpichev, V.V. Vovchenko, M.V. Stepanova, M.O. Riazantseva, M.S. Pulnits, I.L. Ovchinnikov, and S.S. Znatkova (2013), Characteristics of plasma ring, surrounding the Earth at geocentric distances ~ 7 – $10R_E$, and magnetospheric current systems, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* *99*, 85–91, doi:10.1016/j.jastp.2012.08.013.
- Antonova, E.E., I.P. Kirpichev, and M.V. Stepanova (2014a), Plasma pressure distribution in the surrounding the Earth plasma ring and its role in the magnetospheric dynamics, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* *115*, 32–40, doi:10.1016/j.jastp.2013.12.005.
- Antonova, E.E., V.G. Vorobjev, I.P. Kirpichev, and O.I. Yagodkina (2014b), Comparison of the plasma pressure distributions over the equatorial plane and at low altitudes under magnetically quiet conditions, *Geomagnetism and Aeronomy* *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.
- Auster, H.U., et al. (2008), The THEMIS fluxgate magnetometer, *Space Sci. Rev.*, *141*, 235–264, doi:10.1007/s11214-008-9365-9.
- Kirpichev, I.P., E.E. Antonova, and M. Stepanova (2017), Ion leakage at dayside magnetopause in case of high and low magnetic shears, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *122*, P. 8078–8095. doi:10.1002/2016JA023735.
- 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, F. Mozer, V. Angelopoulos, K.-H. Glassmeier, and U. Auster (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.
- 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*, P. 3702–3714, doi:10.1002/2014JA020684.
- Tsallis, C. (1988), Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics, *J. Stat. Phys.*, *52*(1–2), 479–487, doi:10.1007/BF01016429.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.46-49

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ РЕГУЛЯРНОГО БАЛЛОННОГО МОНИТОРИНГА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В АПАТИТАХ И ДОЛГОПРУДНОМ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МАГНИТОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ

М.Б. Крайнев¹, Г.А. Базилевская¹, Б.Б. Гвоздевский²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия; e-mail: mkrainev46@mail.ru

²ФГБНУ “Полярный геофизический институт”, г. Апатиты, Россия

Аннотация. Обсуждаются проявления магнитосферных эффектов (прежде всего высыпаний релятивистских электронов, также вариаций геомагнитного поля) в данных эксперимента регулярного баллонного мониторинга космических лучей, проводимого ФИАН с 1957 г., а также пути повышения качества эксперимента и интерпретации его результатов с использованием т.н. детальной информации, получаемой в эксперименте в последние десятилетия.

1. Введение

Регулярный баллонный мониторинг (РБМ) космических лучей в земной атмосфере проводится ФИАН им. П.Н. Лебедева с 1957 г., в настоящее время – три раза в неделю в Апатитах, Долгопрудном и обл. Мирный (Антарктика). Прибор РБМ (два счётчика Гейгера, бародатчик, радиопередатчик) описан во многих работах [1, 2]. Стандартная информация (СИ) РБМ состоит из количества зарегистрированных наземной аппаратурой импульсов, генерированных передатчиком при прохождении через детекторы ионизирующих частиц, а также давления за каждую минуту полёта. Результаты РБМ широко используются при исследованиях галактических и солнечных космических лучей [3, 4]. Кроме того, опубликована обширная база характеристик высыпаний высокоэнергичных электронов (ВВЭ), зарегистрированных в эксперименте РБМ [5].

В последние десятилетия (с 1996 г. в Долгопрудном и с 2005 г. в Апатитах), помимо СИ, регистрируется также детальная информация (ДИ) – форма каждого зарегистрированного импульса (см. [6-8]). В статье после описания прибора и типов данных РБМ (раздел 2) кратко обсуждаются основные результаты анализа ВВЭ по данным СИ РБМ в Апатитах, а также другие возможные проявления геомагнитных эффектов в РБМ (раздел 3). В следующем разделе 4 приводятся типичные примеры детальной информации, зарегистрированной в полётах РБМ в Апатитах и Долгопрудном. На этих примерах реальная работа прибора сравнивается с идеальной и обсуждаются возможные проявления магнитосферных эффектов. Наконец, в разделе 5 сформулированы пути использования ДИ РБМ для повышения качества эксперимента и интерпретации его результатов.

2. Эксперимент РБМ и типы первичных результатов эксперимента

Эксперимент РБМ, его стандартный прибор, наземная аппаратура и идеальная схема, по которой он должен функционировать, неоднократно описаны [1, 2, 8]. При прохождении любой ионизирующей частицы через стенку одиночного счётчика Гейгера-Мюллера радиопередатчик генерирует импульс заданной длительности $L_1 \approx 900$ мкс. Аналогично при прохождении любой ионизирующей частицы через три стенки счётчиков, образующих вертикальный телескоп, радиопередатчик генерирует импульс заданной длительности, причём она зависит от того, замкнут контакт бародатчика ($L_2^{in} \approx 1400$ мкс) или нет ($L_2^{out} \approx 1600$ мкс). Амплитуда U^d импульса, испущенного в направлении наземного приемного пункта, зависит от угла между этим направлением и подвеской и изменяется в процессе раскачки зонда с периодом ≈ 6 с.

Наземный радиоприёмник выделяет все импульсы с амплитудой $U^r > U_{th} = 0.7$ В и длительностью $L > L_1 = 550$ мкс, количество которых за каждую минуту полёта зонда N_1 регистрируется. Аналогично регистрируется также количество импульсов N_2 с $L > L_2 = 1250$ мкс. По моментам t_i^{in}, t_i^{out} начал и концов замыкания i -ых контактов бародатчика ($i=7$) за каждую минуту полёта зонда, используя результаты предполётной градуировки бародатчика, определяется давление (или количество вещества атмосферы над прибором X , г/см²). Кроме того, счётчики и телескопы также проходят предполётную градуировку, результатом которой являются поправки $\alpha_{1,2} = N_{1,2}^{st}/N_{1,2}$ для приведения характеристик счётчиков (размеры, эффективности), которые изменялись за более, чем 60 лет эксперимента, к стандартным. Набор N_1, N_2, X за каждую минуту полёта зонда вместе с поправками и представляет собой стандартную информацию РБМ, получаемую в разных точках с 1957 г.

Как уже упоминалось, с 1996 г. в Долгопрудном и с 2005 г. в Апатитах, параллельно с СИ, регистрируется также детальная информация – форма каждого зарегистрированного импульса. Каждый принятый импульс с амплитудой $U_i > 0.16$ В и длительностью $L > 25$ мкс оцифровывался с периодом $\Delta L = 25$ мкс и время t_i и напряжение U_i каждого отсчёта регистрировались. Таким образом, информация, содержащаяся в ДИ, значительно больше той, что содержится в СИ. Это означает, что ДИ может быть использована как для воспроизводства и контроля СИ, так и изучения ионизирующего излучения в атмосфере Земли со значительно большим разрешением как по времени, так и по длительности импульсов и их амплитуде.

3. Основные результаты по эффектам магнитосферы, полученные из стандартной информации РБМ

В последнее время характеристики более 500 событий ВВЭ, зарегистрированных в эксперименте РБМ в Мурманской области с 1961 г. и собранных в каталоге [5], были проанализированы в основном для выявления их корреляций с индексами активности Солнца, солнечного ветра и гелиосферного магнитного поля, а также с характеристиками земной магнитосферы [9-10].

Если кратко сформулировать результаты этого анализа, 1) показана устойчивая связь ВВЭ с гелиосферными и магнитосферными индексами, характерная для общих представлений о поведении электронов внешнего радиационного пояса во время магнитных бурь и суббурь; 2) продемонстрирован возрастающий тренд с 1960-х до середины 2000-х годов в однородном ряде частоты ВВЭ, отсутствующий в межпланетных и магнитосферных процессах и, возможно, связанный с влиянием наземных радиопередатчиков, работающих в ОНЧ-диапазоне.

Однако кроме ВВЭ в данных РБМ можно ожидать и другие проявления геомагнитных эффектов. Это связано с тем, что в каждом полёте зонд РБМ в течение примерно полчаса находится в области низкой плотности и высокой интенсивности ионизирующего излучения и в регистрируемой в эксперименте информации могут проявляться геомагнитные вариации, а также, например, тонкая структура ВВЭ. Но извлечь эти проявления, имея лишь данные с разрешением 1 минута (СИ), трудно.

4. Детальная информация РБМ ДИ в Апатитах и Долгопрудном

В качестве примера ДИ на Рис. 1 приведено распределение всех зарегистрированных импульсов по длительности $N(L)$, а на Рис. 2 - временной ход мгновенной скорости счёта МСС, $1/(t_{i+1}-t_i)$, амплитуды U_i и длительности L_i каждого импульса, зарегистрированного в полёте в Апатитах 24.07.2017.

Кроме «нашлепок» на высотной кривой скорости счёта в конце полёта, заметных на верхней панели Рис. 2 и связанных с двумя ВВЭ (или с одним, но сложного профиля), на Рис. 2 видны сильные колебания амплитуды импульсов, видимо, связанных с болтанкой (колебаниями зонда) и сильные колебания, увеличение и разброс длительности импульсов непонятного происхождения, заметные также на Рис. 1. В данном полёте длительность импульсов возрастала, но часто она уменьшается, становится меньше порога, что приводит к просчётам, если не изменять соответствующим образом порог регистрации.

На верхней панели Рис. 3 для периода ВВЭ показана образованная из ДИ скорость счёта одиночного счетчика, усредненная за 1 сек (верхняя панель), а на нижней панели - амплитуда вэйвлет-преобразования полученного временного ряда (с второй производной от гауссовской функции в качестве материнского вэйвлета). Видно, что в интенсивности ионизирующей компоненты присутствует целый спектр колебаний в том числе 5-ти минутные, но для указания уровня их достоверности надо выделить в исследуемом временном ряду шум, т.е. случайную составляющую, что пока не сделано.

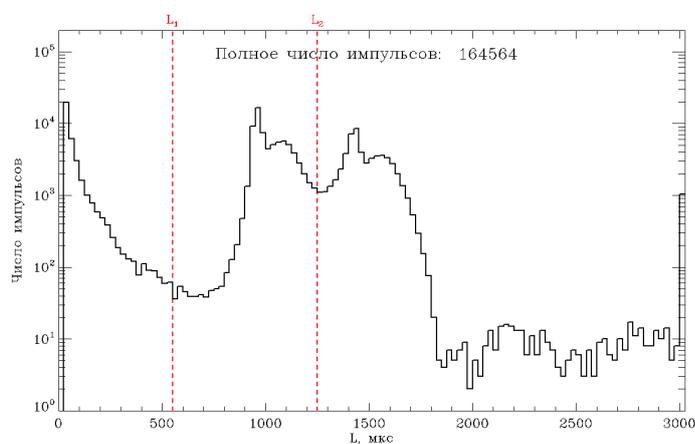


Рисунок 1. Распределение по длительности всех зарегистрированных импульсов в полёте 24.07.2017 в Апатитах. Две вертикальные штриховые линии отмечают пороги регистрации СИ по длительности.

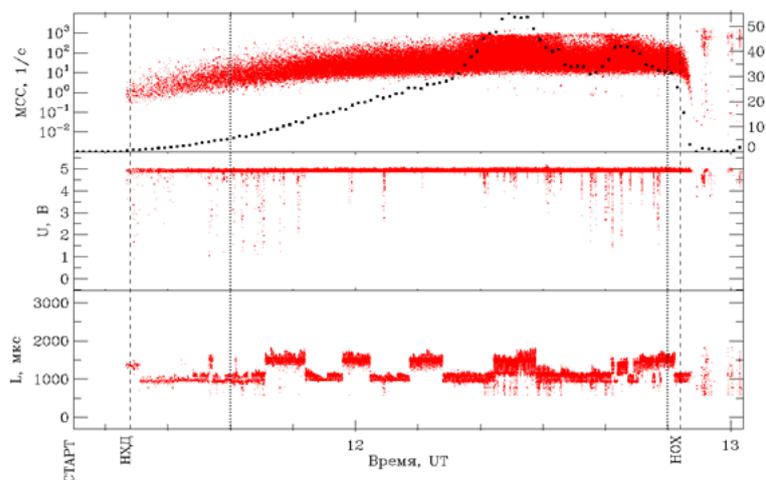


Рисунок 2. Временной ход мгновенной скорости счёта (верхняя панель, левая логарифмическая шкала), амплитуды (средняя панель) и длительности (нижняя панель) каждого импульса, зарегистрированного 24.07.2017 в Апатитах. Черными точками на верхней панели показана усредненная за 1 мин скорость счёта в линейном (правая шкала) масштабе. Более светлыми (красными) точками показаны характеристики всех импульсов от момента начала хороших данных (НХД) и до начала обратного хода (НОХ), отмеченных вертикальными штриховыми линиями. Пунктирными линиями выделен интервал времени, для которого проведён анализ колебаний скорости счёта, иллюстрированный на Рис. 2.

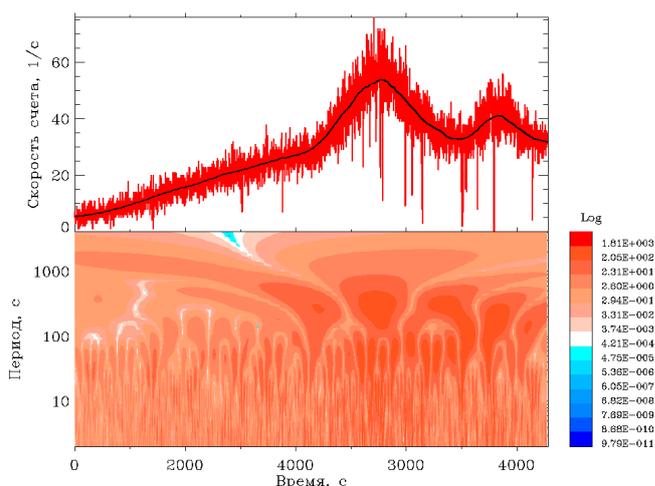


Рисунок 3. Усредненная за 1 сек (светлые/красные линии) скорость счёта одиночного счетчика в период, отмеченный пунктирными линиями на Рис. 2 (верхняя панель) и амплитуда ее вэйвлет-преобразования (нижняя панель). Чёрной линией на верхней панели показана скорость счёта, сглаженная с периодом 300 с.

В приборе РБМ, полет которого иллюстрирован на Рис. 1-3, как и во всех приборах после 2010 г., отсутствовал телескоп, что, конечно, сказалось на распределении по длительностям и т.д. Отметим, что в этой ситуации разделять события ВВЭ и сбои в аппаратуре, приводящие к всплескам скорости счёта, иногда затруднительно. В этой ситуации интересно, что во многих полётах в Долгопрудном также наблюдаются события, очень напоминающие ВВЭ, хотя геомагнитная широта Долгопрудного не позволяет отнести эти явления к выпадению релятивистских электронов из внешнего радиационного пояса. Интересно сопоставить спектр вариаций интенсивности ионизирующей компоненты на больших высотах в этих двух разнесенных по широте пунктах наблюдений.

5. Планы работ с ДИ РБМ

Для лучшего понимания работы РБМ, повышения качества эксперимента и интерпретации его результатов требуется осуществить ряд работ:

1. Работы, направленные на понимание реального функционирования зонда РБМ. Нам представляется, что в основе этой работы должно лежать симуляция электронной схемы прибора с помощью известных пакетов для моделирования аналоговых схем (например, PSPICE [11]) с учетом изменения температуры, стабильности электронных компонентов и т.д. Мы надеемся, что результатом этой работы может быть

не только понимание того, что происходило в полетах РБМ в прошлом, но и улучшение качества будущих полетов.

2. Работа по моделированию поля ионизирующих излучений в атмосфере Земли для детальной интерпретации данных РБМ. В основе может лежать использование пакета [12]. Здесь можно сформулировать две задачи:
 - 1) Уточнение характеристик различных компонент поля излучения, дающих вклад в РБМ. В частности, важно хорошо знать угловое распределение компонент для учета вклада в неизотропные детекторы РБМ, к тому же изменяющие свое положение и ориентацию в пространстве (из-за сноса и болтанки зонда). Существует оригинальная методика описания необходимых характеристик детекторов [6], но для применения ее результатов требуется знание углового распределения излучения в виде сферических функций.
 - 2) Требуются более детальные расчеты для интерпретации результатов РБМ (характеристики вторичных космических лучей в атмосфере) в терминах первичных космических лучей. Например, на основании анализа данных РБМ считается, что скорость счета одиночного счетчика $N_{1\max}$ в максимуме высотной кривой $N_1(X)$, где X – количество вещества на прибором, связана с интегральной интенсивностью протонов ГКЛ $J_p(T > 100 \text{ МэВ})$ определенным соотношением [13]. Однако хотелось бы понять, насколько это согласуется с моделированием прохождения ГКЛ через атмосферу. Важно знать, чем согласно моделированию, определяется количество вещества $X_{1\max}$, на котором максимум интенсивности достигается и т.д.
3. Методическая работа с ДИ РБМ. Требуется научиться выполнять с данными ДИ РБМ (последовательность импульсов) стандартные операции обработки, хорошо развитые для работы с временными рядами с постоянным шагом по времени (например, вэйвлет-анализ). Неясно, например, чем определяется и каков уровень шума в данных РБМ, ограничивающий надёжность выявленных вариаций интенсивности.
4. Наконец, надо привести к единообразному виду всю базу данных (БД) ДИ РБМ, которая в разные годы регистрировалась в разных форматах и сделать удобный инструмент (программную оболочку) для работы с исходными данными и БД РБМ. По окончании этой работы предполагается предоставить эту БД для работы в ИНТЕРНЕТ.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-00100_a, 18-02-00582_a).

Литература

1. Чарахчян А.Н. Исследование флуктуаций интенсивности космических лучей в стратосфере, вызываемых процессами на Солнце, УФН. Т. 83. №1. С. 35–62. 1964.
2. Bazilevskaya G.A., Svirzhevskaya A.K. On the stratospheric measurements of cosmic rays, Space Science Reviews, 85(3-4), 431-521, 1998.
3. 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.
4. Bazilevskaya G.A., Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I. et al., Solar proton events recorded in the stratosphere during cosmic ray balloon observations in 1957–2008, Adv. Space Res., **45**(5), 603-613, 2010.
5. Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Yu.I. et al., J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., **149**, 258, doi 10.1016/j.jastp.2015.12.006, 2016.
6. Корольков Д.Н., Дипломная работа, МИФИ, Москва, 1996.
7. Krainev M.B., Some additional results in the regular balloon monitoring of cosmic rays in the Earth's atmosphere, Adv. Space Res., **44**(10), 1138-1143, 2009.
8. Крайнев М.Б., Гвоздевский Б.Б., Детальная информация в эксперименте регулярного баллонного мониторинга космических лучей в 2005–2010 гг., Препринт ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН № 16. М., 52, 2010.
9. Базилевская Г.А., Калинин М.С., Квашнин А.Н. и др., Высыпания высокоэнергичных магнитосферных электронов и сопутствующие характеристики солнечного ветра, Геомагн. аэрон., **57**(2), 164-172, 2017.
10. Базилевская Г.А., Калинин М.С., Крайнев М.Б. и др., Долговременная эволюция частоты высыпаний магнитосферных электронов в атмосферу Земли, Изв. РАН, сер. физ., послана в печать, 2019.
11. <http://www.pspice.com>
12. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Модельный комплекс для исследования космических лучей RUSCOSMIC, Солнечно-земная физика, **2**(4), 3–10, 2016.
13. Стожков Ю.И., Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А. и др., Потoki космических лучей в максимуме кривой поглощения в атмосфере и на границе атмосферы (1957-2007), Препринт ФИАН № 14. М.: ФИАН, 77 с., 2007.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.50-53

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ В ЗЕМНОЙ КОРЕ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ С ПОВЫШЕННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬЮ С ПОМОЩЬЮ ДВУХЧАСТОТНОГО РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКОГО МЕТОДА

В.А. Любич, А.Е. Сидоренко

ФГБНУ “Полярный геофизический институт”, г. Мурманск, Россия
e-mail: lubchich@yandex.ru

Аннотация. В рудной геофизике часто возникают задачи по визуализации в земной коре местоположения областей с повышенной электропроводностью, перспективных на обнаружение рудных тел. Радиоголографический метод является удобным инструментом для решения подобных задач. Проведя площадные измерения магнитных компонент электромагнитного поля от контролируемого источника на изучаемом геологическом участке, с помощью радиоголографического метода можно эффективно локализовать в пространстве аномальные зоны с повышенной электропроводностью. Однако, при анализе результатов предшествующих работ была отмечена возможность появления «ложных» аномалий при голографической реконструкции распределения неоднородностей. Поэтому в 2017 году были проведены расширенные полевые исследования на участке Лойпишнюн Мончегорского рудного района по применению радиоголографического метода в двухчастотном варианте. Результаты измерений показали, что голографическая реконструкция распределения неоднородностей для разных частот электромагнитного поля позволяет отбраковать «ложные» аномалии и выделять те аномальные зоны, которые можно ассоциировать с рудными телами.

Проблема визуализации геоэлектрических неоднородностей в исследуемой среде часто возникает при решении различных геофизических задач, например, при поиске рудных тел в рудной геофизике. В тех случаях, когда достаточно выявить лишь местоположение аномально проводящих зон в земной коре, представляется целесообразным использовать радиоголографический метод как наиболее оперативный способ выявления картины распределения неоднородностей. Известно, что при проведении электромагнитных зондирований Земли в точках наблюдений фиксируется суперпозиция двух полей, первичного от контролируемого источника поля, которое можно рассматривать как опорную волну, и вторичные поля, обусловленные геоэлектрическими неоднородностями 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.

Использование радиоголографического метода для реконструкции местоположения источников аномальных полей в земной коре является новым подходом в развитии электромагнитных методов разведки и поисков месторождений полезных ископаемых. В монографии Е.Д. Терещенко [1] отмечалось, что радиоголографическую реконструкцию можно рассматривать как частный случай обратной задачи рассеяния, так как с ее помощью по измеренным электромагнитным полям, рассеянным на геоэлектрических неоднородностях, восстанавливается местоположение этих аномальных объектов. Геоэлектрические неоднородности в задачах рудной геофизики представляют собой, как правило, области с повышенной электропроводностью, являющиеся источниками аномальных электромагнитных полей.

Существует интегральное уравнение, связывающее голографически реконструированное магнитное поле H_H с искомой функцией источников аномальных электромагнитных полей j_m [2]:

$$H_H(r) = H_0(r) + 2i \int_V dr' j_m(r') \operatorname{Im} G_m(r, r') \quad (1),$$

где H_0 – напряженность нормального магнитного поля, определяемая контролируемым источником электромагнитных полей в отсутствие геоэлектрических неоднородностей в среде, $\operatorname{Im} G_m$ – мнимая часть тензора Грина магнитного типа, j_m – плотность фиктивных магнитных токов, i – мнимая единица, интегрирование ведется по области расположения аномальных источников V . Плотность фиктивных магнитных токов j_m формально можно определить через распределение плотности реальных вихревых токов j выражением [3]:

$$\mathbf{j}_m(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_V d\mathbf{r}' \mathbf{j}(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

Сеточная аппроксимация уравнения (1), когда нижнее полупространство разбивается на ячейки конечного объема, позволяет перейти к системе линейных уравнений относительно неизвестных значений функции аномальных источников \mathbf{j}_m , определение которых и является решением обратной задачи рассеяния.

Возможности радиоголографического метода были экспериментально проверены на участке Лойпишнюн Мончегорского рудного района. Участок Лойпишнюн находится на юго-восточном склоне Мончетундровского массива, расположенного в центральной части Печенгско-Варзугской рифтогенной структуры. Печенгско-Варзугская рифтогенная структура, пересекающая Кольский полуостров с северо-запада на юго-восток, представлена многочисленными интрузивными массивами основных и ультраосновных пород, к которым и приурочены рудопроявления и месторождения медно-никелевых, хромовых, титано-магнетитовых руд и металлов платиноидной группы.

В геологическом плане Мончетундровский массив представляет собой первично-расслоенный от дунитов до лейкогаббро стратифицированный лополит [4]. Отличительной особенностью строения массива является то, что помимо главной фазы интрузии в восточном борту массива выделяется дополнительная фаза - норит-габброноритовая, мощностью, в среднем, до 200 метров. К этой дополнительной фазе и относится сложнопостроенная зона развития сульфидоносных пород, которая имеет форму клина. Основание клиновидного блока выходит на поверхность с субвертикальным залеганием, а с глубиной эта зона постепенно сужается и подворачивается, так что на глубинах 1000 метров и более она принимает положение близкое к горизонтальному. Тем самым проявляется значительная асимметрия в строении Мончетундровского массива, когда ассоциация сульфидоносных пород приурочена главным образом к его восточному борту.

Для интрузивных массивов Печенгско-Варзугской рифтогенной структуры характерны два типа сульфидного медно-никелевого оруденения: магматический (сингенетический) и метаморфогенный (эпигенетический). На участке Лойпишнюн буровыми работами были выявлены оба типа сульфидного оруденения. Магматический тип оруденения широко представлен в породах дополнительной фазы интрузии: норитах, габброноритах, метагаббро. Эти породы содержат, как правило, бедно вкрапленную сульфидную минерализацию в количестве 1-3 %. Буровыми скважинами на участке были вскрыты также тела массивных сульфидных руд, относящиеся к метаморфогенному типу оруденения. Поскольку метаморфогенное оруденение развивается путем переотложения первичного магматического рудного вещества, оно приурочено, в основном, к зонам тектонических нарушений. Рудные тела этого типа обладают более густой вкрапленностью сульфидов до 50-60 %, обычно сочетающихся с гнездовым оруденением и развитием рудных прожилков. Мощность рудных зон составляет от нескольких метров до первых десятков метров [5].

При анализе результатов предшествующих работ 2012 года [2] была отмечена возможность появления «ложных» аномалий при голографической реконструкции распределения неоднородностей. В качестве одного из способов по отбраковке таких «ложных» аномалий было предложено проведение наблюдений на нескольких частотах. Поэтому в 2017 году были проведены расширенные полевые исследования по применению двухчастотного радиоголографического метода для локализации в пространстве рудных зон на участке Лойпишнюн Мончегорского рудного района.

Измерения проводились по десяти профилям длиной 900 метров, шаг наблюдений и расстояние между профилями составляли 100 метров. Таким образом была получена равномерная прямоугольная сетка пунктов наблюдений, включающая в себя 100 экспериментальных точек. Ориентация сетки в пространстве была выбрана так, чтобы одна из сторон планшета была перпендикулярна простиранию горных пород. Вследствие чего профили были проложены с юго-востока на северо-запад по азимуту 312^0 .

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. Стороны петли были ориентированы вдоль и поперек направления профилей. В петле генерировались гармонические сигналы частотой 34 и 136 Гц. Ток в рамке определялся с помощью измерителя на основе датчика Холла, сила тока в среднем составляла 4 - 8 А. Для получения фазовых характеристик первичного тока сигнал снимался с маленького участка петли, длиной 1 метр, и записывался в систему регистрации и сбора информации с точной привязкой по времени с помощью спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС/GPS [6].

В пунктах наблюдения производились измерения магнитных составляющих поля, в качестве приемной аппаратуры использовался трехкомпонентный индукционный магнитометр с цифровой системой регистрации и сбора информации, аналогичной комплекту из генераторной группы. Магнитные датчики ориентировались взаимно ортогонально, ось Y была направлена вдоль профилей. Благодаря точной привязке ко времени измеряемых сигналов использованный комплекс передающей и приемной аппаратуры позволял 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.

По измеренным значениям амплитудно-фазовых характеристик компонент магнитного поля на площади планшета были вычислены по формуле, аналогичной выражению (3), значения голографически реконструированного магнитного поля \mathbf{H}_H в нижнем полупространстве до глубины $h = 1000$ метров с шагом 100 метров. При этом удельное сопротивление нижнего полупространства принималось равным $1000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, такой порядок величины сопротивления был установлен по результатам ранее проводившихся на участке Лойпишнюн электроразведочных работ методом ВП-СГ (электропрофилирование методом срединного градиента с измерением вызванной поляризации) [4]. 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 (9), линейный размер кубических ячеек составлял соответственно 100 метров, была получена система линейных уравнений относительно неизвестных значений плотности магнитного тока \mathbf{j}_m в узлах сетки. Система уравнений решалась стандартным методом Гаусса.

Для горизонтальной незаземленной петли возбуждение токов в земной коре носит индукционный характер, то есть вихревые токи текут преимущественно субгоризонтально. Вследствие этого у фиктивных магнитных токов превалирует вертикальная составляющая j_{mz} . На рис. 1 представлены карты изолиний амплитуды вертикальной компоненты плотности магнитного тока j_{mz} для горизонтального сечения земной коры $Z = 300$ м на частотах 34 и 136 Гц соответственно.

Из рисунка видно, что для частоты 34 Гц выделяются две интенсивные аномалии в пределах координат $X = 100 - 300$ м, $Y = 400 - 600$ м и $X = 600 - 800$ м, $Y = 200 - 500$ м. Для частоты 136 Гц первая аномальная область наблюдается практически в тех же пределах координат, разве что имеет менее расплывчатую форму. Вторая аномальная область на сечении земной коры $Z = 300$ м не наблюдается.

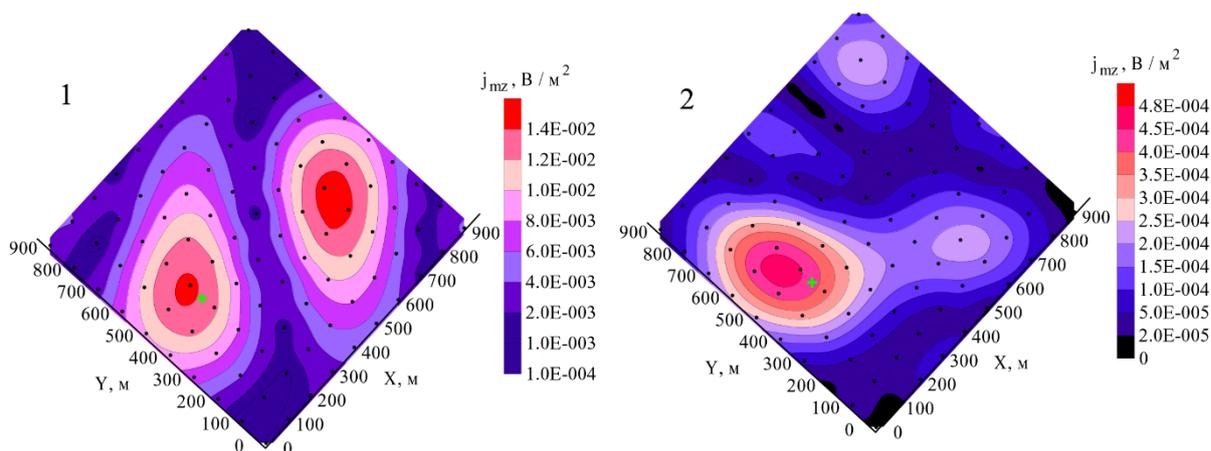


Рисунок 1. Карта изолиний амплитуды вертикальной компоненты плотности магнитного тока j_{mz} : **1** – для горизонтального сечения земной коры $Z = 300$ м на частоте 34 Гц; **2** – на частоте 136 Гц. Зеленым крестом обозначена точка пересечения стволом скважины С-1720 данного горизонта.

Первая аномальная область с повышенной электропроводностью имеет геологическое объяснение. В данном районе находится глубокая скважина С-1720, длина ствола которой составляет 502.7 м [5]. Скважина расположена в пределах дополнительной сульфидоносной фазы Мончетундровской интрузии и пробурена вкрест простирания горных пород. Скважиной были вскрыты как породы с магматическим, бедно вкрапленным сульфидным оруденением, так и рудные зоны метаморфогенного типа с богатым содержанием сульфидов. Прослои с переотложенным медно-никелевым сульфидным оруденением были встречены в интервалах глубин 218 - 219 м, 265 - 270 м, 360 - 365 м и приурочены, как правило, к зонам тектонических разломов. На рисунке местоположение ствола скважины для данного горизонтального сечения земной коры обозначено зеленым крестом. Если сопоставить эти данные с результатами голографической реконструкции геоэлектрических неоднородностей в земной коре, то можно заметить, что данная аномальная область с повышенной электропроводностью соответствует местоположению метаморфогенных рудных зон с богатой сульфидной минерализацией. Вторая аномальная область для горизонтального сечения $Z = 300$ м на частоте 34 Гц может рассматриваться как «ложная», так как на частоте 136 Гц она не выделяется.

Таким образом, результаты проведенных полевых экспериментальных работ на участке Лойпишнюн позволяют сделать следующий вывод. Радиоголографический метод является перспективным инструментом для решения задач рудной геофизики. Голографическая реконструкция геоэлектрических неоднородностей в

земной коре позволяет по площадным поверхностным наблюдениям компонент электромагнитного поля эффективно локализовать в пространстве аномальные области с повышенной электропроводностью, ассоциируемые с локальными рудными телами. Однако для более надежной интерпретации результатов голографической реконструкции распределения неоднородностей в земной коре исследования необходимо проводить в двухчастотном варианте. Сравнение результатов голографической реконструкции на разных частотах позволяет отбраковать «ложные» аномалии и выделить те аномальные зоны, которые можно ассоциировать с рудными телами.

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.
2. Любич В.А. Применение радиоголографического метода при поиске локальных рудных тел. // Физика Земли. 2015. №2. С.139-149
3. Дмитриев В.И. Электромагнитные поля в неоднородных средах. М. изд-во МГУ. 1969. 131 с.
4. Шолохнев В.В., Пустовойтов В.С. и др. Отчет о результатах поисков хромовых руд и других полезных ископаемых в южной части Мончегорского рудного района за 2001-2003 гг. Мончегорск. 2003.
5. 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.
6. 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.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.54-57

В.А. ТРОИЦКАЯ КАК СОЗДАТЕЛЬ РОССИЙСКОЙ ШКОЛЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ

Н.Г. Клейменова

Институт физики Земли (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

Аннотация. В прошлом году исполнилось 100 лет со дня рождения выдающегося ученого-геофизика Валерии Алексеевны Троицкой (1917-2010) - создателя российской школы по изучению геомагнитных пульсаций как фундаментального естественного процесса магнитосферной плазмы. Первые работы В.А. Троицкой были опубликованы в начале 50-х годов прошлого столетия, и ни один из полученных ею результатов не потерял актуальности в наши дни. Зарубежные коллеги называли её «королевой геомагнитных пульсаций». Только благодаря активным действиям и авторитету В.А. Троицкой стало возможным проведение систематических синхронных международных геомагнитных наблюдений в сопряженных точках Согра-Кергелен, а также на геомагнитных полюсах Восток-Туле. Анализ этих наблюдений позволил по-новому подойти к вопросам генерации и распространения геомагнитных пульсаций в околоземном пространстве. Экспериментально было установлено, что большая часть короткопериодных геомагнитных колебаний возбуждается в экваториальной плоскости магнитосферы и распространяется вдоль силовых линий геомагнитного поля. В то же время было найдено, волновые пакеты геомагнитных пульсаций $Pc1$ ($f = 0.2-5$ Гц), поэтически названные «жемчужинами», в северном и южном полушариях регистрируются попеременно, а не одновременно, как наблюдаемые в том же диапазоне частот колебания убывающего периода (КУП). В.А. Троицкой и её учениками было создано новое направление в геофизике – диагностика состояния магнитосферы на основе наземных наблюдений геомагнитных пульсаций. Таким образом, был создан фундамент для дальнейших как экспериментальных, так и теоретических исследований, которые показали, что геомагнитные пульсации играют ключевую роль в динамике магнитосферной плазмы, что подтверждено многочисленными публикациями последних лет.



*Валерия Алексеевна Троицкая
“QUEEN OF GEOMAGNETIC PULSATIONS”-
так называли ее финские коллеги*

1. Введение

То, что в магнитном поле Земли могут наблюдаться быстрые вариации, было известно с началом регулярных геомагнитных наблюдений, однако слишком низкая чувствительность используемой в то время аппаратуры не позволяла их исследовать. Но уже в 30-х годах прошлого века, при значительном увеличении чувствительности приемников в скандинавских обсерваториях Тромсё и Соданкюля, были зарегистрированы колебания с периодами в несколько секунд [Harang, 1932; Sucksdorff, 1936].

После окончания Второй Мировой Войны интерес к этим пульсациям как к наводкам в телеграфных сетях усилился. Поскольку чувствительность существующих в то время магнитометров не позволяла их увидеть, стали изучаться теллурические (земные) электрические токи. На основе их анализа аспирантка ИФЗ Валерия

Троицкая обнаружила, что быстрые вариации, которые она назвала короткопериодическими колебаниями – КПК [Троицкая, 1953] подчиняются четкой закономерности: днем наблюдаются квази-монохроматические регулярные колебания, а ночью – импульсные (рис. 1а). Термин КПК использовался более 50-ти лет, позднее эти колебания стали называть микропульсациями (как и работах [Harang, 1932; Sucksdorff, 1936]) или просто геомагнитными пульсациями. Однако в последние годы для этого диапазона волн стал использоваться и более формализованный термин - *ULF* (ultra-low frequencies), т.е. *УНЧ* (ультра-низкочастотные) волны, вероятно, по аналогии с *VLF* (very-low frequencies), т.е. *ОНЧ* волнами, представляющими собой волны свистовой моды.

Ниже будут рассмотрены главные фундаментальные результаты, впервые полученные В.А. Троицкой с её учениками, послужившие основой созданной ею российской школы по изучению геомагнитных пульсаций.

2. Фундаментальные характеристики геомагнитных пульсаций

Исследование геомагнитных пульсаций началось с установлением В.А. Троицкой двух колебательных режимов: непрерывного (*Pc*) и иррегулярного (*Pi*) [Троицкая, 1956]. Для изучения этих колебаний по её инициативе во время Международного Геофизического Года (1957-1959) в России было организовано 19 станций земных токов [Барсуков и Троицкая, 1959], две из которых (Борок и Ловозеро) затем превратились в базовые обсерватории, где были установлены основные фундаментальные закономерности разных типов геомагнитных пульсаций.

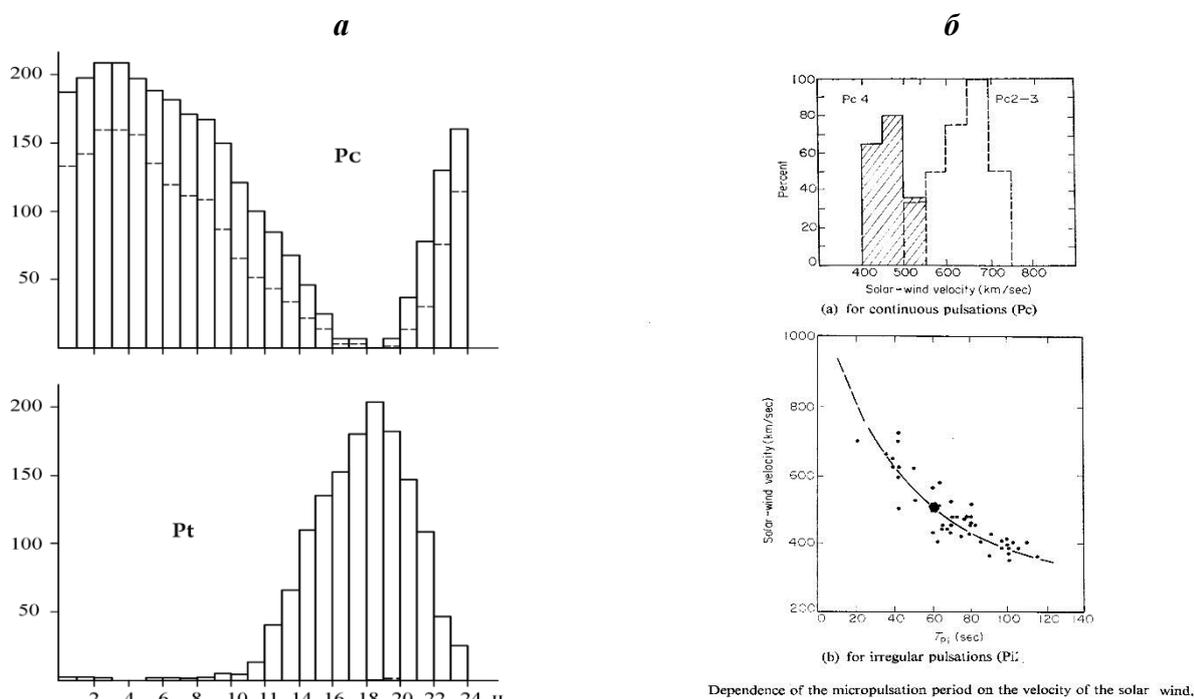


Рисунок 1. Суточный ход устойчивых (*Pc*) и иррегулярных (*Pi*) колебаний (а) и (б) вероятности появления *Pc*2-3 и *Pc*4 (вверху) и периода *Pi*2 (внизу) от скорости солнечного ветра.

Важным шагом в изучении геомагнитных пульсаций было создание их классификации, разработанной при активном участии В.А. Троицкой [Jacobs et al., 1964; Троицкая, 1964]. Этой классификацией и сейчас пользуются ученые всего мира. По данным наблюдений в обс. «Борок» были выявлены основные морфологические характеристики геомагнитных пульсаций и их связь с геомагнитной активностью и солнечным ветром. Например, было найдено, что при низкой скорости солнечного ветра возбуждаются *Pc*4 пульсации [Троицкая, 1977; Большакова и др., 1995], а при высокой – более короткопериодным *Pc*2-3 (рис. 1б). Эти и другие результаты подробно изложены в ряде монографий, например, [Гульельми и Троицкая, 1973; Пудовкин и др., 1976]. Так, было установлено, что период как устойчивых, так и иррегулярных колебаний с ростом геомагнитной возмущенности уменьшается (рис. 1б) [Troitskaya, 1964]. Это очень важный факт для развития теории генерации пульсаций, позволяющий связывать генерацию дневных КПК с резонансом силовых линий геомагнитного поля.

2.1. Геомагнитные пульсации диапазона *Pc*1. Интересные результаты были получены при анализе пульсаций в секундном диапазоне частот (*Pc*1, $f=0.2-5.0$ Гц), поэтически названных «жемчужинами» (pearl pulsations), за их волновую форму, напоминающую нитку жемчужного ожерелья. Основные морфологические характеристики среднеширотных пульсаций *Pc*1 были выявлены на основе анализа их регистрации в Борке с

использованием бумажного регистратора со скоростью протяжки 30 мм/мин, они были опубликованы в работах [Troitskaya, 1961, 1964; Матвеева и Троицкая, 1965]. Было установлено, что генерация $Pc1$ пульсаций обычно наблюдается в восстановительную фазу магнитной бури, а циклический ход $Pc1$, в общем, находится в противофазе с циклом солнечной активности [Троицкая и др., 1978]. Все результаты, полученные В.А. Троицкой по данным наблюдений в obs «Борок», в дальнейшем были подтверждены многочисленными исследованиями колебаний $Pc1$ в средних широтах.

2.2. Геомагнитные пульсации $Pc3$ и $Pi2$. Наблюдения в obs. «Борок» показали, что этот вид пульсаций является самым распространенным видом дневных пульсаций, регистрируемым на земной поверхности [Троицкая 1953, 1956, 1977]. Было обнаружено, что их период уменьшается с уменьшением широты точки наблюдения, что привело к выводу, что эти колебания имеют резонансную природу.

Было установлено, что возбуждение $Pi2$ пульсаций тесно связано с развитием магнитосферных суббурь, высыпанием электронов в авроральных широтах и полярными сияниями [Троицкая и др., 1966a; Troitskaya and Kleimenova, 1972]. На основе анализа наблюдений геомагнитных пульсаций в Борке впервые был построен волновой портрет магнитной бури [Троицкая и др., 1965] и показано, что в разные фазы магнитной бури происходит генерация разных типов геомагнитных пульсаций.

3. Геомагнитные наблюдения в сопряженных точках

Несмотря на большие трудности, В.А. Троицкой удалось впервые в мире организовать геомагнитные наблюдения на однотипной аппаратуре в сопряженных субавроральных областях: пос. Согра (Архангельская обл) и остров Кергелен (французская обсерватория в Индийском океане). Особый интерес эти наблюдения вызывали также тем, что выбранные точки находились вблизи проекции важной структурной области магнитосферы – плазмопаузы. Прежде всего было установлено, что в отличие от других видов пульсаций, волновые пакеты геомагнитных пульсаций типа $Pc1$ («жемчужины») в северном и южном полушариях регистрируются не одновременно, а попеременно [Troitskaya et al., 1964b].

Анализ наблюдений в сопряженных точках показал, что поведение геомагнитных пульсаций $Pc3$ и $Pi2$ в магнитосопряженных точках сходно [Троицкая, 1968; Troitskaya and Raspopov, 1973]. Так, в противоположных полушариях эти пульсации появляются одновременно с одинаковым спектром, при этом колебания в X -компоненте синфазны, а в Y -компоненте противофазны. Впервые экспериментально было установлено, что большая часть геомагнитных пульсаций возбуждается в экваториальной плоскости магнитосферы и распространяется в ней вдоль силовых линий геомагнитного поля.

4. Диагностика состояния магнитосферы по наземным данным

Выполненный В.А. Троицкой и её учениками анализ наблюдений геомагнитных пульсаций в Борке позволил прийти к заключению, что зарегистрированные на земной поверхности колебания несут важную информацию о плазменных процессах в различных областях магнитосферы и околоземного космического пространства. Было установлено, что характеристики пульсаций определяются магнитосферными процессами и динамикой крупномасштабных доменов магнитосферной плазмы.

Основываясь на этих результатах, В.А. Троицкой и её учениками было создано новое направление в геофизике – наземная диагностика состояния магнитосферы [Троицкая и др., 1966b; Troitskaya, 1967; Troitskaya and Gul'elmi 1967, 1970; Троицкая, 1969; Гульельми и Троицкая, 1973]. Важность разработанного метода состоит в том, что он позволяет проводить непрерывный мониторинг оценки состояния околоземного пространства и положения основных магнитосферных доменов. Следует отметить, что спутниковые и наземные методы исследования околоземного пространства не являются конкурирующими, а взаимно дополняют друг друга.

5. Геомагнитные пульсации в полярных широтах

Исследование процессов в полярных областях Земли является одной из наиболее актуальных проблем в физике магнитосферы, поскольку именно там формируются условия космической погоды в околоземном пространстве. Первые наблюдения геомагнитных пульсаций в Антарктиде в obs. Мирный, Молодежная и Новолазаревская были начаты во время МГТ по инициативе В.А. Троицкой. Анализ этих наблюдений показал [Троицкая, 1961; Троицкая и др., 1966a], что и в полярных широтах регистрируются как устойчивые, так и иррегулярные геомагнитные пульсации.

В полярной шапке В.А. Троицкой были обнаружены новые, не известные ранее типы высокоширотных пульсаций и установлены их характеристики [Troitskaya et al., 1980]. Кроме того, в окрестности проекции дневного полярного каспа был обнаружен новый тип высокоширотных длиннопериодных иррегулярных пульсаций в диапазоне периодов 3-10 мин и с амплитудой порядка 15–60 нТл [Troitskaya and Bolshakova, 1977]. Эти колебания были названы *ipcl* (*irregular pulsations cusp latitudes*). Различные физические процессы, протекающие в области дневного полярного каспа, а также разные типы волновых явлений в этой области рассмотрены в монографии [Троицкая и др., 1987].

Таким образом, под руководством В.А. Троицкой были выполнены пионерские исследования геомагнитных пульсаций и впервые выявлены главные закономерности колебательных режимов в магнитном поле Земли. Это стало фундаментом для создания отечественной школы по исследованию волновых явлений в геомагнитном поле, играющих ключевую роль в динамике магнитосферной плазмы.

В настоящее время изучение геомагнитных пульсаций является одним из важных направлений физики магнитосферы и солнечно-земных связей.

Ниже приведены основные публикации В.А. Троицкой о геомагнитных пульсациях.

Литература

- Барсуков О.М., Троицкая В.А.* Советские станции земных токов. М.: Изд. АН СССР, 36 с. 1959.
- Большакова О.В., Боровкова О.К., Троицкая В.А., Клейменова Н.Г.* Интенсификация геомагнитных пульсаций Pc4 в условиях спокойной магнитосферы, Геомагнетизм и аэрномия, Т.35, N 3, С.143-145. 1995.
- Гульельми А.В., Троицкая В.А.* Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 208с. 1973.
- Матвеева Э.Т., Троицкая В.А.* Общие закономерности колебательного режима типа «жемчужин» // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 5. № 6. С. 1078–1084. 1965.
- Пудовкин М.И., Распов О.М., Клейменова Н.Г.* Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть 2. Короткопериодные колебания геомагнитного поля. Л.: ЛГУ, 1976. 271 с. 1965.
- Троицкая В.А.* Два колебательных режима электромагнитного поля Земли и их суточный ход по мировому времени // Докл. АН СССР. Т. 93. №6. С. 261-264. 1953.
- Троицкая В.А.* Короткопериодные возмущения электромагнитного поля Земли, Вопросы изучения переменных электромагнитных полей. М.: Наука, С. 27-61. 1956.
- Троицкая В.А.* Устойчивые колебания и колебания типа цугов в Арктике и Антарктике. // Короткопериодические колебания электромагнитного поля Земли. М.: Наука, №3. С. 41-61. 1961.
- Троицкая В.А.* Классификация быстрых вариаций магнитного поля и земных токов // Геомагнетизм и Аэрномия. Т. 4. С. 615-619. 1964.
- Троицкая В.А., Мельникова М.В., Большакова О.В., Рокитянская Д.А., Булатова Г.А.* Тонкая структура магнитных бурь // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. № 6. С. 82-86. 1965.
- Троицкая В.А., Щепетнов Р.В., Большакова О.В., Матвеева Э.Т.* Характерные особенности быстрых вариаций электромагнитного поля Земли в полярных районах // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. № 1. С. 76-79. 1966а.
- Троицкая В.А., Большакова О.В., Матвеева Э.Т.* Быстрые вариации электромагнитного поля как индикатор состояния радиационных поясов и геомагнетосферы // Геомагнетизм и Аэрномия. Т. 6. №. 3. С. 393-398. 1966б.
- Троицкая В.А.* Исследования в магнитосопряженных точках // Вестник АН СССР. №1. С. 68-74. 1968.
- Троицкая В.А.* Микропульсации магнитного поля Земли и диагностика магнитосферы // Вестник АН СССР. №6. С. 67-74. 1969.
- Троицкая В.А.* Геомагнитные пульсации // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. №1. С. 70-72. 1977.
- Троицкая В.А., Большакова О.В., Калишер А.Л., Матвеева Э.Т.* Геомагнитные пульсации в цикле солнечной активности // Геомагнитные исследования. № 23. С. 97-104. 1978.
- Троицкая В.А., Пудовкин М.И., Клейменова Н.Г., Шалимов С.Л.* Физические процессы в дневных полярных каспах. М.: МГК АН СССР, 127 с. 1987.
- Harang L.* Observations of micropulsations in the magnetic records at Tromso // *Terrest. Magn.* V. 37. P. 57–61. 1932.
- Jacobs J.A., Kato Y., Matsushita S, Troitskaya V.A.* Classification of geomagnetic micropulsations // *J. Geophys. Res.* V.69. P. 180-181. 1964.
- Sucksdorff E.* Occurrences of rapid micropulsations at Sodankyla during 1932 to 1935 // *Terrest. Magn.* V. 41. P. 337-344. 1936.
- Troitskaya V.A.* Rapid variations of the electromagnetic field of the Earth // *Res. Geophys.* V. 1. No. 19. P. 485-532. 1964a.
- Troitskaya V.A., Gendrin R., Stefant R.* Observations en points conjugués de haute latitude des émissions hydromagnétiques structures // *C. R. Acad. Sci.* V. 259. № 5. P. 1175-1178. 1964b.
- Troitskaya V.A.* Micropulsations and the state of the magnetosphere // *Solar. Terr. Phys.* V. 7. P. 213-274. 1967.
- Troitskaya V.A., Gul`elmi A.V.* Geomagnetic micropulsations and diagnostics of the magnetosphere // *Space Sci. Rev.* V. 7. No. 5-6. P. 689-768. 1967.
- Troitskaya V.A., Gul`elmi A.V.* Hydromagnetic diagnostics of the plasma in the magnetosphere // *Ann. Geophys.* V. 26. No. 4. P. 893-902. 1970.
- Troitskaya V.A., Kleimenova N.G.* Micropulsations and VLF-emissions during substorms // *Planet. Space Sci.* V. 20. No. 9. P. 1499-1519. 1972.
- Troitskaya V.A., Raspopov O.M.* Geomagnetic pulsations at conjugate points // *IAGA Bulletin.* № 34. P. 36. 1973.
- Troitskaya V.A., Bolshakova O.V.* Diurnal latitude variation of the location of the dayside cusp // *Planet. Space Sci.* V. 25. P. 1167-1169. 1977.
- Troitskaya V.A., Bolshakova O.V., Matveeva E.T.* Geomagnetic pulsations in the polar cap // *J. Geomag. Geoelectr.* V. 32. P. 309-324. 1980.
- Troitskaya V.A.* ULF wave investigations in the dayside cusp // *Adv. Space Res.* V. 5. № 4. P. 219-228. 1985.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.58-60

BROADBAND ULF PERTURBATIONS OF THE ELECTRIC FIELD IN COASTAL ZONE OF THE OKHOTSK SEA

Yu.A. Kopytenko, V.S. Ismagilov, M.S. Petrishchev, P.A. Sergushin, A.V. Petlenko

St. Petersburg, SPbF IZMIRAN; e-mail: office@izmiran.spb.ru

Abstract. In September 2017 SPbF IZMIRAN conducted an experiment on the study of ULF electromagnetic disturbances on the coast of the Sea of Okhotsk (Sakhalin Island). Data logging was performed by two geophysical stations GI-MTS-1 located on the coast near the water's edge and at a point remote at 160 m from the coast. It is found that the intensity of broadband ($F = 0.001-0.1$ Hz) ULF disturbances of the electric field in the coastal zone increases with increasing of the wind speed. This effect was reduced by 3-5 times at the remotest station. Above the Earth's surface, there is $\sim 20\%$ excess of positive charges over negative ones in aerosols since the Earth has a negative electrical charge. Probably, the observed ULF disturbances are caused by the displacement of the inhomogeneities of electric charges in aerosols above the electrodes of telluric lines. Concentration of the marine aerosol near the shoreline and, consequently, the concentration of positive charges increases with increasing wind speed and the intensity of ULF disturbances increase too. It was also detected an increasing in the intensity of broadband ULF perturbations of the electric field during tidal periods. The density of the marine aerosol appears to fall strongly when removed from the water's edge. During the seawater tide approaches to the telluric line electrodes installed on the shore and the density of aerosols and charges above the electrodes increases and broadband ULF disturbances are also amplified. At a station remote from the coast, the concentration of aerosols is small and the effect of the influence of the water tides is not observed. The correlation of variations with tides and wind speed is not recorded in a magnetic field at both stations probably due to the insufficient sensitivity of magnetic sensors.

Introduction

In September 2017 SPbF IZMIRAN conducted experiment on the coast of the Okhotsk sea (Sakhalin Island). Data logging was performed by two geophysical stations GI-MTS-1 located exactly on the coast and at a point remote at ~ 160 m from the coast. Each station consisted of three-component magnetic sensors (B_x, B_y, B_z) of the torsion type and two horizontal telluric lines with length of ~ 50 m (E_x, E_y). The E_x component was oriented orthogonally to the coast, E_y component - along the coast. The digital data were recorded on a flash card with 50 Hz sampling. The RMS sensitivity of the magnetic sensors was 2 pT at 1 Hz frequency, the sensitivity of the electrical sensors was 0.1 $\mu\text{V/m}$.

Various meteorological conditions were observed during the experiment. On September 18-19, the typhoon center passed over the location of the geophysical stations and the wind speed reached a hurricane force and exceeded 30 m/s. The storm at sea reached force of ~ 8 . On the other days during the experiment, the wind did not exceed 5 m/s.

Results

Fig. 1 presents dynamic power spectra density of the horizontal components of the electric and magnetic field variations at the base point located 160 m from the coast for six days time interval in the frequency range $F = 0.001 - 0.1$ Hz. Dynamic power spectra of the electric components (E_x, E_y) are shown in the two upper panels. Magnetic components (H, D and Z) are presented at the three lower panels.

Diurnal power spectral density enhancements are clearly visible in the low-frequency part of the spectrum in both magnetic and electrical components. During the typhoon on September 18-19, there is an increase in the spectral power in the completely investigated frequency range. The same spectra for the maritime station located near the water edge are presented in Fig. 2.

Comparative analysis shows that broadband ULF perturbations associated with the sea tides are observed in the entire investigated frequency range in the horizontal components of the electric field only for the maritime station in contrast to the diurnal amplifications of the power spectral density. The maxima of these perturbations coincide with the maxima of the tides.

Fig. 3 shows the narrow spectral band at a frequency of 0.05 Hz that was allocated from the Figs. 1 and 2. The variation of H of the magnetic field component and the variation E_y of the electric field component at a point 160 m distant from the shore are shown on the two upper panels. The variation of the E_y component of the electric field at the maritime station located on the shore is presented in the lower panel. As can be seen from Fig. 3 during the typhoon the maximum value of the spectral power is observed in the electric field on September 18, 2017 both at the remote station and on the shore, and this maximum is an order of magnitude higher on the coast station. In a magnetic field, the increase in the intensity of the variations is much weaker.

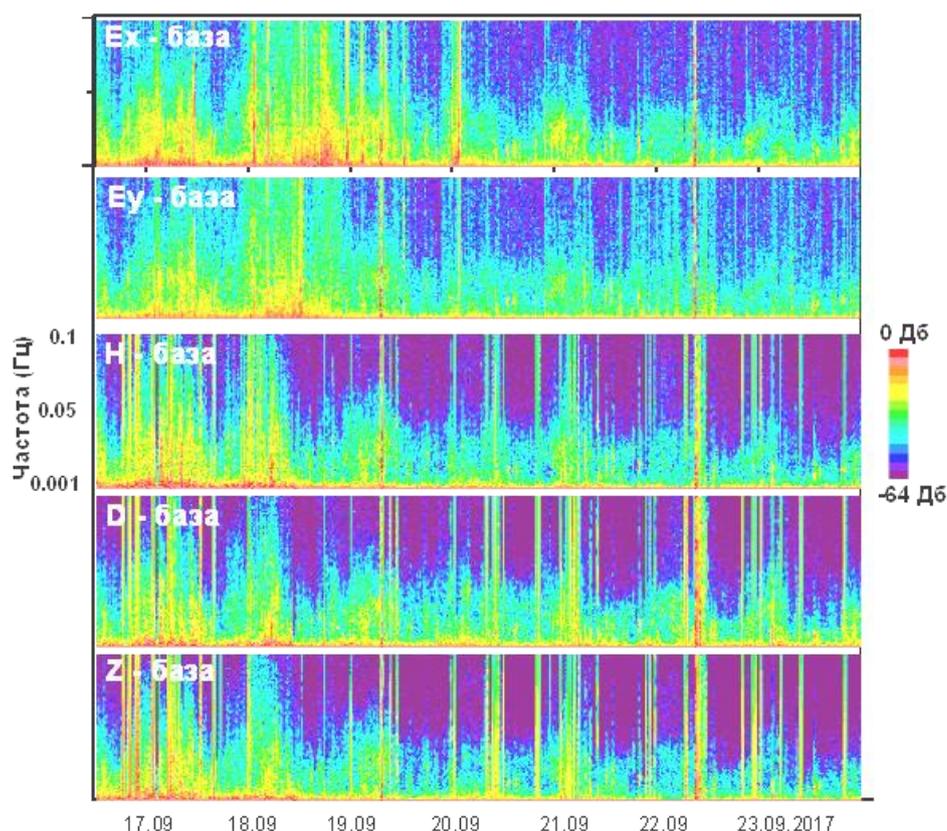


Figure 1. Dynamic spectra ($F = 0.001 - 0.1$ Hz) of the horizontal components of the electric field variations (Ex, Ey - two upper panels) and three orthogonal components of the magnetic field variations (H, D, Z - three lower panels) at base point located 160 m from the coast 17- 23.09.2017.

The likely cause of the observed coastal effects is the movement the inhomogeneities of the sea aerosol over the electrodes of telluric lines under the influence of the wind. The concentration of aerosol particles can reach 10^{11} particles per 1 m^3 with a strong storm, but usually 1 to 2 orders of magnitude less. The marine aerosol consists mainly of particles of NaCl (73%) and MgCl_2 (11%) [1,2].

Part of these particles acquire an electric charge under the influence of natural radioactivity, ultraviolet radiation of the sun, collisions, evaporation and other causes. The Earth's sphere is charged negatively ($\sim 7.4 \cdot 10^5 \text{ Cl}$) and near the Earth's surface there is a downward electric field of $\sim 130 \text{ V/m}$, so near the Earth's surface there is a $\sim 20\%$ excess of positively charged particles over negative ones.

The distribution of the aerosol density, as well as of the excess charges in it, is not uniform, especially on the shore where small-scale wind turbulence associated with the terrain is strong. Wind-induced heterogeneities of the positive charge above the telluric line electrode cause changes in the potential of the electric field recorded by the instrument. The density of the sea aerosol and the rate of transport of the charge inhomogeneities increase with increasing wind, so the intensification of the variations in the electric field in the coastal zone intensifies. The density of the marine aerosol drops strongly when moving away from the water's edge, therefore the density of aerosol charges above the electrode increases during tides and we observe the appearance of broadband ULF perturbations of the electric field. At a station remote from the coast, the concentration of aerosols is small and such a coastal effect is not visible. In the magnetic field, the coupling of variations with tides is not observed due to the insufficient sensitivity of magnetic sensors.

Conclusion

A new phenomenon is discovered - the generation of broadband ULF perturbations of the electric field in a narrow coastal zone of the sea. These perturbations are not associated with ionospheric sources and are probable caused by the displacement of the inhomogeneities of the electric charge under the action of the wind in the marine aerosol over the electrodes of telluric lines.

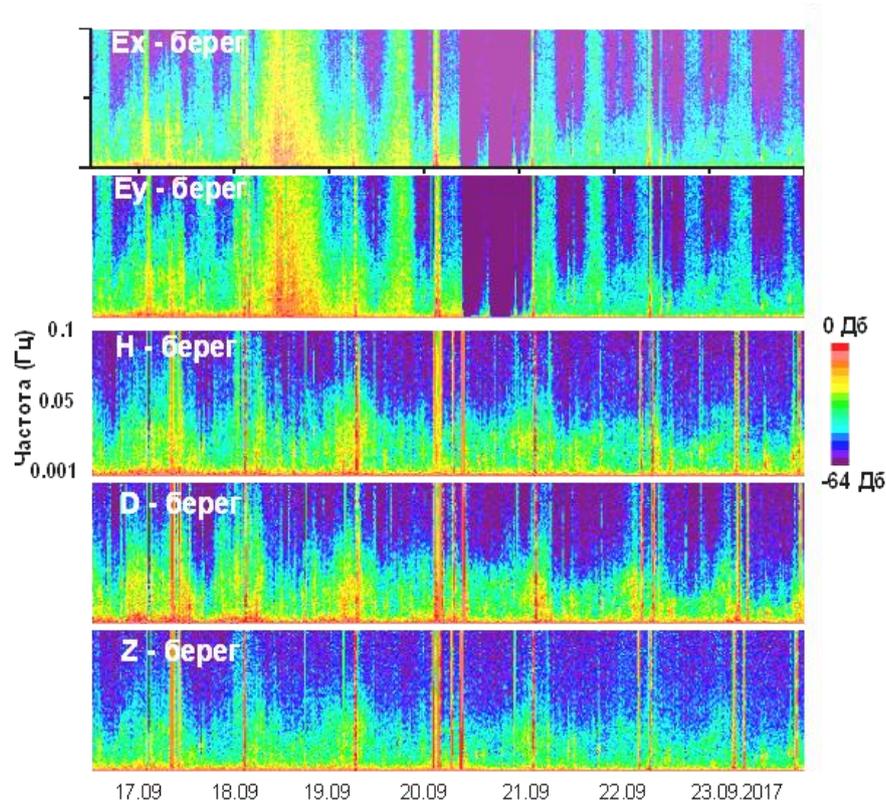


Figure 2. Dynamic spectra ($F = 0.001 - 0.1$ Hz) of the horizontal components of the variations of the electric field (E_x, E_y - two upper panels) and three orthogonal components of the variations of the magnetic field (H, D, Z - three lower panels) at the marine station point located on the shore 17 - 23.09.2017.

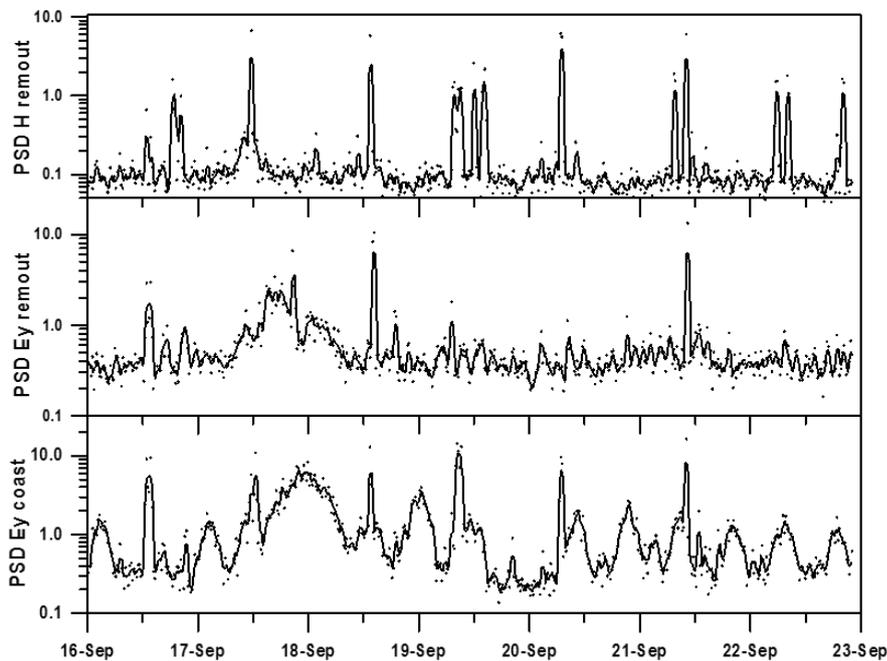


Figure 3. Spectral power density of variations of the electric field at a frequency of 0.02 Hz. The upper panel are the variations H of the magnetic field component, the middle panel are the variations E_y of the electric field component at a point 160 m distant from the shore, the lower panel are the variations E_y of the electric field component at the marine station point located on the shore.

References

1. D.S. Ivlev, Yu.A. Dovgalyuk. Physics of atmospheric aerosol systems // SPb: SPb NIEH, 1999, 194 pp.
2. D.S. Ivlev. Chemical composition and structure of atmospheric aerosol // Leningrad: Leningrad state University, 1982, 366 pp.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.61-65

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ОБЛАСТИ ВЫХОДА ЕСТЕСТВЕННЫХ СНЧ/ОНЧ ИЗЛУЧЕНИЙ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

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

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия
e-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Аннотация. Предложен новый метод анализа данных наземных наблюдений горизонтальных компонент магнитного и вертикальной компоненты электрического поля естественных СНЧ/ОНЧ излучений, основанный на представлении результатов наблюдений в виде плотностей распределения вероятности не зависящих от амплитуды параметров поля излучений. Предложен метод оценки положения области выхода таких излучений из ионосферы к земной поверхности. Оценка основана на сравнении измеренных распределений с полученными в результате моделирования. Проведена локализация области выхода ОНЧ шипений, зарегистрированных в обл. Ловозеро и Верхнетуломский.

Введение

В геофизике большое внимание уделяется исследованию особенностей генерации и распространения естественных СНЧ/ОНЧ излучений по данным наземных наблюдений. Особый интерес представляет положение и динамика области выхода излучений из ионосферы к земной поверхности. Например, локализация области выхода СНЧ/ОНЧ всплесков важна при определении положения магнитосферного источника [8]. При исследовании связи поведения ОНЧ излучений с общей динамикой магнитосферы определение положения области выхода помогает оценить возможность распространения этих излучений вдоль плазмопаузы от области их генерации до точки наземной регистрации [1, 2].

Сегодня существует множество методов локализации области выхода. Наиболее распространенные методы основаны на представлении о падающем излучении как о плоской волне. Например, метод Пойнтинга или метод определения направления прихода по разности времен прихода сигнала в три пространственно разнесенные точки долгое время использовались для локализации области выхода. Однако, авторы [5, 9] на основе данных наземной регистрации естественных СНЧ/ОНЧ излучений в пространственно разнесенных точках показали, что приближение плоской волны не согласуется с экспериментальными наблюдениями. Авторы утверждают, что пространственное распределение интенсивности и поляризации регистрируемых на земной поверхности излучений зависит от положения и пространственной структуры области выхода излучений из ионосферы к земной поверхности. В работе [7] показано, что при локализации области выхода важно учитывать пространственную структуру области выхода, а также особенности распространения излучений сквозь нижнюю ионосферу и в волноводе Земля-ионосфера до точки регистрации этих излучений.

Все существующие на сегодняшний день методы локализации области выхода основаны на рассмотрении усредненных значений параметров поля СНЧ/ОНЧ излучений. Результаты спутниковых наблюдений свидетельствуют о том [3], что, зачастую, магнитосферное излучение стоит рассматривать как суперпозицию плоских волн со случайными волновыми нормальными. В таком случае при представлении наблюдаемых на земной поверхности параметров волнового поля излучений в виде их средних значений значительная часть информации может оказаться скрытой от наблюдателя. Во избежание этого параметры поля следует представлять в виде плотностей распределения вероятности. Далее будет показано, что форма этих плотностей распределения зависит от взаимного расположения области выхода и точки наблюдений.

Наземные наблюдения СНЧ/ОНЧ излучений

В настоящее время при интерпретации данных наземных наблюдений СНЧ/ОНЧ излучений чаще всего пользуются представлением параметров поля этих излучений в виде частотно-временной зависимости. Для такого представления записи компонент поля разбиваются на сегменты. Для каждого сегмента рассчитывается преобразование Фурье. После этих преобразований получается массив размером $N \times M$, где M - число сегментов, N - количество спектральных составляющих Фурье преобразования. Для каждого элемента массива рассчитываются параметры поля. Вследствие того, что в каждом сегменте находится много некоррелированных отсчетов ОНЧ сигнала, параметры поля усредняются. При этом часть информации может остаться скрытой от наблюдателя.

Рассмотрим частотно-временные зависимости обратного азимута вектора Пойнтинга и индекса круговой поляризации СНЧ/ОНЧ хисса, зарегистрированного 7 декабря 2014 г. в период 07:00-07:10 UT в обс. Ловозеро (рис. 1 a,b). Видно, что в частотном диапазоне 1.5-3 кГц обратный азимут принимал значения из диапазона 250-300°. Это свидетельствует о преимущественном приходе излучений в точку наблюдений с запада. Результаты наблюдений индекса круговой поляризации показывают, что у рассматриваемых СНЧ/ОНЧ всплесков он принимает значения $\approx 0.8-0.9$. Такие значения индекса говорят о том, что излучения обладают правой поляризацией, близкой к круговой [6]. Далее мы рассчитали плотность распределения обратного азимута вектора Пойнтинга и индекса круговой поляризации для полосы частот 2400 ± 50 Гц (рис. 1 c,d). Значения обратного азимута лежат в широком диапазоне углов $\sim 150^\circ$. Плотность распределения индекса круговой поляризации (рис. 1 d) показывает, что, несмотря на наличие выраженного максимума, значения индекса также рассеяны.

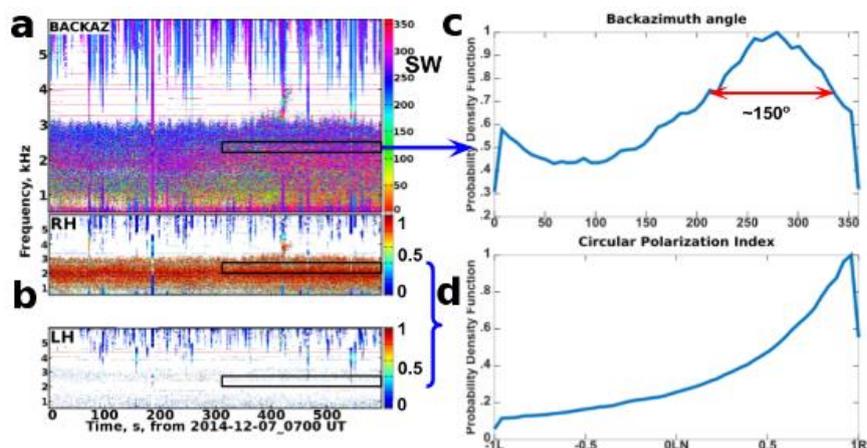


Рисунок 1. (a) Обратный азимут вектора Пойнтинга, (b) положительная (RH) и отрицательная (LH) части индекса круговой поляризации, (c) плотность распределения обратного азимута и (d) индекс круговой поляризации всплеска, зарегистрированного в обс. Ловозеро 07.12.2014 г. в период 07:00-07:10 UT.

Рассмотрим другой пример — СНЧ/ОНЧ хисса, зарегистрированный в обс. Ловозеро 27 января 2017 г. в период 03:20-03:30 UT (рис. 2). Из частотно-временной зависимости обратного азимута вектора Пойнтинга (рис. 2 e) следует, что часть энергии, находящаяся в полосе 2-3 кГц, приходит в точку наблюдения приблизительно с юго-востока. Индекс круговой поляризации в этой же полосе частот (рис. 2 f) показывает левую поляризацию, близкую к круговой. Плотность распределения обратного азимута, рассчитанная для сигнала в полосе частот 2400 ± 50 Гц, имеет два выраженных максимума (рис. 2 g). Это может быть интерпретировано, как существование в данном случае двух областей выхода. Индекс круговой поляризации (рис. 2 h) принимает преимущественно отрицательные значения. Отметим, что представление параметров поля в виде их усредненных значений дает иной результат.

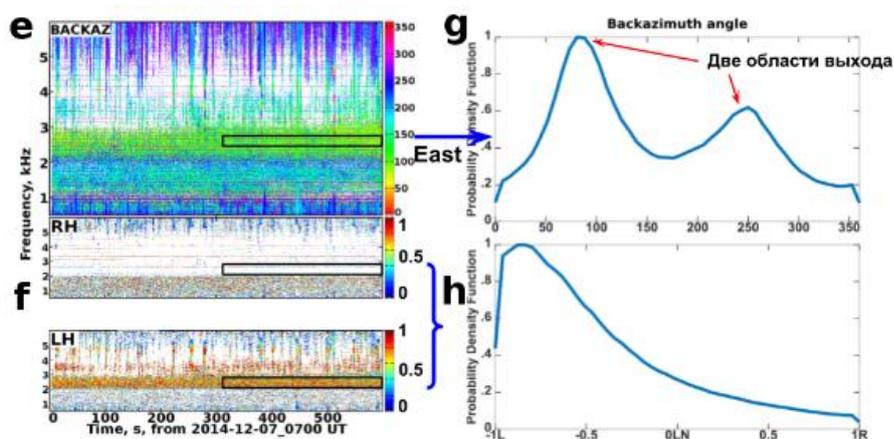


Рисунок 2. (e) Обратный азимут вектора Пойнтинга, (f) положительная (RH) и отрицательная (LH) части индекса круговой поляризации, (g) плотность распределения обратного азимута и (h) индекс круговой поляризации всплеска, зарегистрированного в обс. Ловозеро 27.01.2017 г. в период 03:20-03:30 UT.

При использовании представления параметров поля в виде частотно-временных зависимостей значительная часть информации остается скрытой от наблюдателя. Во избежание этого необходимо рассмотрение плотностей распределения вероятности тех или иных параметров поля. Также при локализации области выхода следует учитывать особенности распространения излучений в нижней ионосфере и волноводе Земля-ионосфера. Ниже предложен метод локализации области выхода излучений на основе рассмотрения плотностей распределения параметров поля и учета особенностей распространения излучений от области выхода до точки наблюдений.

Метод локализации области выхода

Мы будем рассматривать распространение СНЧ/ОНЧ излучений с высоты 120 км до земной поверхности. Ионосферу будем считать плоскостной. Плоскости ионосферных слоев и земной поверхности параллельны плоскости ХОУ, ось Х направлена на север, ось Y - на восток, а ось Z - вверх. Область выхода $g(x,y)$ будем задавать в виде полупрозрачного экрана, расположенного в плоскости ХОУ на высоте 120 км

$$g(x, y) = A \exp\left(-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right)\right)$$

Здесь $A = 1/(2\pi\sigma_x\sigma_y)$, σ_x , σ_y - параметры, определяющие размеры $g(x,y)$ и, соответственно, области выхода.

На этот экран из магнитосферы падает плоская ОНЧ волна

$$w(x, y) = D \exp(ik_0[n_{wx}x + n_{wy}y] + i\phi)$$

Здесь D - амплитуда волны, ϕ - ее начальная фаза, n_{wx} , n_{wy} - горизонтальные компоненты волновых нормалей, $k_0 = \omega/c$ - волновое число в свободном пространстве, ω - круговая частота волны, c - скорость света в свободном пространстве, i - мнимая единица.

Поле волны за экраном задается в виде произведения функции пропускания экрана и выражения для плоской волны. Для разложения по плоским волнам поля за экраном воспользуемся преобразованием Фурье

$$G(n_x, n_y, n_{wx}, n_{wy}) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) w(x, y) e^{-ik_0(n_{wx}x + n_{wy}y)} dx dy$$

Рассмотрим распространение через экран суперпозиции случайных плоских волн. Отметим, что далее мы будем пользоваться только преобразованием Фурье, которое является линейной операцией. Благодаря этому операции преобразования и суммы можно переставлять местами. Разложение волнового поля за экраном от суперпозиции N случайных плоских волн можно представить в виде

$$G_s(n_x, n_y, n_{wx}, n_{wy}) = \sum_{j=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) D_j \exp(ik_0[n_{wxj}x + n_{wyj}y] + i\phi_j) e^{-ik_0(n_{wx}x + n_{wy}y)} dx dy$$

Обозначим решение волнового уравнения для каждой единичной плоской волны с горизонтальными компонентами (n_x, n_y) у бесконечно проводящей земной поверхности как $F(n_x, n_y)$. Поиск этого решения осуществлялся с использованием метода, предложенного в работе [4]. Спектр компонент поля у земной поверхности с учетом экрана и плотности распределения вероятности амплитуд, фаз и волновых нормалей падающих на экран из магнитосферы плоских волн определяется по формуле

$$F_g(n_x, n_y) = F(n_x, n_y) G_s(n_x, n_y, n_{wx}, n_{wy})$$

Плотность распределения амплитуд плоских волн, представляющих падающее излучение, мы задавали в виде распределения Рэлея. Их начальная фаза была распределена равномерно на интервале $[0, 2\pi]$. Плотность распределения по волновым нормалям считалась гауссовой с нулевым средним.

Использование плоскостной модели ионосферы позволяет ввести понятие конуса прохождения. Для СНЧ/ОНЧ волн этот конус составляет $1-7^\circ$. У плоской волны, угол падения которой превышает конус прохождения, при входе в нейтральную атмосферу вертикальная компонента волнового вектора становится мнимой и такие волны не распространяются. Мы выбирали распределения по волновым нормалям так, чтобы большинство волновых нормалей плоских волн, представляющих падающее излучение, лежало в конусе прохождения. Для локализации области выхода мы будем рассматривать параметры поля, не зависящие от амплитуды - направляющие косинусы вектора Пойнтинга и индекс круговой поляризации [6]. Направляющие косинусы определяются по формулам

$$S_x = \cos \alpha, \quad S_y = \sin \alpha$$

Здесь α - обратный азимут вектора Пойнтинга. Согласно определению [6] индекс круговой поляризации рассчитывается как

$$P_c = 2 \operatorname{Im}(H_x, H_y) / P$$

Здесь H_x и H_y - горизонтальные компоненты магнитного поля, P - мощность магнитного поля.

Мы рассчитали плотности распределения вероятности этих параметров и произвели сравнение экспериментальных результатов и результатов моделирования. Оптимальным является положение области выхода, при котором плотности распределений, полученные в ходе моделирования, имеют наилучшее

совпадение с плотностями распределений, полученными в эксперименте. Локализация области выхода осуществлена путем поиска минимума целевой функции:

$$f = \sum_{j=1}^N \left[\left(p_j^{P_c} - w_j^{P_c} \right)^2 + \left(p_j^{S_x} - w_j^{S_x} \right)^2 + \left(p_j^{S_y} - w_j^{S_y} \right)^2 \right]$$

Здесь N – количество интервалов, w – оценка плотности распределения рассчитанных параметров поля, p – оценка плотности распределения измеренных параметров поля.

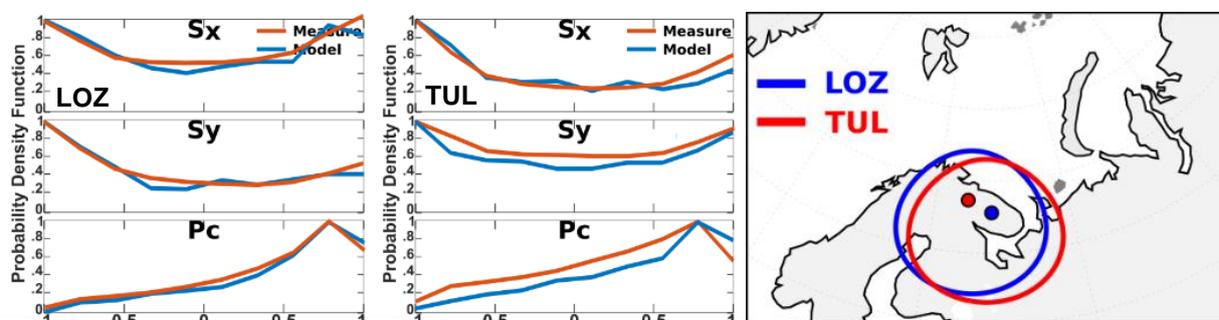


Рисунок 3. Плотности распределения направляющих косинусов обратного вектора Пойнтинга и плотности распределения индексов круговой поляризации СНЧ/ОНЧ всплеска, наблюдаемого в Ловозеро (левая панель) и Верхнетуломском (средняя панель) 07.12.2014 г. в период 07:00-07:10 UT и возможное положения его области выхода (правая панель).

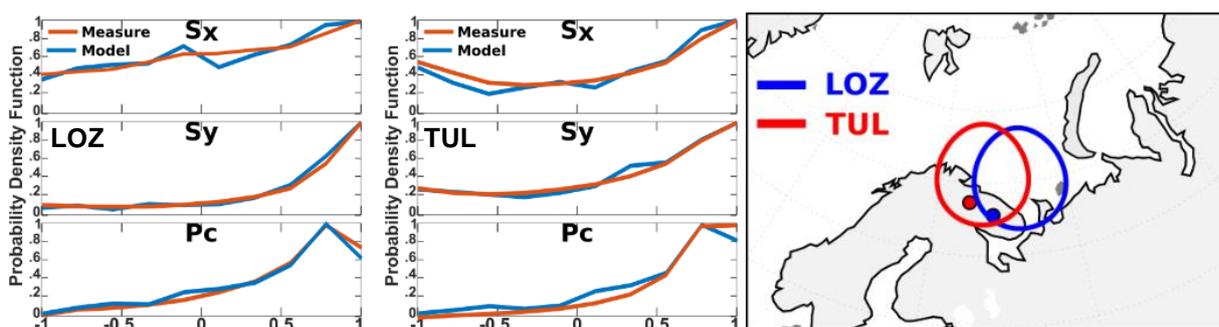


Рисунок 4. Плотности распределения направляющих косинусов обратного вектора Пойнтинга и плотности распределения индексов круговой поляризации СНЧ/ОНЧ всплеска, наблюдаемого в Ловозеро (левая панель) и Верхнетуломском (средняя панель) 07.12.2014 г. в период 09:00-09:20 UT и возможное положения его области выхода (правая панель).

Результаты анализа выделенных событий

В данном разделе мы представляем результаты оценки положения области выхода СНЧ/ОНЧ хиссов, зарегистрированных в обс. Ловозеро и Верхнетуломский. Первый случай — ОНЧ всплеск, зарегистрированный 7 декабря 2014 г. в период 07:00-07:10 UT. Записи компонент поля были подвергнуты фильтру с центральной частотой 2400 Гц и шириной полосы 50 Гц, рассчитывались плотности распределения индекса круговой поляризации и направляющих косинусов. Результаты представлены на рис. 3 (левая и средняя панели) красным цветом. Плотности распределения индекса круговой поляризации имеют выраженный максимум в окрестности значения 0.8. Это означает, что преобладает правая поляризация, близкая к круговой. Вероятно, что точки регистрации находятся достаточно близко к области выхода. Поскольку расстояние между станциями составляет около 170 км, можно предположить, что область выхода имеет большие размеры.

Мы моделировали распространение СНЧ/ОНЧ излучений сквозь нижнюю ионосферу к земной поверхности и подбирали оптимальное положение области выхода, описываемой гауссовой функцией пропускания, при котором полученные в ходе моделирования плотности распределения параметров поля соответствовали бы экспериментальным. Локализация области выхода проводилась отдельно для каждой станции. Плотности распределения параметров поля, полученные по результатам моделирования, представлены на рис. 3 (левая и средняя панели) синим цветом. Взаимное расположение станций и оптимальных положений области выхода представлены на рис. 3 справа. Окружностями обозначены изолинии уровня 0.1 гауссовой функции пропускания. Окончательные значения целевой функции для обс.

Ловозеро и Верхнетуломский равны 0.18 и 0.48, соответственно. Такие отличия целевой функции от нуля могут быть обусловлены как высоким уровнем атмосферного шума, так и несовершенством модели области выхода. При локализации области выхода были получены схожие результаты для двух станций.

При обработке данных регистрации ОНЧ хисса в обс. Ловозеро и Верхнетуломский 7 декабря 2014г. в период 09:10-09:20 UT был применен полосовой фильтр с полосой 1800 ± 50 Гц. Наблюдаемые плотности распределения параметров поля представлены на рис. 4. Стоит обратить внимание, что плотности распределения S_x и S_y , наблюдаемые в обс. Ловозеро и Верхнетуломский, схожи, что свидетельствует в пользу существования в ионосфере вытянутой области выхода. Результаты локализации области выхода, проведенной для каждой станции отдельно, несколько отличаются друг от друга (рис. 4 справа). Окончательные значения целевой функции равны 0.14 и 0.24 для обс. Ловозеро и обс. Верхнетуломский, соответственно. Область выхода находится к северо-востоку от обеих станций. Расстояние между центрами областей выхода составляет около 150 км.

Выводы

Предложен новый метод анализа результатов наземной регистрации горизонтальных компонент магнитного и вертикальной компоненты электрического поля естественных СНЧ/ОНЧ излучений, основанный на оценках плотности распределения не зависящих от амплитуды параметров поля излучений. Также предложен метод локализации их области выхода из ионосферы к земной поверхности при помощи сравнения результатов моделирования распространения СНЧ/ОНЧ излучений сквозь ионосферу к земной поверхности и экспериментально полученных плотностей распределения параметров поля. Такой подход позволяет учитывать шумовой характер СНЧ/ОНЧ излучений и особенности распространения излучений в нижней ионосфере и возбуждения волновода Земля-ионосфера.

Благодарности. Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН № 28 “Космос: исследование фундаментальных процессов и их взаимосвязей”.

Список литературы

1. Клейменова Н.Г., Маннинен Ю., Громова Л.И., Турунен Т., Федоренко Ю.В., Никитенко А.С., Зелинский Н.Р., Громов С.В. Условия в солнечном ветре и магнитосфере во время всплеска нетипичных ОНЧ шипений (08 декабря 2013 г.) // Геомагнетизм и Аэрономия, том 55, №3, с. 323. 2015, doi:10.7868/S0016794015030104
2. Маннинен Ю., Федоренко Ю.В., Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Никитенко А.С. Первые результаты одновременной регистрации ОНЧ излучений в двух близко расположенных пунктах в авроральных широтах // Геомагнетизм и Аэрономия, том 54, №1, с. 36-42. 2014, doi:10.7868/S0016794014010088
3. Lauben, D.S., U.S. Inan, and T.F. Bell (2002), Source characteristics of ELF/VLF chorus, J. Geophys. Res., 107(A12), 1429, doi:10.1029/2000JA003019
4. Lehtinen, N.G., and U.S. Inan (2008), Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet, J. Geophys. Res., 113, A06301, doi:10.1029/2007JA012911.
5. Machida, S., Tsuruda, K. (1984), Intensity and polarization characteristics of whistlers deduced from multi-station observations. J. Geophys. Res. 89, 1675-1682, doi:10.1029/JA089iA03p01675
6. Means J.D. (1972) Use of the three-dimensional covariance matrix in analyzing the polarization properties of plane waves // J. Geophys. Res. V. 77. N 28. P. 5551-5559, doi:10.1029/jA077i028p05551
7. Ozaki, M., et al. (2008), Localization of VLF ionospheric exit point by comparison of multipoint ground-based observation with full-wave analysis. Polar Sci. 2 (4), 237-249. doi:10.1016/j.polar.2008.09.001
8. Titova, E.E., et al. (2015), Identification of the source of quasiperiodic VLF emissions using ground-based and Van Allen Probes satellite observations, Geophys. Res. Lett., 42, 6137-6145, doi:10.1002/2015GL064911
9. Tsuruda, K., Machida, S., Terasawa, T., Nishida, A., Maezawa, K. (1982), High spatial attention of the Simple transmitter signal and natural VLF chorus observed at ground-based chain stations near Roberval, Quebec. J. Geophys. Res. 87, 742-750, doi:10.1029/JA087iA02P00742

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.66-68

SOLAR SOURCES AND CHARACTERISTICS OF SOLAR WIND MAGNETIC CLOUDS

N.A. Barkhatov¹, E.A. Revunova², R.V. Romanov¹, V.G. Vorobjev³

¹*Kozma Minin Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

Introduction

The forecast quality for geomagnetic efficiency of coronal mass ejections (CME) as high-energy solar manifestations in the form of magnetic clouds directly depends on the initial physical characteristics of solar sources [1, 2, 3]. For this purpose, at the present study a technique for establishing the localization and orientation of an extended solar source of magnetic clouds from the data of coronagraphs and photosphere photographs EIT MDI SOHO has developed. Further, based on the proposed method, a statistical study of the dependences for CMEs spatial characteristics of magnetic clouds on the location of their sources on the solar disk, on their extent and angular orientation was performed. As a result, dependences of the maximum intensity, of the maximum intensity Bz-component, the latitude and longitude angles of the cloud magnetic field vector, the magnetic cloud velocity from the minimum latitude of the extended solar source and the corresponding longitude are obtained. Attention has been drawn to the existence of auroral electrojets AL index value dependence by parameters of solar sources structures. The relationships of solar source coordinates with the geomagnetic activity of the cloud sheath and with the geomagnetic activity of the magnetic cloud body are found.

The main problems in studying the sources of CME/MC and their transfer in the solar wind are the following: 1) the CMEs sources often do not stand out against the background of the corona or the photosphere and sometimes can be determined by residual phenomena; 2) solitary MC is an extremely rare phenomenon and its source is difficult to detect against the background of a disturbed solar corona or photosphere, 3) the direct passage of solitary MC to the Earth is not fixed by coronagraphs, since the coronagraph detects the MC only in the profile, 4) the huge dimensions of the CME/MC by satellites allows to receive the parameters of the structure and its dynamics only at the object section.

Method for establishing the localization and orientation of an extended solar source of magnetic clouds

A key feature of our approach to investigating MC is to represent its magnetic part in the form of a powerless magnetic tube carried away from the Sun with the observed eruption. However, the mass parts of the "halo" type CMEs are clearly visible on the coronagraphs and, as a consequence, it is possible to reliably determine their solar source.

Determination of the number of possible sources during the day proceeding from the minimum velocity of the CME propagation from the Sun to the patrol spacecraft (SC) was performed. The minimum velocity is assumed to be equal to the average MC velocity plus the average velocity of magnetic sound (according to the SC data). The MC sources are the areas of ascent and eruption of stream loops (fibers) we use. Due to the length of the MC sources, their angular coordinates closest to the center of the heliocentric Cartesian coordinate system were considered. So in the case of high-energy events, the determination from the coronagraph data of the source coordinates was reduced to determining coordinates of the visible regions of these structures output on the photosphere ("pins").

In the general case, if the event was accompanied by cascade eruptive processes involving loops from several regions, then the source was the area in which the final loop collapsed and became invisible in the frequency range of the coronagraph. If the coronagraph resolution was not sufficient to observe the process of eruption itself and the sunspots or sources structure are far from the flow loop representation in the form of an arch (for example, sigmoid), indirect signs of eruption (for example, post eruptive arcades, deflection of "power lines" around an invisible center, areas of darkening) were used. In this case, the ascent area of the loop was determined by arcades, and the "pins" coordinates - by the "force lines" deviations around the invisible center in the areas where the arcade ends. Instead of the point "pins" coordinates, the values of coordinates for boundaries of regions involved in the eruption were used.

A statistical study for dependence of MC characteristics sources on location on the solar disk was carried out at 46 MC events, marked from 1997 to 2012. For them 112 possible solar sources were fixed according to the following catalogs: 1) catalog of coronal ejections of LASCO CME Catalog, (<http://lasco-www.nrl.navy.mil/index.php?p=content/cmelist>); 2) catalog of large-scale solar wind phenomena (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/); 3) catalog of outbreaks indicating the presence of CME and shock waves

(<http://umtof.umd.edu/sem/>); 4) catalog of H α -flashes (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/); 5) catalog of X-ray flares from Virtual Solar Observatory (<http://vso.nso.edu/cgi/catalogue>).

Selection of probable sources was also carried out with the help of additional possibilities using data on X-ray flares and microwave radiation bursts with a minute resolution. These data with photographs of the solar photosphere EIT SOHO, which made it possible to determine outburst coordinates, were compared. An alternative way to determine the coordinates of the CME/MC sources was to focus on the halo CME appearance. Since the halo can be ejected in the opposite direction from the Earth, the data on x-ray and microwave radiation were used.

In all possible cases obtained coordinates of the CME/MC sources with sunspots coordinates in the region of the emission source from the MDI SOHO images (Fig. 1a) were compared. Satisfactory was considered to coincide with a deviation no more than 2-3° in latitude. In determining the source coordinates, the "shaking" of the SOHO spacecraft around the X GSE axis in the range of $\pm 7.85^\circ$ was also taken into account. The angles of "shaking" for each case by stars motion on the difference LASCO C3 images within daily interval or less (Fig. 1b, c) were calculated.

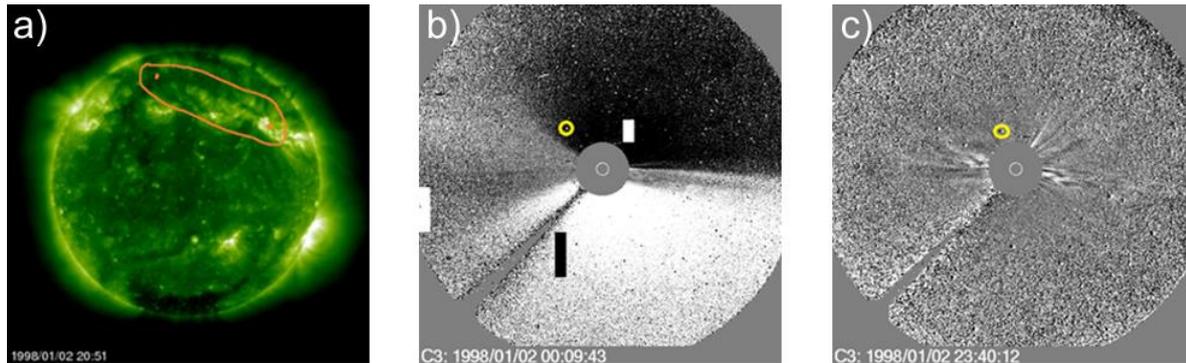


Figure 1. MDI SOHO (a), LASCO C3 (b, c) images used to determine coordinates of the CME/MC sources

Investigation of dependence for angular orientation of the visible part for 112 possible solar sources on their coordinates showed the following regularities: 1) the source inclination angle to the equator plane in the western hemisphere at northern and southern latitudes has a minimum at zero latitudes, 2) if source closer to the heliographic equator, so it is more extended in the equatorial direction, 3) if farther the source from the equator, so it is more extended in the meridional direction, 4) the longitude dependences corresponding to the minimum latitude appear weak.

Analysis for distribution of various lengths solar sources showed that for the northeastern part of the solar disk there is a clear direct dependence of the source length from its minimum latitude with a minimum in the equatorial region. For the minimum latitude of an extended source located in the region of the midday meridian, its length increases with the longitude of the source from $\sim 10^\circ$.

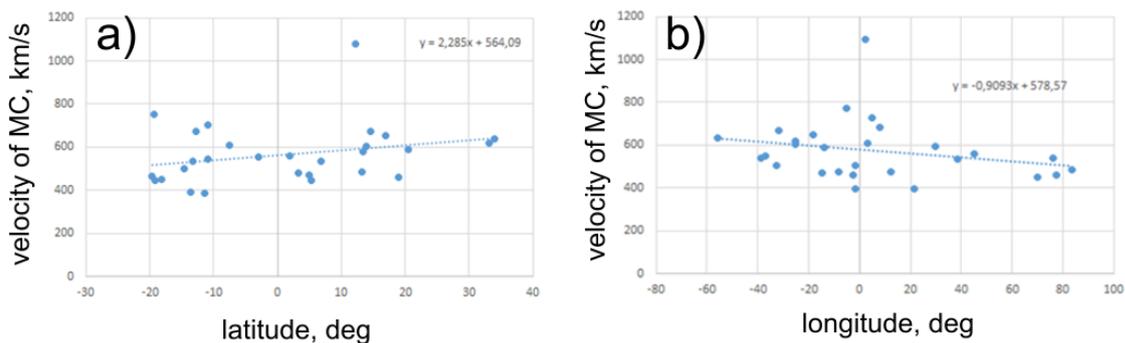


Figure 2. The dependence of MC velocity on the minimum latitude (a) and the corresponding longitude (b) of the source

A statistical study for dependence of MC characteristics and their substorm geomagnetic activity by the localization of solar sources

Comparison of solar sources parameters with the MC characteristics gave a special point in the heliographic center area related to the CME velocity of the order of $\sim 550-600$ km/s. For the northern hemisphere, a direct dependence ($R > 0.45$) of structure velocity on the latitude of the source with a minimum near the equator appears. Dependence of the structure velocity on the source longitude in the northern and southern hemispheres of the Sun according to the

quadrants is described by the correlation coefficient from 0.55 to 0.7. It is noted that the structure velocity is higher the east of its supposed source on the Sun (Fig. 2). The character of the obtained dependence excludes the mirror symmetry of the Sun hemispheres.

The study revealed the dependence of the MC maximum magnetic field strength and the corresponding Bz component on minimum latitude of the extended source and corresponding source longitude. Here, a minimum (~10 nT) of the MC maximum magnetic field in the region of the heliographic equator and its maximum (~50 nT) occur in the region of the midday meridian. For a large MC group, the maximum field strength increases with increasing of source latitude. This dependence is particularly noticeable for the northeastern part with a minimum in the equatorial region ($R \sim -0.6$). The same dependence on the source longitude has a weak inverse character with the exception of the western hemisphere where $R \sim -0.6$. In GSE coordinates, a minimum (~0 nT) for the Bz-component of the maximum magnetic field MC for a source located in the region of the heliographic equator and a maximum (~20-25 nT) for the source near the midday meridian are observed. Moreover, as the latitude of the source increases, the modulus of the Bz component increases, and decreases with longitude increasing.

A comparison of MC orientation with solar sources parameters demonstrates the dependence of the latitude and longitude angles of the magnetic field vector for MC from the minimum latitude of the extended source and the corresponding source longitude. It is noted that there exists a minimum (~0°) of the modulus of the latitude angle of the MC field vector in the region of the heliographic equator and a maximum (~60-90°) in the region of the half-meridian (in GSE). With the increase in the source solar latitude, the latitude angle of the MC increases, and with the increase in the solar longitude, it decreases. A maximum (~90°) of the MC field vector near the heliographic equator and the midday meridian (~60-90°) is noted for the longitude angle MC. With increasing solar latitude and longitude, the longitude angle decreases.

An analysis is made for relationship between geomagnetic activity, described by the AL index of auroral electrojets, MC bodies and their sheaths, with their solar source coordinates. For MC bodies that had sources located at southern latitudes, the index AL is inverted with $R \sim -0.6$ from the minimum latitude of the extended source. The dependence of AL on the source latitude increases for the southeast to $R \sim -0.9$ with a minimum in the equatorial region. For the southeast, there is also a direct dependence of AL index with $R > 0.6$ on the source longitude corresponding to the minimum source latitude. For the south-west, as for the northern latitudes, there is no way to make any conclusion.

The MC sheath also has geomagnetic activity. For extended MC sources located at the southern latitudes of the MC sheaths, a clear dependence of the AL index on the minimum source latitude ($R \sim -0.6$) was found. For sources with a minimum latitude at northern latitudes, a weak inverse dependence may be possible. For the northeastern sources there is a weak inverse dependence of the AL index on its longitude. For northwestern sources, the direct dependence of AL index on its longitude ($R \sim 0.7$) is manifested. However, for the western hemisphere this dependence is whole weak ($R > 0.4$).

Thus, the dependence of auroral electrojets AL index values, characterizing the intensity of magnetospheric substorms, on the location of extended solar MC sources is noted. It manifests itself through the geomagnetic activity of the magnetic cloud body and its sheath.

Conclusions

A statistical study of dependencies for spatial characteristics of CME sources like as MC on their location on the solar disk is made. Dependences of distribution of localization of solar sources of various extension and angular orientation of their visible part are obtained. A comparison of solar sources parameters with MC characteristics recorded on the spacecraft, determines the following characteristic patterns: the dependence of the MC velocity on the minimum altitude and its corresponding longitude and source; dependence of the maximum magnetic field strength of MC from the minimum latitude and the corresponding longitude of the source; the dependence of the Bz component of the maximum intensity of MC magnetic field from the minimum latitude and the corresponding longitude of the source; the dependence of the latitude and longitude angles of magnetic field vector from the minimum latitude and the corresponding longitude of the source. Taking into account the connection between geomagnetic activity and the body of MC and its sheath, it was possible to determine its dependence on the localization of an extended solar source.

Acknowledgements. This work was supported by grants RFBR №16-05-00608, №18-35-00430 and Ministry of Education and Science of Russian Federation project № 5.5898.2017/8.9.

References

- [1] Barkhatov N.A., Kalinina (Revunova) E.A., Levitin A.E. The manifestation of configurations magnetic clouds of the solar wind in geomagnetic activity // *Cosmic Research (RAS)*, 2009, V. 47, N. 4, pp. 300-310
- [2] Barkhatov N.A., Kalinina (Revunova) E.A. Determination of parameters for magnetic clouds and the forecast of the intensity of magnetic storms // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2010, V. 50, N. 4, pp. 477-485
- [3] Barkhatov N.A., Vinogradov A.B., Revunova E.A. The manifestation of the orientation of magnetic clouds of the solar wind in the seasonal variation of geomagnetic activity // *Cosmic Research (RAS)*, 2014, V. 52, N. 4, pp. 286-295

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.69-75

STRUCTURE AND DYNAMICS OF THE SOLAR CORONA OBSERVED DURING DIFFERENT PHASES OF THE SOLAR CYCLE

P. Stoeva¹, A. Stoev¹, S. Kusin², B. Marzouk³, A. Pertsov², M. Semeida³

¹Space Research and Technology Institute, Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora, Bulgaria

²Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³National Research Institute of Astronomy and Geophysics, 11421 Helwan, Cairo, Egypt

e-mails: penm@abv.bg, kuzin@mail.llebedev.ru, bmarzoke@yahoo.com

Abstract. Study of the solar corona is very important from point of view of solar physic and solar-terrestrial relations. The solar corona is composed of both closed magnetic loops emerging from the photosphere and "open" magnetic field regions that form the heliosphere.

White light corona can be observed only during total solar eclipses (TSE) because its intensity is much lower than the brightness of the sky. Observations of the total solar eclipses (TSE) in 1990, 1999, 2006, 2008, 2009, 2012 and 2017, which are at different stages of the solar activity cycle, were conducted. Our expeditions and experiments were part of the Bulgarian National scientific program for observation of the specific total solar eclipse in collaboration with scientists from Russia, France and Egypt. The sites were chosen to be in the line of totality. We have made an analysis of the white light coronal structures and shape. Polar plumes, dome-shaped and "helmet" type structures are the basic coronal formations. They are evident from composited images of different number of negatives taken with a variety of exposures. Our composited images are compared with the images of the C2 coronagraph of Naval Research Laboratory's LASCO instrument on ESA's Solar and Heliospheric Observatory (SoHO).

The structure, shape and brightness of the solar corona significantly depend on the activity of the Sun. The corona is very bright and uniform at solar activity maximum. We can observe a lot of bright coronal streamers and other active regions on it. During minimum of the solar activity the corona becomes asymmetric - it stretches at the equator. The Ludendorff flattening index (ellipticity) is the first quantitative parameter introduced for analysis of the global structure of the solar corona. It is anticorrelated with solar activity and varies between minimum and maximum. Analysis of the ellipticity coefficient and phase of the solar cycle show that white light corona during the 2006, 2008, 2009 and 2017 TSE (2 different solar minima) is asymmetric in contrast to solar corona observed during the 1990, 1999 and 2012 solar eclipses (solar maximum). Moreover, value of the photometric flattening index at a cycle minimum can be used to forecast the amplitude of the cycle.

These results can contribute to development of contemporary notion of the physical characteristics, shape and structure of the solar corona and its evolution with the solar activity cycle.

Introduction

Solar corona can be observed only during total solar eclipses (TSE) because its intensity is much lower than the brightness of the sky. Solar corona is the part of the solar atmosphere which is one of the most important from point of view of solar physic and solar-terrestrial relations. Solar wind is accelerated and the coronal mass ejection is formed in its inner part, which is difficult for observations and diagnostics.

White light corona is a result of scattering of photospheric light off electrons in the corona and dust in interplanetary space. The orbital heliospheric observatories SoHO and STEREO, and the satellites Yohkoh, TRACE and CORONAS give the possibility of continuous investigation of the solar corona and the processes acting but they are closer to the Earth than the Moon and overocclude the sun, omitting from view exactly the inner corona.

The coronal light consists of **K-, F-, E-, T- corona**. These components are formed by very different mechanisms and have very different properties. K- (Kontinuierlich) corona is caused by scattering of photospheric light off rapidly-moving coronal electrons; F- (Fraunhofer) corona – by scattering of photospheric light off dust in interplanetary space between the orbits of Mercury and Earth; E- (Emission) corona – by actual emission of radiation by highly-ionized species in the corona; T- (thermal) corona – by thermal (largely infrared) emissions of interplanetary dust, usually the same dust that is causing the F-corona [Golub and Pasachoff, 1997].

Primary source of information about distant regions of the middle and outer corona still remain optical observations of the so called **white-light corona**, formed from the K- and F- corona.

Solar eclipses are between two and five each year. Many occur over the oceans or distant places and it is very difficult to document them. Some are not total, being only partial or annular. Thus, a good opportunity for total solar eclipse observation comes along every only two or three years. The average duration of totality is only two to three

minutes. That is why, studying changes in the corona from one eclipse observation to another will draw the picture of its evolution.

Basic characteristics of the corona are controlled by changes in the configuration of the global magnetic field of the Sun. We know that, in general, large coronal streamers lie above the polarity-inversion lines of the large-scale magnetic field of the Sun marked by filaments and prominences [Vsekhsvyatskiy *et al.*, 1965]. That is why, studies of the solar corona shape give us information about long term variations and structure of its large scale magnetic fields.

The equatorial plane of the dipole component of the solar magnetic field is regarded as principal plane of the solar corona with all its features. The position of this plane defines the orientation of the heliospheric current sheet and the outer solar corona in 3D space. Its inclination with respect to the solar equatorial plane varies from almost zero at solar minimum to almost 90° at solar maximum, which is the reason for fundamentally different appearance of the corona.

The observed variety of solar corona forms is also determined by the variations of the current sheet orientation towards the earth due to solar rotation [Gulyaev, 2011]. Lifetime of these forms can be from less than one to more than several solar rotations.

Comparative analysis of the white light corona observations during 5 total solar eclipses (in 1990, 1999, 2006, 2008 and 2009), at different phases of the solar activity cycle is presented in this work. White light solar corona is examined using the inclination of streamers towards the equator and the photometrical flattening index or index of ellipticity of the solar corona.

The minimum corona is much fainter and weaker than the maximum corona because of the absence of large active regions.

The corona is the source of the fast and slow solar winds, and transient events like flares, jets, filament eruptions and coronal mass ejections (CMEs). Transient events can considerably change the structure of the corona, since, especially coronal mass ejections frequently lead to global magnetic re-organisation.

Coronal structures appear bright (arcades, loops, helmet streamers) or dark (coronal holes). Plasma density and temperature greatly depend on the magnetic field topology: bright features have closed magnetic structures (bipolar and active region loops), while dark coronal holes have an "open" magnetic structure towards the interplanetary magnetic field.

"Helmet streamers" are connected with solar active regions, and are centered over sunspots or prominences. Above the helmet, a long, straight stalk continues outward, and remains untwisted even to a dozen solar radii.

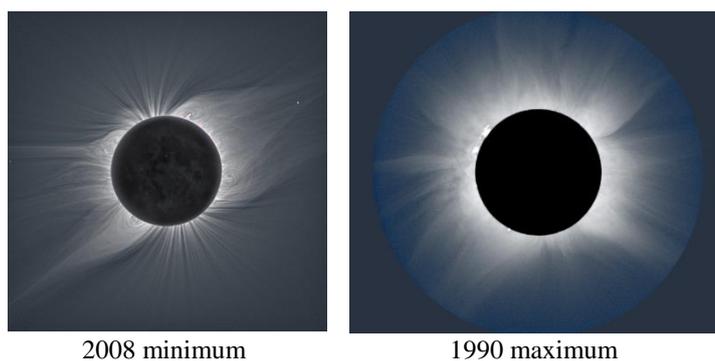


Figure 1. Solar corona during the 2008 TSE in minimum of the solar cycle and during the 1990 TSE in maximum solar activity.

Observations

Observations of the total solar eclipses (TSE) in 1990, 1999, 2006, 2008, 2009, 2012 and 2017 were conducted at different sites of the world, in the line of totality. Usually, the scientific programme of our expeditions includes different tasks:

Photometric investigation of the basic coronal structures in white light.

Spectrometric investigation of the solar corona.

Photometry of the sky illuminance with a LUX Pu 150 photometer.

Determining of the dynamics of basic micrometeorological parameters of the 2-meter ground atmospheric layer.

Astrometry of the TSE during its phase evolution

Observations of atmospheric optical effects during the TSE.

Here we consider the white light corona at different phases of the solar cycle.

July 20, 1990 – near the town of Kem, Karelia, Russia ($\varphi = 64^{\circ}57' N$, $\lambda = 34^{\circ}36' E$, Alt. = 165m). Maximum of the solar activity. Sunspot number SSN=104

August 11, 1999 - around the town of General Toshevo, Bulgaria ($\varphi = 43^{\circ}41.7' N$, $\lambda = 28^{\circ}11.5' E$, Alt. = 200m). Maximum of the solar activity. SSN=252

March 29, 2006 – near the town of Manavgat, Turkey ($\varphi = 36^{\circ}45'27.59'' N$, $\lambda = 31^{\circ}27'14.11'' E$, Alt. = 2m). Minimum of the solar activity. SSN=31

August 1, 2008 – near the town of Bijsk, Altay, Russia ($\varphi = 51^{\circ}58' N$, $\lambda = 84^{\circ}57' E$, Alt. = 360m). Minimum of the solar activity. SSN=0

July 22, 2009 - near the upper reservoir of the TianHuangPing Pumped Storage Power Station, China ($\varphi = 30^{\circ}28'14.2'' N$, $\lambda = 119^{\circ}35'29.0'' E$, Alt. = 909m), near the Shanghai Observatory. Minimum of the solar

activity. SSN=0

November 14, 2012 - in the region of Mount Molloy, 150km from Palm Cove, Cairns, Queensland, Australia ($\varphi = 16^{\circ}29'45.6''$ S, $\lambda = 144^{\circ}58'17.4''$ E, Alt. = 342m). Maximum of the solar activity. SSN=133

August 21, 2017 - in the area of the town St. Joseph, USA, near the Missouri River ($\varphi = 39^{\circ}47'23.1''$ N, $\lambda = 94^{\circ}52'42.6''$ E, Alt. = 253m). Minimum of the solar activity. SSN=63

White light corona observations

The white light corona observations during different years of total solar eclipses are made with different telescopes and cameras with different times of exposure. The experiments and observational equipment are described in *Stoeva et al.* [2011].

Solar corona photographs in white light during the 1990, 1999 and 2006 TSE were obtained by a large-aperture cameras (200/1000mm and telescope 150/2250mm Meniskas - Cassegrain), and telescopes-refractors (63/840mm) [Stoev et al., 2002]. **Black and white professional photographic films** Kodak T-MAX 200 Pro with unique structure were used.

During the 2008, 2009, 2012 and 2017 TSE, the white-light corona photographs were obtained with 250/2000mm, 300mm objectives, and 2000mm Macsutov - Cassegrain telescope using **high resolution digital cameras**. Photographs were taken with different exposures, from 1/2000 sec to 5 sec.

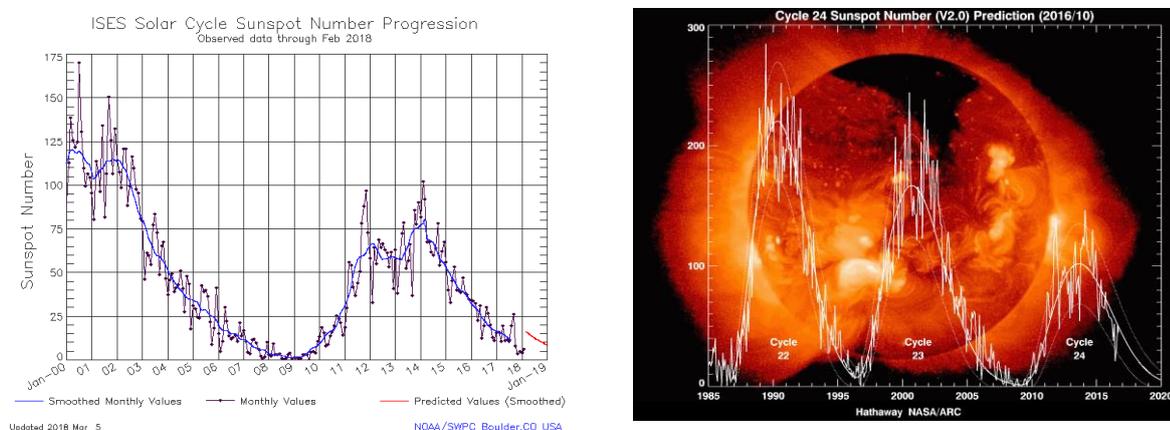


Figure 2. Solar cycle sunspot number progression.

Results and analysis

The 1990 and 1999 total solar eclipses are during the maximum of the 22nd and 23rd solar cycle.

The 2006 TSE is in the minimum - on the falling branch of the 23rd solar cycle.

The 2008 and 2009 TSE are also in minimum but on the rising branch of the 24th solar cycle. The 2012 eclipse is in very low maximum of the solar activity.

The 2017 eclipse is on the falling branch of the 24rd solar cycle.

Polar plumes, dome-shaped structures and “helmet” type structures are the basic coronal formations. They are evident from composite images of different number of negatives taken with a variety of exposures in white light.

Coronal streamers

During the 2006 TSE, all the basic coronal structures such, are evident from the composite image of 16 negatives taken with exposures from 1/2000 sec to 5 sec in white light [Stoeva et al., 2008].

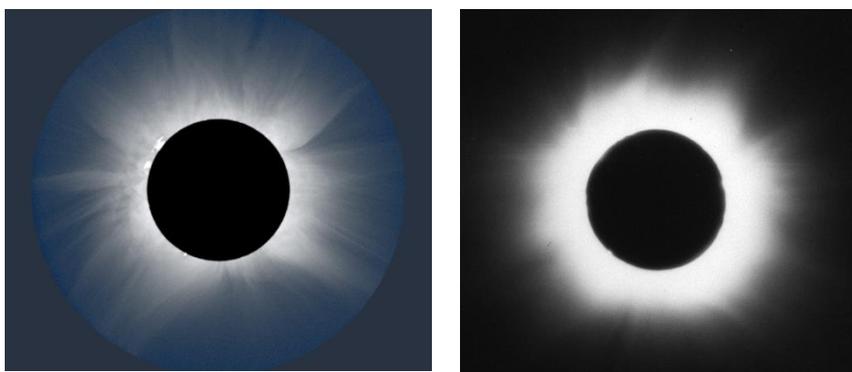


Figure 3. Solar corona from the total solar eclipse on **July 20, 1990** [Miloslav Druckmüller, 2004], left and **August 11, 1999** (photograph in white light made by a great light power camera (200/1000 mm) - with 2 sec exposure).

The 2006 TSE is in minimum - on the falling branch of the 23rd solar activity cycle. The 2008 TSE is also on the falling branch according to the consensus reached by The Solar Cycle 24 Prediction Panel on May 8, 2009: the 24th

solar cycle begins in December 2008. The 2009 TSE is also in minimum but on the rising branch of the 24th solar cycle. The quiet Sun corona shows larger helmet-type streamers concentrated in latitudes near the equator between N45 and S45.

For the 2006 TSE, polar plumes are well developed in northern and southern hemisphere of the corona. Dome-shaped structures are displaced from 25° to 45° heliographic latitudes. The deviations from a radial direction in western hemisphere (21°) are greater than that in eastern one (8°).



Figure 4. August 11, 1999 TSE. Black and white pencil drawing of the solar corona during the total phase, Zlatna Mychaylova. Equidencites.



Figure 5. March 29, 2006 TSE. Composite image of 16 negatives taken with exposures from 1/2000 sec to 5 sec in white light. Comparison of the white light corona with the steamer structure obtained by SoHO.

Comparisons are made with the steamer structure of the solar corona taken by SoHO and show that the basic steamer structures are identical.

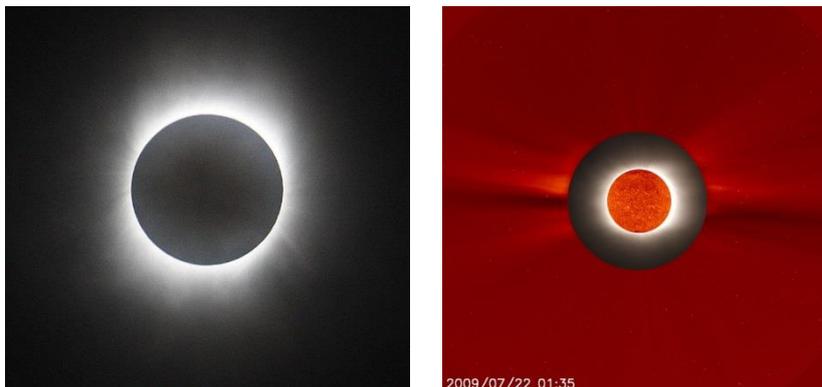


Figure 6. July 22, 2009 TSE - white light corona superimposed on an image of the Sun's outer corona taken by the Large Angle Spectrometric Coronagraph (LASCO) and shown in red false color (*right*).

For the 2008 TSE, coronal structures are also outlined on the composite image of the white light corona, at heliographic latitudes from 19° to 48°. The deviations in western hemisphere (9°) are smaller than that in eastern one (12-18°).

The total solar eclipse on July 22, 2009 has maximum duration of 6 min 39 sec and this is the longest totality for the last 2000 years.

Images of the white-light corona during the 2009 TSE also show the typical coronal structures. The deviations of the streamers from radial direction in western hemisphere are larger (28-34°) than that in eastern one (18-20°), as in 2006 TSE but with larger values.

Studying the three TSEs during minimum of the solar activity cycle we found that deviation of the coronal streamers from radial direction or their inclination towards the equator is larger as a whole for the 2008 (Sunspot Number SSN=0) and 2009 (SSN=0) eclipses in comparison with the 2006 TSE (SSN=31).



Figure 7. Coronal streamers during the August 1, 2008 (*left*) and March 29, 2006 (*right*) TSE in white light.

This fact can be explained with the low solar activity in 2008 and 2009 (deep solar minimum). For studying the corona of the sun during a very low maximum in the solar activity Russian-French-Bulgarian expedition was organized for observation of the November 14, 2012 total solar eclipse in Australia. Different experiments were conducted in the region of Mount Molloy, 150 km from Palm Cove, Cairns, Queensland.

Composite eclipse image consists from 16 images of different exposures made during the expedition of Space Research and Technology Institute, BAS (P. Stoeva and A. Stoev) and, Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow (S. Kuzin and A. Percov).

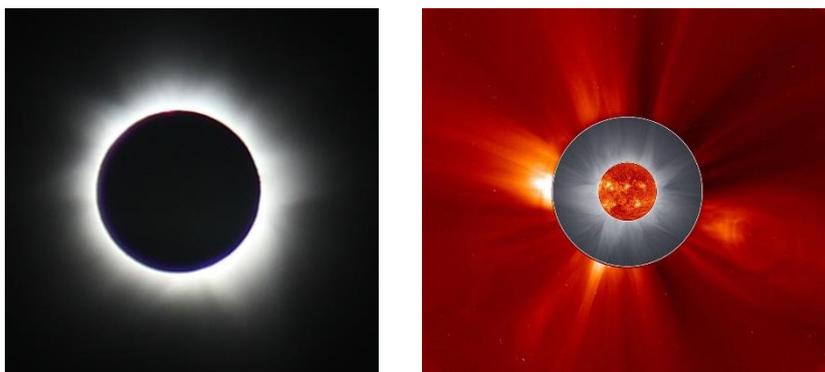


Figure 8. White light corona during the November 14, 2012 total solar eclipse, Australia, photographed with a 300 mm objective (*left*). Eclipse composite image between a SOHO/EIT image in helium radiation at 304Å in the ultraviolet (central image) and an outer-corona image from SOHO/LASCO (*right*).

Total solar eclipse on August 21, 2017 has been the first in the United States since 99 years and crosses the country from Oregon to South Carolina. We partly managed to observe the phenomenon due to suddenly changed weather conditions, but we received wonderful photographs from our American colleagues.

The Megafilm project (<http://eclipsemega.movie>) has been successfully completed, where people from across the US send photographs or videos to a Google-related system to make them accessible to everyone.

Studying the three TSEs during minimum of the solar activity cycle we found that deviation of

the coronal streamers from radial direction or their inclination towards the equator is larger as a whole for the 2008 (Sunspot Number (SSN =0) and 2009 (SSN = 0), and 2017 (SSN =63) eclipses in comparison with the 2006 TSE (SSN =31). This fact can be explained with the low solar activity in 2008, 2009, and in the following minimum in 2017 (deep solar minimum).

Flattening index

The Luddendorf flattening index (ellipticity) is the first quantitative parameter introduced for analyses of the global structure of the solar corona. It increases monotonically from the limb to some distance r , which varies from eclipse to eclipse within the range of $\sim 1.4 R_{\odot}$ to $\sim 2.2 R_{\odot}$ and it is sensitive to existence of coronal streamers at large heliographic latitudes.

This ellipticity coefficient show that corona is very round at solar maximum, when streamers emerge from so many latitudes, and it is much more elliptical at solar minimum, when only a few streamers are visible at the equator.

This way, the Luddendorf flattening coefficient shows the cycle of solar activity [Van de Hulst, 1953; Gulyaev, 1997; Stoev et al., 2002].

For determining of the flattening ε the formula of Ludendorf [1928] has been applied

$$\varepsilon = \frac{d_0 + d_1 + d_2}{D_0 + D_1 + D_2} - 1$$

where d_0 is the equatorial equidensity diameter, d_1 and d_2 are the diameters placed at angles of $\pm 22.5^\circ$ in relation to d_0 ; D_0 is the diameter of equidensities passing through the solar poles and D_1 and D_2 are the diameters tilted to D_0 at angles of $\pm 22.5^\circ$. The flattening ε , which characterizes the solar corona type, is calculated at a distance of $2 R_\odot$ from the solar disk centre – a way to remove the effect of the F-corona.

The phase of the solar activity cycle can be calculated using the formula of Bernheimer [1938]:

$$\Phi = \frac{T - T_{\min}}{|T_{\max} - T_{\min}|}$$

where T is the moment of the total solar eclipse, T_{\min} and T_{\max} are the nearest minimum and maximum of the corresponding solar cycles. The phase is calculated by linear interpolation between the closest maximum ($\Phi=1$) and closest minimum ($\Phi=0$). The sign + or – is assigned according to the rising and falling branch of the solar cycle, respectively.

Table 1. The solar corona flattening index ε and the solar cycle phase Φ for seven total solar eclipses.

Year	1990	1999	2006	2008
Sunspot N	104	252	31	0
ε	0.090	0.190	0.098	0.320
Φ	- 0.85	0.75	- 0.25	- 0.04
Corona Type	Before min (May 1996)	After min (May 1996)	Before min (Dec 2008)	Before min (Dec 2008)

Year	2009	2012	2017
Sunspot N	0	133	63
ε	0.22	0.024	0.270
Φ	0.12	0.87	- 0.6
Corona Type	After min (Dec 2008)	After min (Dec 2008)	After max (Apr 2014)

The flattening index of the solar corona, which is largest at the activity minimum and vice versa, can be considered as an indirect characteristic of the polar magnetic field of the Sun, which is also largest at minimum according to dynamo theory. The amplitude of the toroidal magnetic field of the Sun (forms sunspots) in the activity maximum is determined by the poloidal magnetic field in the previous minimum. Pishkalo M. [2011] have obtained an equation for the best linear fit of the smoothed monthly sunspot number at cycle maxima W_{\max} vs. the flattening index ε near cycle minima using data for 60 total solar eclipses:

$$W_{\max} = -2.8 + 466.1 \times \varepsilon.$$

We have used this equation for calculating the amplitude of smoothed monthly sunspot number in the last solar cycle. The TSE in 2008 is closer to the minimum of the solar activity – December 2008. Using the obtained flattening index of $\varepsilon = 0.32$ (very close to the value $\varepsilon=0.29$ of [Rusin et al., 2010]), it can be predicted that the amplitude of the current solar cycle will be 146 ± 65 in terms of the smoothed monthly sunspot number.

The 2009 TSE is at the beginning of the solar cycle 24. Using this flattening index value - $\varepsilon = 0.22$ - we calculate a lower value - 99.7 ± 65 - for the amplitude of the solar cycle 24. The average value is 122.85. Mean value of the sunspot number in April 2014, determined as maximum of the Solar cycle 24 is $SSN=112.46$, which is very close to the obtained value.

Other investigations conducted during total solar eclipses:

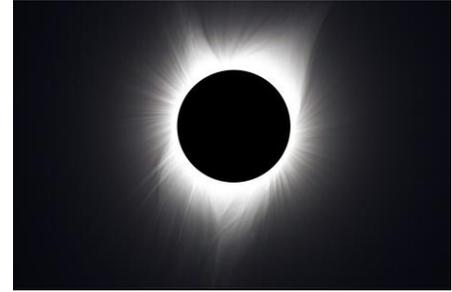


Figure 9. Solar corona on August 21, 2017 in minimum of the solar activity.

1. Astrometry of the Total Solar Eclipse phenomenon.
2. Photometry of the solar corona in the green coronal line (photos with a narrow green filter $\lambda = 5303\text{\AA}$).
3. Corona Spectrometry (Green Coronal Line).
4. Meteorology of the ground atmospheric layer (2 meters).
5. Photometry of the sky illumination during the phase evolution of the Total Solar Eclipse.

Conclusion

We have made an analysis of the white light coronal structures and shape during the seven total solar eclipses, which are at different stages of the solar activity cycle. Ground based composite images are compared with images from space observatories: Solar Ultraviolet Imager (SUVI) from NOAA/NASA's GOES-16 (inside the black and white corona) and C2 coronagraph of Naval Research Laboratory's LASCO instrument on ESA's Solar and Heliospheric Observatory (SoHO).

Three of the investigated TSEs are during minimum of the solar activity cycle. We have found that deviation of the coronal streamers from radial direction or their inclination towards the equator is larger as a whole for the 2008, 2009 and 2017 eclipses (deep solar minimum) in comparison with the 2006 TSE, which is at comparatively larger solar activity.

Analysis of the Ludendorff flattening index and phase of the solar cycle show that white light corona during the 2006, 2008, 2009 and 2017 TSE (solar minimum) is asymmetric in contrast to solar corona observed during the 1990, 1999 and 2012 total solar eclipses (solar maximum). Moreover, value of the photometric flattening index at a cycle minimum can be used to forecast the amplitude of the cycle. We have made two estimations for the amplitude of the solar cycle 24 in terms of the smoothed monthly sunspot numbers using indices for TSEs in 2008 ($\epsilon = 0.32$, 4 months before solar cycle minimum in December 2008) and in 2009 ($\epsilon = 0.22$, 7 months after the minimum) - 146 ± 65 and 99.7 ± 65 accordingly (mean value is 122.85). Mean value of the sunspot number in April 2014, determined as maximum of the Solar cycle 24 is $SSN = 112.46$.

References

- Bernheimer W. E., 1938, "Sunspot activity and the form of the solar corona". M.N.R.A.S., 98, 598.
- Druckmüller Miloslav, 2004, Eclipse Photography Home Page, <http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/eclipse/Ecl1990/Incor/0-info.htm>
- Ludendorff, H., Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys.-Math. Kl., 16, 1928, 185.
- Golub, L., Pasachoff, J.M., "The Solar Corona". Cambridge University Press, Cambridge, 1997, 259.
- Gulyaev, R. "Solar cycle variation of the solar corona shape. A new outlook", *Astron. Astrophys. Transactions*, 13, 1997, pp 137-144.
- Gulyaev, R. "Investigations of the solar corona using the solar eclipse observations in IZMIRAN", *Geomagnetism and Aeronomy*, vol. 51, N 2, 2011, pp 174-181.
- Pishkalo, M., "Flattening Index of the Solar Corona and the Solar Cycle", *Solar Phys*, 270, 2011, 347–363, DOI 10.1007/s11207-011-9749-y
- Rušin, V., Druckmüller, M., Aniol, P., Minarovjech, M., Saniga, M., Mikić, Z., et al.: 2010, *Astron. Astrophys.* 513, A45.
- Stoev, A., Y. Shopov, P. Muglova, N. Kiskinova, Yu. Varbanova, Zl. Michaylova, R. Velkov, "Structure of the solar corona during the 1999 total solar eclipse", In *First Results of 1999 Total Solar Eclipse Observations*, Edited by D.N. Mishev and K.J.H. Phillips, Professor Marin Drinov Publishing House, Sofia, 2002, pp 143-150.
- Stoeva, P., A. Stoev, S. Kuzin, Y. Shopov, N. Kiskinova, N. Stoyanov, A. Pertsov, "Investigation of the white light coronal structure during the total solar eclipse on March 29, 2006", International Symposium on Recent Observations and Simulations of the Sun-Earth System, Varna, Bulgaria, 17 – 22 September 2006, doi:10.1016/j.jastp.2007.08.051, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* v. 70, 2008, pp. 414–419
- Stoeva, P., A. Stoev, S. Kuzin, "White light corona at different phases of the solar cycle", *Sun and Geosphere*, 6(1), 2011, pp 33-35, ISSN 1819-0839.
- Van de Hulst, H.C., "The Chromosphere and the Corona", In *The Sun*, ed G. P. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953.
- Vsekhsvyatskiy, S. K., G. M. Nikolskiy, V. I. Ivanchuk, A. T. Nesmyanovich, et al., *Solar Corona and Corpuscular Radiation in the Interplanetary Space* (in Russian), Kiev, Naukova Dumka, 293 p., 1965.

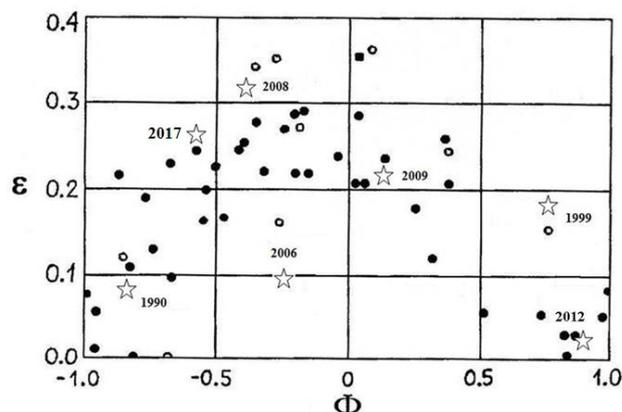


Figure 10. The solar corona flattening indices ϵ as a function of the solar cycle phase Φ for seven TSEs are shown as white stars. Other plots are results by Gulyaev [1997] who uses data for 51 solar eclipses.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.76-79

УНИКАЛЬНАЯ БАЗА ДАННЫХ ТРАНЗИЕНТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ И МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЕ

А.А. Абунин¹, М.А. Абунина¹, А.В. Белов¹, С.П. Гайдаш¹, Е.А. Маурчев², И.И. Прямушкина³,
Л.А. Трефилова¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова,
г. Москва, Россия

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

³Бугурусланский нефтяной колледж, г. Бугуруслан, Россия

Аннотация. Для всестороннего изучения Форбуш-эффектов и их связи с солнечными, межпланетными и геомагнитными возмущениями сотрудниками ИЗМИРАН была создана (и непрерывно пополняется) уникальная база данных транзиентных явлений в космических лучах и межпланетной среде. В ней вариации плотности и анизотропии космических лучей объединены с солнечными, межпланетными и геомагнитными параметрами. Космические лучи представлены результатами глобальной съёмки по данным всей мировой сети нейтронных мониторов (GSM) для жёсткости 10 ГВ, а информация по солнечному ветру взята из базы данных OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>). База данных включает в себя большое количество различных характеристик по ~7500 Форбуш-эффектам, охватывающих более чем полувековой период наблюдений (1957-2017 гг.). В представленной работе продемонстрированы некоторые из возможностей данного инструмента.

Введение

Одной из актуальных фундаментальных и прикладных задач солнечно-земной физики является заблаговременное прогнозирование параметров космической погоды и оценка ее влияния на различные природные, технологические и биологические системы, находящиеся как на Земле или в околоземном пространстве, так и в любой точке солнечной системы [1]. Само состояние космической погоды определяется, прежде всего, солнечной активностью. Именно Солнце отвечает за создание рекуррентных (от высокоскоростных потоков из корональных дыр) и спорадических (от корональных выбросов масс) возмущений межпланетной среды. Воздействию от таких возмущений наиболее подвержены объекты, находящиеся в околоземном космическом пространстве – там, где практически отсутствует (или отсутствует вовсе) атмосфера и ослаблено геомагнитное поле. Во время таких возмущений на космических объектах может наблюдаться ряд проблем, например: выход из строя радиоэлектронной аппаратуры космического аппарата из-за накопления поверхностного и объемного заряда; одиночные сбои в радиоэлектронике космического аппарата из-за поражения высокоэнергичными частицами солнечного и галактического происхождения [2]; нарушения в работе оптических, магнитных и других датчиков, вызывающие отказ в выполнении заданных функций; ухудшение и потеря связи (на любых частотах); существенное увеличение погрешности систем GPS и ГЛОНАСС; изменение баллистических характеристик орбит из-за нагрева верхней атмосферы и повышения ее плотности и, как следствие, потеря высоты и нарушение ориентации, непредсказуемое сближение и возможность столкновения с другими космическими объектами и элементами космического мусора, возможность несанкционированного неуправляемого схода с орбиты; радиационное воздействие на космонавтов и т.д.

Более того, помимо космического сегмента, космическая погода влияет и на объекты земного базирования, например: ухудшение и потеря связи между наземными пунктами и управляемыми аппаратами космического комплекса [3]; поражение объектов наземной инфраструктуры при падении на Землю элементов космического мусора; появление наведенных токов в протяженных проводниках способных стать причиной аварий в электросетях, подводных кабелях, трубопроводах и в системах автоматики железных дорог [4]; радиационное воздействие на экипажи и пассажиров авиарейсов (особенно трансполярных); сбои в системах связи и аппаратуры авионики; ухудшение здоровья части населения, имеющего сердечно-сосудистую патологию и т.д.

Следует подчеркнуть, что всем отмеченным рискам и угрозам подвержены и системы военного назначения. А тенденции усиления зависимости жизнедеятельности человека от современных космических технологий, а также миниатюризация компьютерной техники ведут только к росту рисков от воздействия космической погоды.

Таким образом, очевидно, что влияние космической погоды на нашу повседневную жизнь нельзя недооценивать. Это воздействие необходимо уметь качественно прогнозировать, а затем учитывать, используя ранее полученный опыт.

По большому счету, прогнозирование состояния космической погоды сводится к прогнозированию солнечной и геомагнитной активности, а также потоков различных частиц (галактических и солнечных космических лучей, релятивистских электронов магнитосферного происхождения и т.д.). Модель прогнозирования того или иного параметра можно построить используя разные подходы. Например, можно получить результат теоретически, путем решения сложных систем уравнений, описывающих солнечную активность, перенос и трансформацию соответствующего возмущения в межпланетном пространстве и взаимодействие магнитных неоднородностей с магнитосферой Земли. Но такой путь является очень трудным и, зачастую, из-за сложности общей картины взаимодействий невыполнимым даже в самых простых случаях.

Другим, более простым путем является получение взаимосвязей между различными параметрами, характеризующими космическую погоду на основе статистического, сравнительного или регрессионного анализа. Причем, чем больше событий будет рассматриваться, тем более точно можно определить эти связи. Примеры как раз таких исследований, на основе анализа большого количества событий, будут рассматриваться далее.

Данные и методы

Для всестороннего изучения солнечных, межпланетных и геомагнитных возмущений сотрудниками ИЗМИРАН была создана и непрерывно пополняется уникальная база данных – база данных транзиентных явлений в космических лучах и межпланетной среде – *FEID (Database of Forbush-effects and interplanetary disturbances)* [5-8]. В ней вариации плотности и анизотропии галактических космических лучей объединены с солнечными, межпланетными и геомагнитными параметрами. Именно галактические космические лучи взяты за основу данного инструмента. Потоки этих ультраэнергичных частиц, принизывая межпланетное пространство, модулируются, интегрируя информацию о магнитных неоднородностях, через которых пролетают. В базе данных космические лучи представлены результатами глобальной съемки по данным всей мировой сети нейтронных мониторов для жесткости 10 ГВ. Информация по солнечному ветру взята из базы данных *OMNI* (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>), а данные по геомагнитной активности из *WDC Kyoto* (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>) и *GFZ Potsdam* (<ftp://ftp.gfz-potsdam.de>).

На текущий момент *FEID* включает в себя более 7100 событий, охватывающих более чем полувековой период наблюдений (1957-2017 гг.), каждое из которых описывается более сотней параметров. Можно с уверенностью сказать, что это самая большая и полная база данных межпланетных возмущений в мире.

На основе описанной выше базы данных был разработан и выложен в сеть Интернет каталог с аналогичной информацией (<http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html>). В научной среде можно найти множество публикаций и диссертаций, которые опираются на информацию о межпланетных возмущениях, взятую именно из этой базы данных.

Примеры использования информации из *FEID*

Описываемая выше база данных транзиентных явлений в космических лучах и межпланетной среде является не только банком хранения информации о межпланетных возмущениях, но и удобным инструментом для ее обработки, позволяя выполнять различного рода анализ этих данных (статистический, сравнительный, регрессионный и т.д.), выдавая запрашиваемую информацию в числовой и графических формах. Далее приведены несколько примеров использования *FEID*.

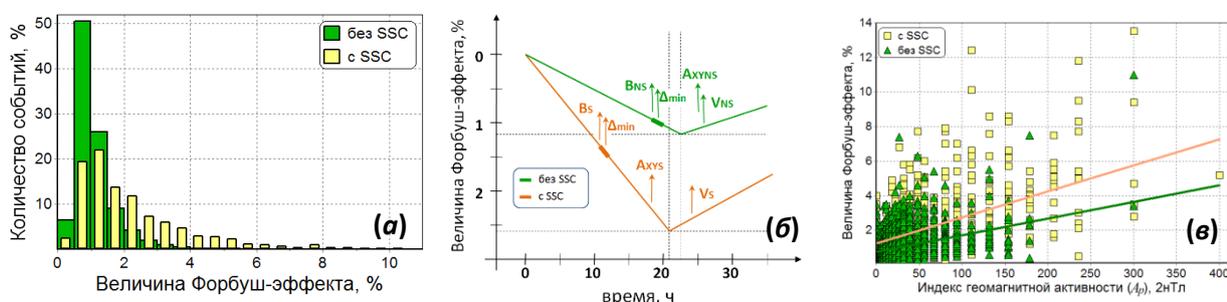


Рисунок 1. Распределения величин Форбуш-эффектов в группах событий с SSC и без SSC (а); схематическое изображение средних Форбуш-эффектов в группах S и N (б); зависимость величины Форбуш-эффектов от A_p индекса геомагнитной активности (в).

Исследование Форбуш-эффектов с внезапным и постепенным началами. В работе [9] все изолированные события (в анализе участвовало 3455 событий) были поделены на две группы: *S* – события, которые сопровождалось приходом ударной волны к Земле (с *SSC*) и *N* – которые не сопровождалось *SSC* (без *SSC*). В ходе анализа было выявлено, что эти группы отличаются друг от друга не только количественно, но и качественно (рис. 1а-в), например, по структуре самого возмущения. Кроме того, в *S*-группе оказались, в среднем, более мощные события.

Полученные результаты говорят в пользу того, что в выделенных группах преобладают разные механизмы модуляции космических лучей. События *S*-группы в большей мере обусловлены выбросами солнечного вещества, в то время как значительная часть событий группы *N* – высокоскоростными потоками плазмы из корональных дыр.

Связь параметров возмущений с гелиодолготой солнечного источника. В работе [10] было проанализировано 334 события из базы данных *FEID*, уверенно отождествленных с соответствующим солнечным источником. Все события были поделены на пять секторов.

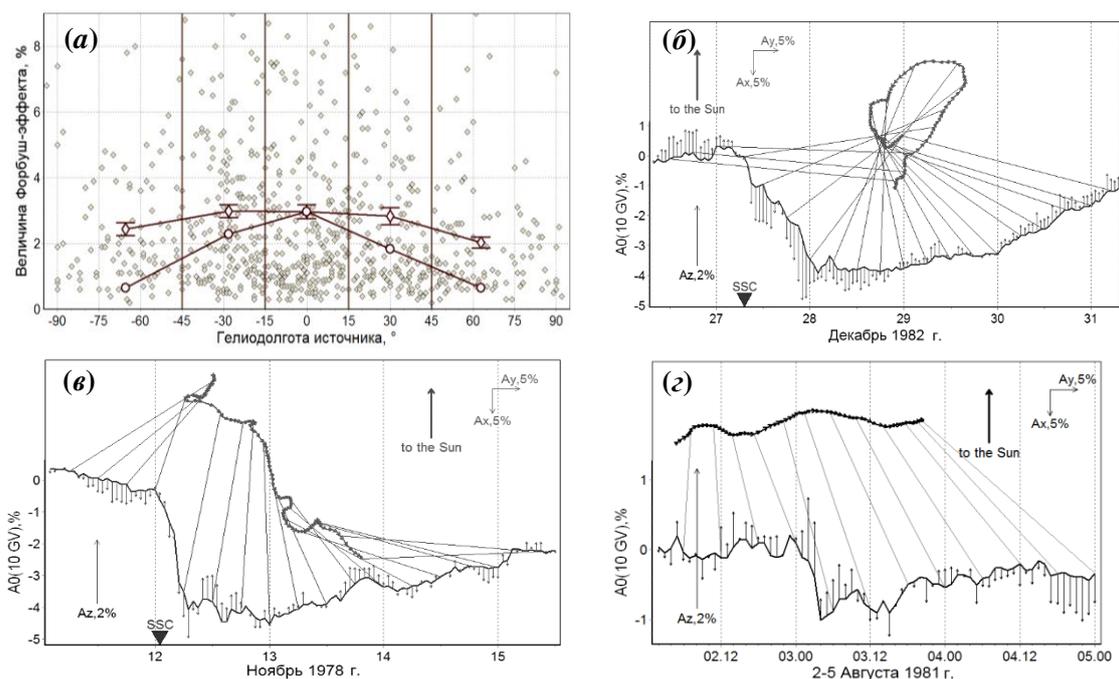


Рисунок 2. Зависимость величины Форбуш-эффекта от гелиодолготы солнечного источника (а); поведение плотности и векторной (суточной) анизотропии космических лучей во время Форбуш-эффекта, обусловленного: восточным источником (б), источником из области центральных гелиодолгот (в), источником из западной группы (з).

В ходе анализа было показано, что эффективность создания Форбуш-эффектов и геомагнитных бурь у источников с различной гелиодолготой различна (рис. 2а). Кроме того, было установлено, что, в зависимости от гелиодолготы источника возмущения межпланетной среды, поведение анизотропии галактических космических лучей существенно отличается (рис. 2б-з). Таким образом, имея информацию только о галактических космических лучах и умея её правильно расшифровывать, можно определить множество параметров межпланетного возмущения.

Заключение

Анализ большого количества событий, позволяет получать статистические зависимости между различными параметрами, характеризующими состояние космической погоды. Это, в свою очередь, позволяет с определенной долей вероятности оценивать влияние космической погоды на объекты космического и наземного базирования. Созданная сотрудниками ИЗМИРАН база данных транзиентных явлений в космических лучах и межпланетной среде не является единственной разработкой данной группы ученых. Существует еще ряд баз данных, которые охватывают большой временной интервал и содержат множество параметров: геомагнитных возмущений (1868-2018 гг., 103 параметра), солнечной активности (1975-2018 гг., 64 параметра), вариаций космических лучей (1957-2018 гг., 45 параметров), корональных выбросов масс (1996-2018 гг., 25 параметров), корональных дыр и т.д.

Используя эти базы данных получены статистические закономерности, которые входят в основу разработанных моделей для реализации краткосрочных, среднесрочных и долгосрочных прогнозов по каждому из направлений космической погоды. Непрерывное пополнение свежей информацией и своевременный перерасчет зависимостей между параметрами позволяет всегда держать базы и модели в актуальном состоянии. А сам результат такого анализа используется в ежедневной работе Центра прогнозов космической погоды ИЗМИРАН для обеспечения своих потребителей необходимой информацией уже 20 лет (с 1998 года).

Благодарности. Работа выполнена с использованием оборудования УНУ «Сеть СКЛ». Работа частично поддержана в рамках гранта РФФИ №17-02-00508. Мы также признательны всем сотрудникам сети станций космических лучей <http://cr0.izmiran.ru/ThankYou>.

Литература

1. *Gaidash S.P., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A.* Space Weather Forecasting at IZMIRAN // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2017. – V.57. – №7. – P. 869-876.
2. *Белов А.В., Вилорези Дж., Дорман Л.И., Ерошенко Е.А., Левитин А.Е., Паризи М., Птицына Н.Г., Тясто М.И., Чижиков В.А., Ючиш Н., Янке В.Г.* Влияние космической среды на функционирование искусственных спутников Земли // *Геомагнетизм и аэрномия*. – 2004. – Т.44. – №4. – С. 502-510.
3. *Зеленый Л. М., А. А. Петрукович.* Арктика. Космическая погода // *Природа*. – 2015. – №9. – С.31-39.
4. *Eroshenko E., Belov A., Boteler D., Gaidash S., Lobkov S., Pirjola R., Trichtchenko L.* Effects of strong geomagnetic storms on Northern railways in Russia // *Advances in Space Research*. – 2010. – V.46. – №9. – P. 1102-1110.
5. *Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G.* Modulation Effects in 1991-1992 Years // *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban*. – 1997. – V.1. – P. 437-440.
6. *Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G.* Global and local indices of cosmic ray activity // *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City*. – 1999. – V. 6. – P. 472-475.
7. *Абунин А.А.* Характеристики Форбуш-эффектов и их связь с солнечными, межпланетными и геомагнитными возмущениями: диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук: 01.03.03 / Абунин Артем Анатольевич. – Москва. – 2014. – 155 с.
8. *Belov A., Abunin A., Eroshenko E., Abunina M., Oleneva V., Yanke V.* Database on the Forbush-effects and interplanetary disturbances to study Earth-affecting solar transients // *VarSITI Newsletter*. – 2017. – V.14. – P. 8-10.
9. *Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г.* Форбуш-эффекты с внезапным и постепенным началом // *Геомагнетизм и Аэрномия*. – 2012. – Т.52. – №3. – С. 313-320.
10. *Абунина М.А., Абунин А.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Асипенка А.С., Оленева В.А., Янке В.Г.* Связь параметров форбуш-эффектов с гелиодолготой солнечных источников // *Геомагнетизм и Аэрномия*. – 2013. – Т.53. – №1. – С. 13-22.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.80-83

ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЖЕСТКОСТЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НАКЛОННЫХ НАПРАВЛЕНИЙ

Б.Б. Гвоздевский¹, А.В. Белов², Р.Т. Гущина², Е.А. Ерошенко², О.А. Данилова², В.Г. Янке²

¹ФГБНУ “Полярный геофизический институт”, г. Апатиты, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, г. Москва, Россия

Аннотация. Методом траекторных расчётов получены жёсткости геомагнитного обрезания космических лучей наклонных направлений для 23 мюонных телескопов Мировой сети для периода 1950-2015 гг. и прогнозом до 2050 года с годовым разрешением. Расчёты выполнены по модели геомагнитного поля IGRF-12. Результаты расчётов свидетельствуют о проявлении двух Мировых аномалий: в зоне одной, (Южно-Атлантической) жёсткость геомагнитного обрезания уменьшается, в зоне другой (Северо-Атлантической) – увеличивается, но глобально жёсткость геомагнитного обрезания понижается. Для некоторых наклонных направлений (северо-западное направление для детекторов северного полушария и юго-восточное для детекторов южного полушария) наблюдается нерегулярный во времени ход жесткостей геомагнитного обрезания. Такая нерегулярность обусловлена большой изменчивостью области пенумбры для наклонных направлений.

Введение

Магнитосферный эффект космических лучей, т.е. изменение потока космических лучей в ответ на изменение состояния магнитосферы, открыт при проведении широтных измерений J.Clay в 1927 г., и в настоящее время неплохо изучен. За шестидесятилетний период непрерывных наблюдений космических лучей геомагнитное поле уменьшилось на ~4%, причем в разных регионах Земли уменьшение идёт с различной скоростью. И, в то время как момент диполя уменьшился на 6.5% с 1900 г., вклад высоких гармоник поля за этот же период увеличился на ~30% [Xu et al., 2000]. Центр диполя сместился на 200 км в направлении Тихого океана.

Чтобы оценить последствия такой большой перестройки магнитного поля с точки зрения магнитосферных эффектов космических лучей, необходимо получить планетарное распределение жесткостей геомагнитного обрезания для всего периода наблюдений.

Два ключевых понятия, таких как жёсткость геомагнитного обрезания (для описания изотропных вариаций) и асимптотический конус приёма частиц (для описания анизотропных вариаций), позволяют описать все магнитосферные эффекты космических лучей. При описании долговременных вариаций достаточно ограничиться изотропным приближением.

Общепринятым для определения жесткостей обрезания в настоящее время является метод численного интегрирования уравнений движения заряженных частиц. Таким методом жёсткости обрезания могут быть рассчитаны с любой сколь угодно высокой степенью точности. Причем при аппроксимации геомагнитного поля могут быть учтены как внутренние, так и внешние источники геомагнитного поля.

Обширные и наиболее полные и систематические исследования магнитосферных эффектов космических лучей, в том числе их долгопериодные изменения, проведены М. Shea и D. Smart. Были вычислены глобальные распределения вертикальной жёсткости геомагнитного обрезания с шагом $5^\circ \times 15^\circ$ по широте и долготе для эпох с 1955 по 2000 гг. [например, Smart and Shea, 2007]. Вертикальные жёсткости геомагнитного обрезания получены для всех станций мировой сети для девяти пятилетних эпох 1955–1995 гг. [Shea and Smart, 2001].

В работах [Shea and Smart, 1975] и [Storini et al., 1999] показана неравномерность изменений планетарного распределения жесткостей геомагнитного обрезания за 20 лет с 1955 по 1975 г., особенно в северной и южной акватории Атлантического океана. В южной части Атлантического океана наблюдалось уменьшение жёсткости, в то время как в северной – сопоставимое увеличение вертикальной жёсткости обрезания.

В работе [Гвоздевский и др., 2016] для вертикальных направлений прихода частиц методом траекторных расчётов было получено планетарное распределение жесткостей геомагнитного обрезания для сетки 5° по широте и 15° по долготе за период 1950-2020 гг.

Для анализа данных мюонных телескопов кроме вертикального направления представляют интерес также наклонные направления прихода. К настоящему моменту Мировая сеть мюонных детекторов насчитывает более 20 приборов: супертелескопов, средних телескопов (~10 м²) и телескопов небольшого размера (несколько м²), а также несколько годоскопов. Почти все детекторы регистрируют частицы не только из вертикального направления, но и из большого числа наклонных направлений.

В данной работе расчёты временных изменений жесткостей геомагнитного обрезания были проведены для всех мюонных детекторов Мировой сети.

Метод расчёта

Расчёты жесткостей геомагнитного обрезания проводились на основе численного решения уравнений движения заряженных частиц в геомагнитном поле по методике, описанной в работе [Shea *et al.*, 1965]. Уравнение движения интегрировалось методом Рунге-Кутты 4 порядка с адаптивным шагом. Исходными данными служат географические координаты станции и компоненты начального вектора скорости. Стартуют частицы с высоты 20 км с обратным знаком заряда. Интегрирование завершается в трех случаях:

- 1) частица вышла за пределы магнитосферы – разрешенная траектория;
- 2) частица вернулась в атмосферу (на высоту <20 км) – траектория запрещена;
- 3) частица движется внутри магнитосферы больше некоторого заданного времени (частица считается захваченной магнитосферой) – траектория запрещена.

В результате расчёта для всех жесткостей R в окрестности пенумбры с выбранным нами шагом $dR=0.001$ ГВ формируется дискретная функция $g(R)$ со значениями: 1 (разрешенная жесткость) или 0 (запрещенная). По функции $g(R)$ определяются жесткости R_S , ниже которой все жесткости запрещены, и R_H , выше которой все жесткости разрешены. Между R_S и R_H разрешенные и запрещенные жесткости чередуются – это область пенумбры.

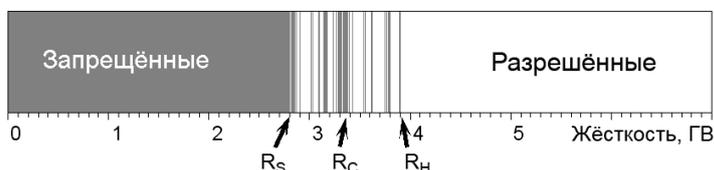


Рисунок 1. Иллюстрация распределения запрещённых и разрешённых жесткостей и области пенумбры.

Эффективная жесткость геомагнитного обрезания R_C для данной географической точки определяется по формуле:

$$R_c = R_H - \int_{R_S}^{R_H} g(R)dR \quad (1)$$

В данной работе рассчитаны жесткости геомагнитного обрезания с годовым разрешением с 1950 года вплоть до 2020 года. С этой целью привлекалась модель главного магнитного поля IGRF [Модель IGRF-12, 2015]. Эта модель действительна вплоть до 2020 года. С целью прогноза мы продлили эту модель до 2050 года путём линейной экстраполяции её коэффициентов.

Обсуждение результатов

Ранее в работе [Гвоздевский и др., 2016] методом, описанным выше были рассчитаны величины R_C для вертикальных направлений прихода частиц для всей Земли по сетке 5° по широте и 15° по долготе за период 1950-2020 гг. Было показано, что наряду с глобальным уменьшением R_C существуют две аномальные зоны: Южно-Атлантическая, с ускоренным уменьшением R_C , и Северо-Атлантическая, с увеличивающимся R_C . Результат показан на Рис. 2. За период наблюдения космических лучей средне-планетарная жесткость геомагнитного обрезания для вертикального прихода частиц уменьшилась на 0.2 GV или 3.4%, что приводит к увеличению измеряемого потока частиц на ~1% за 50 лет. В эпицентре аномалий за тот же период поток изменился до 12%.

Расчёты наклонных траекторий в нынешней работе показывают динамику, согласующуюся с Рис. 2: временные изменения жесткостей геомагнитного обрезания для наклонных направлений прихода частиц определяются влиянием аномалии, в зоне действия которой находится детектор.

Однако, для наклонных направлений прихода частиц проявилась одна особенность: нерегулярное поведение временных зависимостей для некоторых направлений прихода. Два примера приведены на Рис. 3.

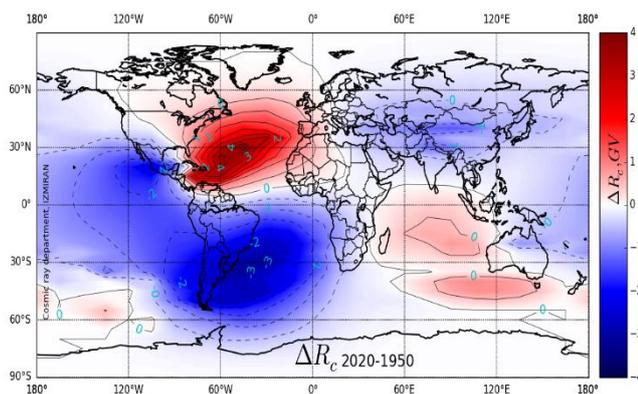


Рисунок 2. Изменения планетарного распределения вертикальной жесткости геомагнитного обрезания за период 1950-2020 гг. Рисунок из работы [Гвоздевский и др., 2016].

Мюонные телескопы, которые демонстрируют такую нерегулярность, можно разделить на две группы. Детекторы первой группы расположены в северном полушарии и имеют нерегулярный временной ход только для наклонных направлений север–запад. Детекторы второй группы расположены в южном полушарии и имеют нерегулярный ход только для наклонных направлений юг–восток.

Детальное исследование траекторий частиц и изменения этих траекторий из-за изменения геомагнитного поля показало, что для некоторых наклонных траекторий задача интегрирования весьма неустойчива. При небольших изменениях магнитного поля траектория частицы меняется довольно сильно. И ранее разрешённая жёсткость теперь становится запрещённой или наоборот. В результате даже при небольшом изменении поля конфигурация пенумбры меняется существенно, что приводит к существенному изменению эффективной жёсткости геомагнитного обрезания.

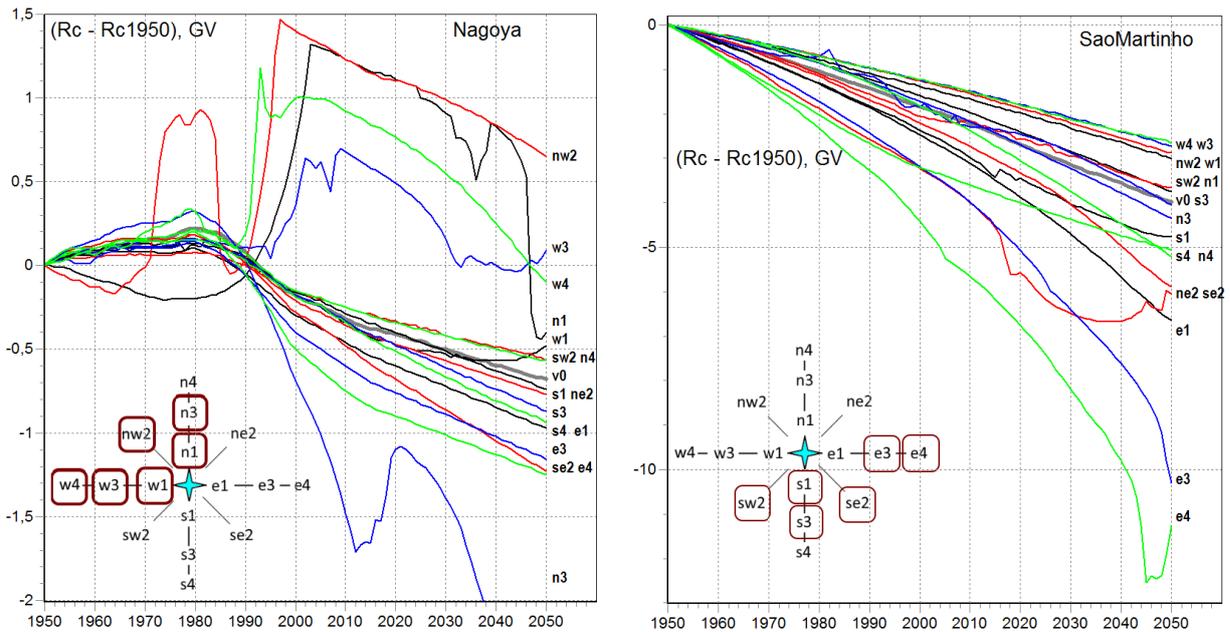


Рисунок 3. Относительные изменения жесткостей геомагнитного обрезания R_C мюонных телескопов Nagoya (Япония, северное полушарие) и São Martinho (Бразилия, южное полушарие) за период 1950-2050 гг. для разных направлений прихода частиц. На "розе направлений прихода" выделены направления с нерегулярным временным ходом.

Это можно показать на примере станции Nagoya, которая из всех рассмотренных станций демонстрирует наиболее нерегулярное поведение жёсткости обрезания на некоторых направлениях (Рис. 3, левая панель). На Рис. 4 показаны результаты расчёта пенумбры для этой станции для двух годов и двух направлений прихода. На направлении se2 пенумбра практически отсутствует, а эффективная жёсткость обрезания понижается. (Как видно на Рис. 3, она стабильно понижается, начиная с 1980 г.). Совсем иное поведение на направлении nw2. Пенумбра там широкая и за период 1990-2010 изменилась драматически. Так что жёсткость обрезания R_C даже увеличилась, вопреки тому, что станция находится в зоне уменьшающейся жёсткости (Рис. 2).

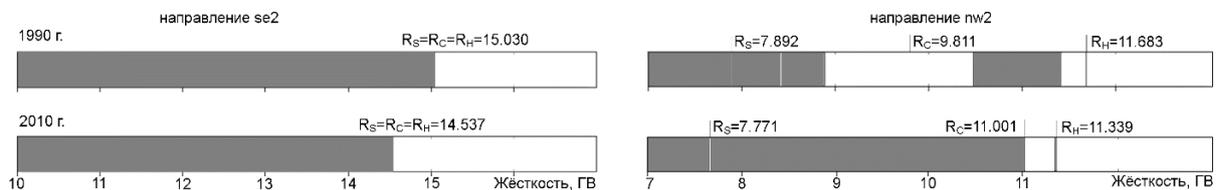


Рисунок 4. Область пенумбры для двух эпох и двух направлений прихода частиц на станцию Nagoya. *Левые панели* – направление se2, *правые панели* – направление nw2. *Верхние панели* – 1990 г., *нижние* – 2010 г.

Результаты наших расчётов показывают, что для детекторов северного полушария нерегулярный характер изменения жесткостей геомагнитного обрезания испытывают частицы, приходящие с северо-западного направления, а для детекторов южного полушария, напротив, частицы, приходящие с юго-восточных направлений.

Результат численных расчётов

Для практического использования результатов численных расчётов создан архив данных жесткостей геомагнитного обрезания для всех детекторов Мировой сети, который можно найти на Интернет ресурсе <ftp://crsb.izmiran.ru/MagEffect>; для поиска нужных данных создан файл-путеводитель **guide.pdf**. Архив содержит также некоторые графические результаты и анимации.

- 1) Численные и графические результаты для всех нейтронных мониторов Мировой сети за период с 1950 по 2020 годы и прогноз до 2050 года в разделе "Rc for all NeutronMonitors (Table and Graph)" (см. [guide.pdf](#)).
- 2) Численные и графические результаты для всех телескопов Мировой сети за период с 1950 по 2020 годы и прогноз до 2050 года в разделе "Rc for all Telescopes (Table and Graph)".
- 3) Анимации траекторий движения, в частности, для направлений Nagoya.se2 и Nagoya.nw2 для 2010 года находятся в разделе "Traces for some Trajectories (Graph)".
- 4) Пенумбра и анимации, в частности, для направлений Nagoya.se2 и Nagoya.nw2 для 1990 и 2010 годов - в разделе "Penumbra for some Example (Graph)".
- 5) Таблицы планетарного распределения вертикальной жесткости геомагнитного обрезания разрешением $5^{\circ} \times 15^{\circ}$ по широте и долготе для эпох с 1900 по 2050 с шагом в 5 лет в разделе "Tables of planetary distributions Rc".
- 6) Калькулятор жесткости геомагнитного обрезания <http://crsv.izmiran.ru/cutoff> Калькулятор вычисляет жёсткость геомагнитного обрезания для заданной даты и заданной географической точки. Программа может считать траектории по одной из заданной модели магнитосферы: диполь, IGRF, модели Цыганенко IGRF+T89, IGRF+T96, IGRF+T02. Результат программы – нижнее R_s , верхнее R_n и эффективное R_{eff} значение жесткости геомагнитного обрезания и пенумбра.

Выводы

1. Причиной существенного изменения жесткостей геомагнитного обрезания является общее уменьшение магнитного поля Земли, на фоне которого нарастает его своеобразная "контрастность" с появлением двух аномальных зон: Северо-Атлантической аномалии и её восточного шлейфа и Южно-Атлантической аномалии с западным шлейфом.
2. Временные изменения жесткостей геомагнитного обрезания для вертикального прихода частиц на станциях Мировой сети полностью согласуются с поведением, диктуемым этими двумя аномальными зонами.
3. Временные изменения жесткостей геомагнитного обрезания для наклонно приходящих частиц для мюонных телескопов Мировой сети также полностью согласуются с поведением, диктуемым двумя аномальными зонами. Но действует и другой фактор: изменение магнитного поля приводит к значительному изменению пенумбры из-за неустойчивости наклонных траекторий частиц.
4. Сильная изменчивость пенумбры приводит к нерегулярному ходу временной зависимости жесткостей геомагнитного обрезания для некоторых направлений, которые определяются расположением детектора относительно геомагнитного экватора. Так, для детекторов северного полушария нерегулярность временного хода жесткостей геомагнитного обрезания наблюдается для наклонных направлений север–запад. Для детекторов южного полушария – для направлений юг–восток.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке Программы фундаментальных исследований президиума РАН № 3 "Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии", гранта 17-02-00508а. Работа базируется на экспериментальных данных УНУ "Российская национальная сеть станций космических лучей". Мы также признательны всем сотрудникам Мировой сети станций космических лучей.

Литература

- Гвоздевский Б.Б., Абуниин А.А., Кобелев П.Г., Гущина Р.Т., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г. Магнитосферные эффекты космических лучей. I. Долговременные изменения жесткостей геомагнитного обрезания для станций мировой сети нейтронных мониторов. Геомагнетизм и Аэрономия, Т.56, №4, С.411-422, 2016.
- Модель IGRF-12: <http://www.ngdc.noaa.gov/AGA/vmod/igrf.html>, 2015.
- Shea, M.A., D.F. Smart and K.G McCracken. A study of vertical cutoff rigidities using sixth degree simulations of the geomagnetic field. J. Geophys. Res, V.70, P.4117-4130, 1965.
- Shea M.A., D.F. Smart. A five by fifteen degree world grid of calculated cosmic ray vertical cutoff rigidities for 1965 and 1975. Proc. 14th Int. Cosmic Ray Conf., Munchen, V.4, P.1298-1303, 1975.
- Shea M.A., Smart D.F. Vertical cutoff rigidities for cosmic ray stations since 1955. Proc. 27th ICRC, P.4063-4066, 2001.
- Smart D.F., Shea M.A. World Grid of Calculated Cosmic Ray Vertical Cutoff Rigidities for Epoch 2000. Proc. 30th ICRC, Mexico, V.1, P.737-740, 2007.
- Storini M., Shea M.A., Smart D.F., Cordero E.G. Cutoff variability for Antarctic Laboratory for Cosmic Rays (LARC:1955-1995). 26th ICRC, Salt Lake City, SH3.6.30, V.7, P.402-405, 1999.
- Xu Wen-yao, Wei Zigang, Ma Shizhuang. Dramatic variations in the Earth's main magnetic field during the 20th century. Chin. Sci. Bull., V.45, №21, P.2013-2016, 2000.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.84-86

МОБИЛЬНЫЙ МАЛОГАБАРИТНЫЙ ДЕТЕКТОР ЭЛЕКТРОННО-МЮОННОЙ КОМПОНЕТЫ ВТОРИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

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

ФГБНУ “Полярный геофизический институт”, г. Апатиты, Россия

Аннотация. Представленная работа посвящена описанию возможностей малогабаритного детектора, изготовленного для изучения вариаций потока заряженных частиц вторичных космических лучей (КЛ). На станции нейтронного монитора ПГИ (г. Апатиты) при помощи комплексной системы сбора ведется непрерывная регистрация частиц электромагнитной компоненты КЛ. Для расширения области получаемых результатов этого исследования в дополнение к сцинтилляционному спектрометру на базе кристалла NaI(Tl) был разработан и введен в эксплуатацию детектор заряженной компоненты (ДЗК) с компактными газоразрядными счетчиками СТС-6, используемыми в качестве рабочего объема. Особенностью такого подхода является возможность выделения из суммарного потока только заряженных частиц. К преимуществу ДЗК, помимо его мобильности, можно отнести использование высокоэффективных электронных компонентов, что позволяет достичь оптимального соотношения габаритов и рабочих характеристик.

Введение

В Полярном Геофизическом Институте при помощи комплексной системы мониторинга непрерывно ведется регистрация адронной и электромагнитной компоненты вторичного космического излучения (ВКИ) [1]. Для регистрации электромагнитной составляющей ВКИ применяются сцинтилляционные спектрометры различных по геометрическим размерам и диапазону регистрируемого спектра. Эти детекторы регистрируют заряженные частицы совместно с гамма-квантами. Чтобы выделить заряженную компоненту отдельно от электромагнитной, был разработан и установлен детектор заряженной компоненты (ДЗК) [2]. Особенностью этого детектора является его низкий энергетический порог. В открытом состоянии детектор имеет нижний порог в сотни кэВ. Являясь включенным в состав остальных детекторов, размещенных в термостабилизированном боксе, порог регистрации несколько повышается. Первоначально данный детектор был установлен только в г. Апатиты в 2010 г. Полученные данные о вариациях заряженной компоненты были обработаны и совпадали с ожидаемыми результатами [3, 4]. Поэтому в 2016 г. этот детектор в усовершенствованном варианте был разработан и включен в систему регистрации электромагнитной компоненты, расположенной на арх. Шпицберген, для проведения дополнительных измерений.

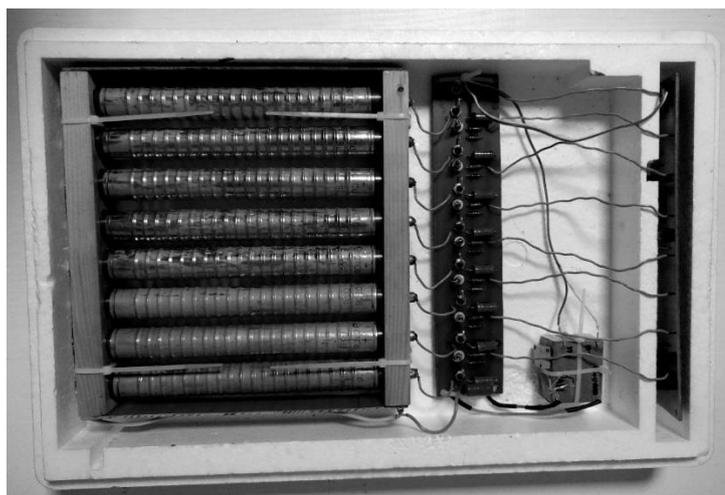


Рисунок 1. Внешний вид детектора электронно-мюонной компоненты, расположенной в пос. Баренцбург (арх. Шпицберген). Виден верхний ряд счетчиков СТС-6.

1. Устройство ДЗК

Регистрация заряженной компоненты в детекторе осуществляется с помощью счетчиков Гейгера-Мюллера (СТС-6). В ДЗК установлено 16 счетчиков, расположенных в 2 ряда по 8 штук и разделенных алюминиевой пластиной в 4 мм. Эффективная площадь регистрации при таком количестве детекторов составляет 160 см². Счетчики включены параллельно в каждом из слоев, по логической схеме «или», между собой ряды включены по схеме «и». Т.о. сигналы с нижнего ряда будут получены при совпадении сигналов с верхних и нижних счетчиков. Верхний ряд счетчиков регистрирует электроны, мюоны и позитроны $E > 2$ МэВ, нижний – электроны, позитроны и мюоны с $E > \sim 7$ МэВ, в результате такого распределения ДЗК имеет два выходных

канала (а – канал счета импульсов поступающих с верхнего ряда счетчиков, б – канал совпадений импульсов с верхним рядом) по энергиям. Для обеспечения работы счетчиков высоким напряжением составляющим 400 В, произведено усовершенствование электронной схемы ДЗК при помощи установки в прибор стабильного источника высокого напряжения.

К основным преимуществам данного прибора можно отнести то, что при небольших габаритах (200×350×100 мм) он обладает высоким КПД и способен длительно работать в автономном режиме в пос. Баренцбург (арх. Шпицберген). В итоге, благодаря компактному размеру источника питания и небольшим габаритам счетчиков СТС-6 (ø22×199,5 мм), ДЗК обладает незначительными геометрическими параметрами и весом, что обеспечивает ему мобильность и простоту в установке в качестве дополнительного оборудования. При установке на месте наблюдений для лучшей достоверности требуется размещение ДЗК в свинцовом ящике, открытом сверху. В этом случае влияние каких-либо излучений от почвы и окружающих предметов будет исключено полностью.

2. Годовые вариации потоков заряженной компоненты

За время работы детектора в г. Апатиты была собрана база данных, после обработки которой получены профили счета за период 2015-2018 гг, показанные на рис. 2.

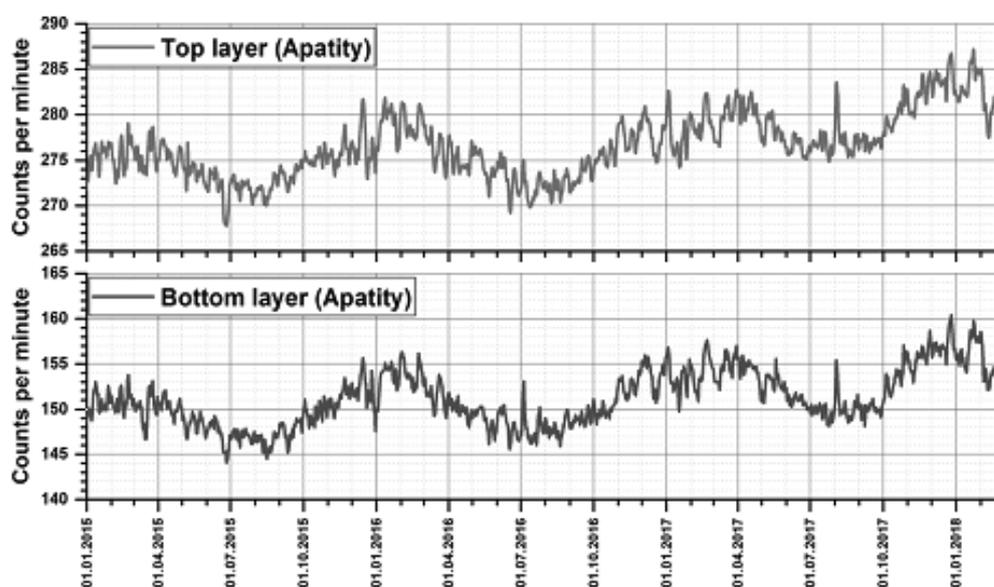


Рисунок 2. Профиль счета ДЗК за трехлетний период в г. Апатиты: *а*) Канал регистрации >2 МэВ (верхний ряд счетчиков); *б*) Канал регистрации > 7 МэВ (совпадения счета нижнего и верхнего рядов).

ДЗК в г. Апатиты установлен в составе комплексной системы мониторинга для регистрации вторичного космического излучения, и разделения в суммарном потоке электромагнитной и заряженной компонент. Полученная вариация потока заряженных частиц соответствует типичной годовой вариации связанной с сезонными изменениями. Постепенное возрастание потока заряженных частиц за наблюдаемый период, связано с достижением максимума солнечной активности в 2015 г. Эксплуатация ДЗК в Апатитах показала, что прибор за указанный период работает достоверно, в связи с чем, было принято решение установить аналогичный детектор в пос. Баренцбург. ДЗК разрабатывался с учетом выявленных недочетов в схеме питания прибора, связанных, прежде всего, с установкой на дальнем расстоянии без возможности своевременно устранить какие-либо неполадки. В дальнейшем предполагается установить ДЗК и в других точках, где ПГИ проводит измерения гамма-фона.

Так как, известно, что электроны и низкоэнергичные мюоны у поверхности земли в основном производятся энергичными мюонами, возникающими на высотах ~ 20 км. То ожидалось, что сезонные изменения заряженной компоненты у поверхности земли будут подобны вариациям высокоэнергичных мюонов. Результат подтвердил то, что прибор действительно регистрирует заряженную компоненту вторичных КЛ, согласно расчетам.

Несколько иная ситуация наблюдается в Баренцбурге. На рис. 3 на верхнем графике годовая вариация имеет нехарактерную форму. При этом профиль счета по каналу $E > 7$ МэВ вполне соответствует обычной сезонной вариации мюонов, аналогично тому, что наблюдаем в Апатитах. Вероятно, причиной такого явления в канале с $E > 2$ МэВ является повышенная радиоактивность, обусловленная наличием угольной пыли в

шахтерском поселке Баренцбург. Присутствие в непосредственной близости шахты, угольного склада, ТЭЦ, приводит к тому, что вся поверхность в поселке покрыта угольной пылью и шлаками с ТЭЦ. В этом случае, из-за дополнительной радиоактивности, верхний канал регистрирует энергичные электроны от распада радиоактивных элементов в шлаках и пыли. В зимний период ложится снежный покров, достигающий к концу зимы 2 м в толщину, который несколько ослабляет этот поток, что отражено в постепенном падении интенсивности регистрируемого излучения ближе к весне. Быстрое таяние снега в весенний период приводит к восстановлению прежнего уровня фона.

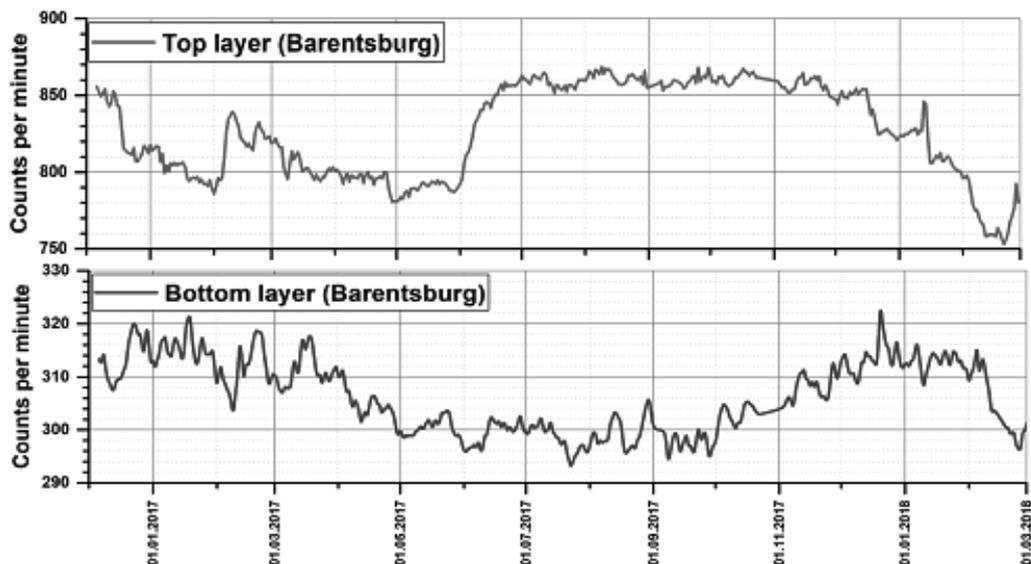


Рисунок 3. Профиль счета ДЗК в пос. Баренцбург: *а)* Канал регистрации >2 МэВ; *б)* Канал регистрации > 7 МэВ. ДЗК не имеет свинцовой защиты.

Заключение

В дополнение к скинтиляционному спектрометру, входящему в систему сбора и регистрирующему как заряженные частицы, так и гамма-кванты, был разработан и введен в эксплуатацию детектор заряженной компоненты (ДЗК), для регистрации только заряженной компоненты вторичного космического излучения. Проведено усовершенствование электронной части ДЗК при помощи установки в прибор стабильного источника высокого напряжения. За период работы 2015-2018 гг. в г. Апатиты, был произведен анализ полученных данных и выявлены годовые вариации потока заряженных частиц (электронов, позитронов, мюонов), соответствующие сезонным изменениям. В 2016 г. ДЗК был разработан и включен в систему регистрации электромагнитной компоненты, расположенной на арх. Шпицберген. Обнаружены локальные особенности вариаций заряженной компоненты связанные с местоположением, которые следует изучить подробнее.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Уч. пос. (Наука. Москва, 1972).
2. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Вариации естественного рентгеновского фона в полярной атмосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. 2014. Т. 54. № 3. С. 376.
3. Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V., Gvozdevsky B.B., Schur L.I. High-energy photons connected to atmospheric precipitations // Astrophysics and Space Sciences Transactions. 2011. Т. 7. № 4. С. 471-475.
4. Балабин Ю.В., Германенко А.В. Сезонные вариации в различных компонентах вторичных космических лучей // Physics of Auroral Phenomena. 2013. Т. 36. № 1 (37). С. 197-200.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.87-90

О ПРОГНОЗЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ ПО ПОВЕДЕНИЮ УФ ЭМИССИЙ

И.М. Подгорный¹, А.И. Подгорный²

¹Институт астрономии РАН, г. Москва, Россия; e-mail: podgorny@inasan.ru

²Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, г. Москва, Россия; e-mail: podgorny@lebedev.ru

Аннотация. Анализировалось поведение спектральных линий атомов высокоионизованного железа, включая 193 Å FeXXIV, 94 Å FeXVIII и 131 Å FeXXIII, во время вспышек и в предвспышечном состоянии. Использовались результаты измерений американского аппарата SDO. Показано появление предвспышечных эмиссий, которые могут быть использованы для прогноза вспышек. Структура, излучающая в спектральной линии 94Å (T ~ 6 МК), появляется, когда численное МГД моделирование демонстрирует формирование токового слоя и накопление энергии в короне над активной областью. Во время вспышки происходит локальное нагревание облачка плазмы до температуры не менее 20 МК, в том месте, где наблюдалось предвспышечное свечение. Редкое сложное явление наблюдалось 4 – 10 сентября 2017 г. Вспышка X8.2 произошла во время минимума солнечной активности на обратной стороне солнечного диска за западным лимбом, но на Земле наблюдался мощный импульс солнечных космических лучей. Поток протонов пришел с крутым фронтом (~10 мин.) с запаздыванием равным времени пролета протонов. Эти протоны могли прийти к Земле вдоль линий магнитного поля спирали Архимеда, не испытывая столкновений. Обнаружение гигантских вспышек на карликах класса G можно рассматривать, как новый независимый аргумент в пользу генерации космических лучей во вспышках, а не в ударных волнах.

Введение

Солнечная вспышка представляет собой взрывное выделение энергии в короне над активной областью. При большой вспышке (класса X) за 20 – 30 минут выделяется ~10³² эрг. Большие вспышки возникают над активными областями со сложным распределением источников магнитного поля, при магнитном потоке АО больше 10²² Мкс [1, 2]. Замечательным свойством солнечной вспышки является отсутствие сколько-нибудь значительных изменений магнитного поля АО во время вспышки [3]. Это происходит из-за того, что энергия вспышки выделяется при диссипации токов в короне, образующих в предвспышечном состоянии токовый слой. Численное МГД моделирование для начальных и граничных условий, взятых из предвспышечного состояния конкретных вспышек, показало образование токового слоя над АО и аккумуляцию в его магнитном поле энергии для вспышки [4 - 6]. При вспышке наблюдается тепловое рентгеновское излучение коронального источника с температурой ~40 МК, излучаемого облачком плотной плазмы (n ~ 10¹¹ см⁻³), возникшим в токовом слое. Солнечная вспышка сопровождается выбросом корональной плазмы, вызывающим мощные возмущения магнитосферы Земли – магнитные бури, аварии в сети энергоснабжения, нарушения радиосвязи. Некоторые большие солнечные вспышки сопровождаются импульсами солнечных космических лучей с энергией не менее десятков ГэВ. Анализ вычисленного и измеренного спектров солнечных космических лучей показал, что ускорение протонов происходит во вспышке вдоль особой линии магнитного поля токового слоя [7, 8].

Существует явный соблазн объяснить ускорение галактических и солнечных космических лучей одним и тем же механизмом [9]. Процессы, вызывающие ускорение частиц космических лучей, уже более ста лет остаются не выясненными. Наиболее популярной, но ничем не доказанной, гипотезой является ускорение протонов в межзвездных ударных волнах. Солнце представляет собой единственный объект, генерирующий импульсы космических лучей с энергией не менее 20 ГэВ, происхождение, которых доступно непосредственным исследованиям. Нет никаких оснований полагать, что механизмы ускорения частиц на Солнце и других звездах имеют различную природу. Однако, энергия галактических космических лучей на несколько порядков величины превышает максимальную энергию протонов, ускоренных на Солнце.

Обнаружение гигантских вспышек на карликах класса G можно рассматривать, как новый независимый аргумент в пользу генерации галактических космических лучей во вспышках, а не в ударных волнах. Возникновение "супервспышек" с энергией значительно большей, наблюдаемой при солнечных вспышках, обнаружено на различных звездах карликов класса G, некоторые из которых вращаются быстро, а некоторые со скоростью порядка скорости Солнца [10]. В работе [10] сообщается о 365 зарегистрированных сверхвспышках на звездах, вращающихся с угловой скоростью меньшей угловой скорости Солнца. Всего на аппарате Кеплер было исследовано 83000 звезд в течении 120 дней. Значительное различие максимальных

энергий галактических и солнечных космических лучей ранее не способствовало представлению об их одинаковых механизмах происхождения, однако обнаружение superflares сделало гипотезу об ускорении космических лучей в токовых слоях более основательной. Данные работы [11] показали, что энергия звездной вспышки может превосходить 10^{36} эрг, т. е. превосходить энергию большой солнечной вспышки на 3 – 4 порядка величины, а, по-видимому, энергия протонов, ускоренных в этих звездных вспышках, может значительно превышать энергию частиц, регистрируемых от вспышек на Солнце. Таким образом имеются все основания полагать, что вспышка является универсальным астрономическим процессом, ответственным за ускорение протонов в галактике и на Солнце.

Предвспышечная эмиссия спектральной линии 94 Å из активной области

Одна из активных областей, находящаяся вблизи центра диска (AR12158), вызвала вспышку X1.6 10 сентября 2014 года в 17:21. На рис. 1b показана фотография предвспышечного состояния диска, сделанная в спектральной линии 18 раз ионизованного железа 94 Å (FeXVIII).

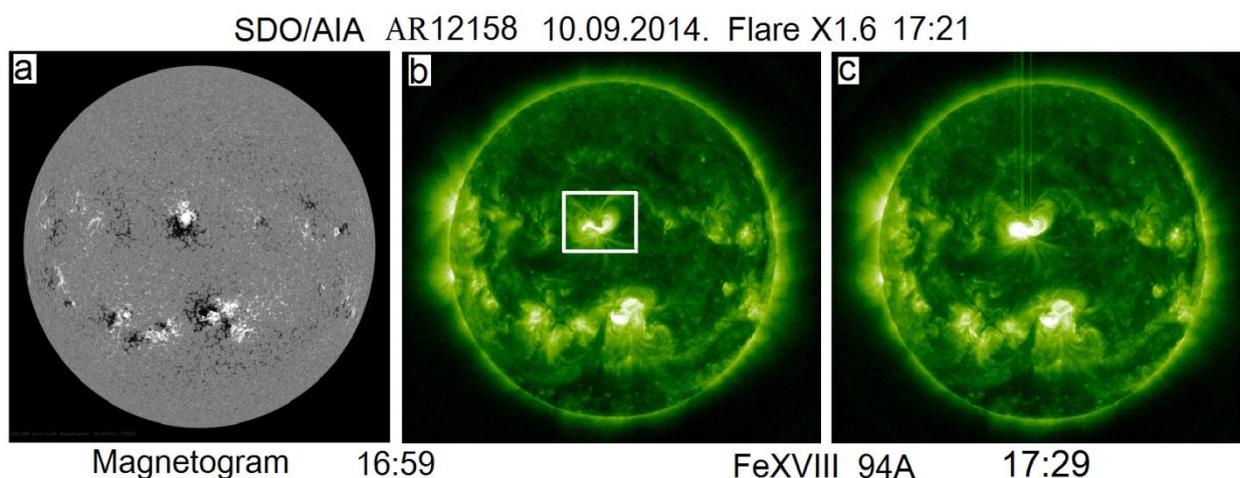


Рисунок 1. *a*) Магнитограмма солнечного диска в предвспышечном состоянии. *b*) Фотография солнечного диска в предвспышечном состоянии в спектральной линии 94 Å. *c*) Фотография солнечного диска во время вспышки в линии 94 Å.

В солнечной короне линия 94 Å обладает максимальной яркостью при электронной температуре ~ 6.3 МК, т. е. не может быть очень яркой при типичной температуре короны ~ 1 МК и не должна показывать взрывного возрастания эмиссии при сильном возрастании температуры во время вспышки. На рис. 1c представлена фотография при вспышке. Возрастание эмиссии 94 Å перед вспышкой начинается именно тогда и в том месте, где численное МГД моделирование показывает образование токового слоя, в магнитном поле которого запасается энергия для вспышки [6]. Появление линии 94 Å до начала вспышки (до $t_0 = 17:21$) указывает на накопление магнитной энергии над активной областью, т. е. является признаком возникновения вспышки и может быть использовано для прогноза.

Первая строка Рис. 2 показывает практическое постоянство источников магнитного поля на фотосфере на протяжении часа перед вспышкой и во время вспышки, свидетельствующее о медленном (в течении суток) формировании предвспышечной конфигурации в короне над АО. При этом диссипация токов в короне, сформировавшегося токового слоя, не вызывает заметных возмущений магнитного поля на фотосфере. Практическое постоянство магнитного поля активной области во время вспышки явилось наиболее неожиданным открытием последних лет, доказывающим диссипацию магнитной энергии при вспышке над активной областью.

Вторая строка показывает отсутствие изменений в эмиссии линии горячей плазмы 193 Å перед вспышкой, затем происходит резкое возрастание эмиссии при вспышке. Излучение иона FeXII в наблюдаемом диапазоне длин волн не могло дать вклада в это изображение, т. к. при вспышке происходит выделение энергии и сильное нагревание плазмы с выгоранием иона FeXI, о чем свидетельствует эмиссия теплового рентгеновского излучения. Третья строка (линия 131 Å) демонстрирует начало нагревания облачка корональной плазмы во время формирования токового слоя над активной областью и быстрый разогрев вспышечной плазмы. Четвертая строка указывает на предварительный нагрев облачка корональной плазмы и развитие при этом эмиссии линии 94 Å во время вспышки. Эмиссия этой линии появилась более чем за сутки перед началом вспышки и возросла после начала вспышки. Пятая и шестая строки показывают небольшие рваные хромосферные структуры – вспышечные ленты, которые долгое время считались главными проявлениями вспышки.

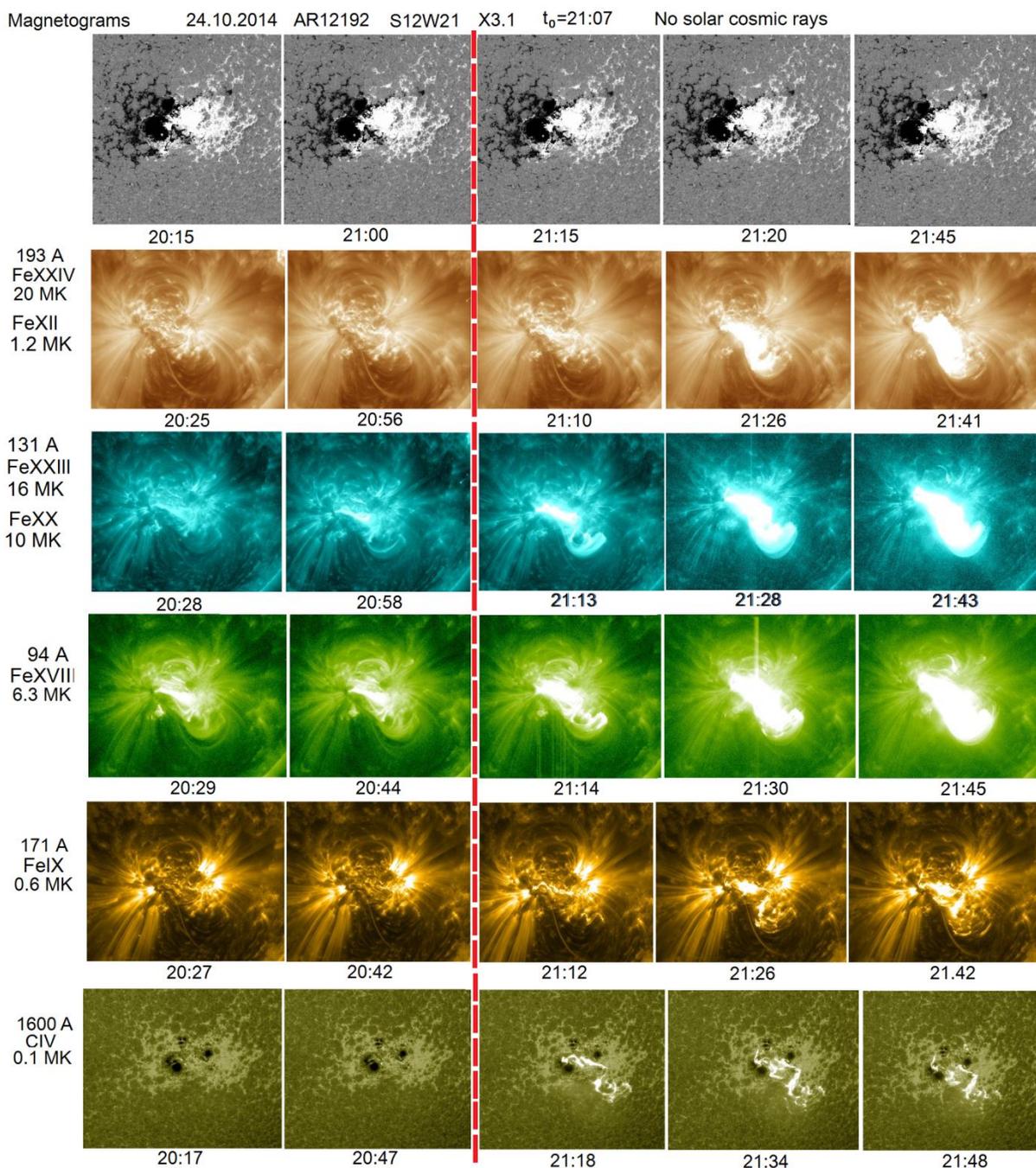


Рисунок 2. Динамика предвспышечного состояния (слева от красной вертикальной линии) и вспышки X3.1 (справа) в эмиссиях ионов, при различных электронных температурах.

Выделение энергии вспышки в короне над активной областью, запасаемой десятки часов в магнитном поле токового слоя, было показано в численном МГД моделировании, реально наблюдаемых вспышек [4]. В этих работах граничные и начальные условия для магнитного поля задавались непосредственно из измерений эволюции поля на фотосфере перед вспышкой. Наблюдение развития эмиссий вспышечных спектральных линий 193 Å FeXXIV и 131 Å FeXXIII отчетливо показало, что во вспышках, происходящих над активными областями Солнца на обратной стороне Солнца вблизи западного и восточного лимбов, энергия выделяется в короне за пределами солнечного диска. Пример такого удачного для наблюдения случая появления за пределами западного лимба яркой эмиссии линии 193 Å показан на рис. 3.

10.09.2017 X8.2 S09W91 AR12673 $t_0 = 15:25$
193 A FeXXIV 20 MK

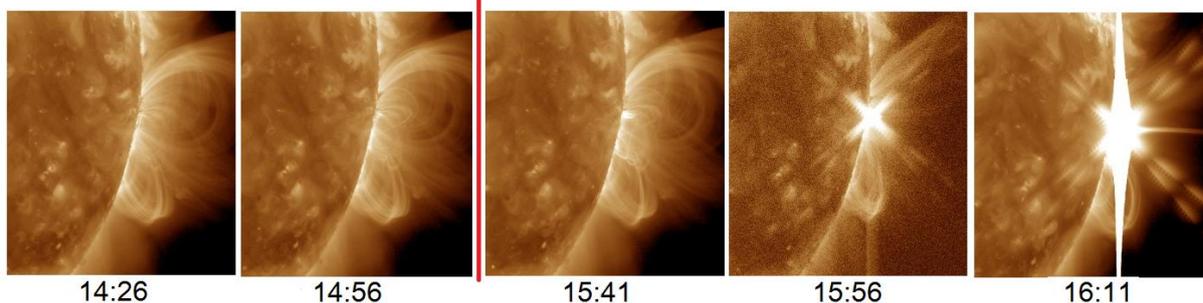


Рисунок 3. Эмиссия предвспышечного состояния и вспышки, происшедшей на обратной стороне солнечного диска за западным лимбом в спектральной линии горячей плазмы.

Заключение

Выполнен анализ эмиссий спектральных линий высокоионизованных атомов железа, измеренных в предвспышечных состояниях Солнца и во время вспышек. Использованы измерения на аппарате Solar Dynamic Observatory. Анализ подтвердил выводы численного МГД моделирования реальных вспышек об аккумуляции энергии для вспышки в короне и ее взрывном выделении над активной областью. При медленной аккумуляции энергии в магнитном поле токового слоя происходит предвспышечное нагревание облачка плазмы. Эта предвспышечная эмиссия является признаком появления вспышки в ближайшие часы. Электронная температура вспышечной плазмы превышает 20 МК. Имеются все основания полагать, что вспышка является универсальным астрономическим процессом, ответственным за ускорение космических лучей в галактике и на Солнце.

Литература

1. Подгорный А.И., Подгорный И.М. АЖ. **88**, №7, 684–691 (2011).
2. Podgorny I.M., Podgorny A.M. JASTP. **92**, 59–64 (2013).
3. Podgorny I.M., Podgorny A.M., Meshalkina N.S. Sun and Geosphere. **8**, 63 (2013).
4. Podgorny A.I., Podgorny I.M. Proc. of 36 Annual Seminar. Apatity. P. 117 (2013).
5. Подгорный А.И., Подгорный И.М. Геомагн. и Аэрономия. **52**, 163 (2012).
6. Podgorny A.I., Podgorny I.M. Sun and Geosphere. **8**, 71 (2013).
7. Балабин Ю.В. и др. АЖ. **82**, 940 (2005).
8. Podgorny I.M., Подгорный А.И. Sun and Geosphere. **11**, 85 (2016).
9. Подгорный И.М., Подгорный А.И. Ядерная физика. В печати.
10. Maehara H. *at al.* Nature. **485**, 478 (2012).
11. Shibayama T. *at al.* Ap. J. Suplimento Ser. **209**, 5 (2013).

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.91-93

IONOSPHERIC AND GEOMAGNETIC DISTURBANCES ON THE BACKGROUND OF SUBSTORM PROCESSES

O.M. Barkhatova^{1,2}, N.V. Kosolapova², N.A. Barkhatov², V.G. Vorobjev³

¹*Nizhniy Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhniy Novgorod, Russia*

²*Nizhniy Novgorod State Pedagogical University, Nizhniy Novgorod, Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

Introduction

One of the main reasons for the occurrence of geomagnetic disturbances associated with the magnetospheric storms and substorms development are magnetic clouds of the Solar wind. In the magnetic clouds (MC) structure the sheath and the body of the cloud are distinguished [1]. The sheath in front of the cloud is a compression region that occurs when it moves in a slower Solar wind. This is a dense and hot turbulent region with strong fluctuations of the Interplanetary magnetic field (IMF) components which have MHD character. Low-frequency MHD disturbances can be transferred from the cloud sheath to the Earth's magnetosphere from the night side through the "Substorm Current Wedge" current system, which includes the magnetosphere tail currents, field-aligned currents and the westward electrojet. This current system appears in the disturbed magnetosphere during magnetosphere substorm explosive phase and connects its active regions with the high-latitude ionosphere. The resulting electrojet instability can generate low-frequency MHD disturbances in the ionosphere and geomagnetic field.

This work is devoted to the search for night-time synchronous ionospheric and geomagnetic MHD disturbances on the background of significant substorm activity. The study was carried out for intense substorms intervals caused by MC turbulent sheath which follow the shock waves. In this paper we are supposed that low-frequency MHD night disturbances in geomagnetic field and ionosphere occurring on the substorm background are caused by out-magnetospheric wave agent located in the near-Earth space.

Used data and research methods

The generation possibility of night MHD disturbances in the ionosphere and geomagnetic field by turbulent MC sheath phenomena is demonstrated on seven clouds events with shock waves: 10.08.2000, 20.03.2003, 03.08.2000, 06.11.2000, 14.06.2005, 18.02.1999, 04.05.2010. All events cause the magnetospheric substorms development. For the detection of ionosphere-geomagnetic MHD disturbances the TEC data from GPS stations and the geomagnetic field H-component values at magnetic observatories located in the LT night sector were used. The analysis of the out-magnetospheric disturbance is based on the Solar wind data (proton concentration, velocity) and the Interplanetary magnetic field (B_x, B_y, B_z components). Wave phenomena were studied during a two-hour interval after the shock wave registration on the spacecraft. Substorm activity estimated by the AL index values was always observed at these intervals.

The characteristic periods and appearance times of out- and intramagnetospheric MHD disturbances were established using the wavelet-analysis method with a 4-order Daubechies basic function.

Out-magnetospheric MHD disturbance

For 7 examined MC events a spectral analysis of low-frequency MHD disturbances in the Solar wind parameters and in the interplanetary magnetic field components is carried out at intervals corresponding to the Earth passage through their sheaths. As an example, we consider the MC with a shock wave registered on November 6, 2000 and caused a sequence of intense substorms. At the examined time interval AL_{max} ~ -1300 nT. The registration time of a shock wave on a spacecraft is 09.40 UT. Fig. 1 (a) shows the wavelet spectra of Interplanetary magnetic field components (B_x, B_y, B_z), the Solar wind proton concentration (N) and its velocity (V). Spectral analysis of the Solar wind and Interplanetary magnetic field parameters shows the presence of synchronous low-frequency oscillations of the Earth ionospheric plasma and magnetic field with periods of 15 to 30 minutes as the spacecraft passes through a shock wave (interval 9.40 - 10.20 UT). This area is highlighted in Fig. 1 (a) by a rectangle. In the MC sheath (after 10.30) UT synchronous magnetic disturbances are recorded in all IMF components with periods of 25-30 minutes and Solar wind concentration with periods of 15-20 minutes.

Ionosphere-magnetospheric MHD disturbances

The analysis of ionospheric and magnetic wavelet spectra showed the presence of simultaneous disturbances in the ionosphere and geomagnetic field with periods from 15 to 30 minutes for all considered events. As an example, Fig.

1 (b) shows wavelet spectra of TEC variations for Holberg (50.6 N, 128.4 W, L = 2.87) and Mammoth Lakes (37.6 N, 119 W, L = 1.84) GPS stations and geomagnetic field H-components for Sitka (57.1 N, 135.3 W, L = 3.8), Victoria (48.5 N, 123.4 W, L = 2.7) and Tucson (32.2 N, 111 W, L = 1.66) magnetic stations for the event on November 6, 2000 in the interval from 09.20 to 12.00 UT. According to the presented results, simultaneous maxima of TEC and geomagnetic field spectra take place. The region of the shock wave passage from 09.20 to 10.10 UT is indicated in Fig. 2 by a black rectangle. After 10.20 UT rectangles are allocated to the regions of synchronous disturbances of ionospheric plasma and geomagnetic field horizontal components. These intervals correspond to the Earth passage through the turbulent MC sheath.

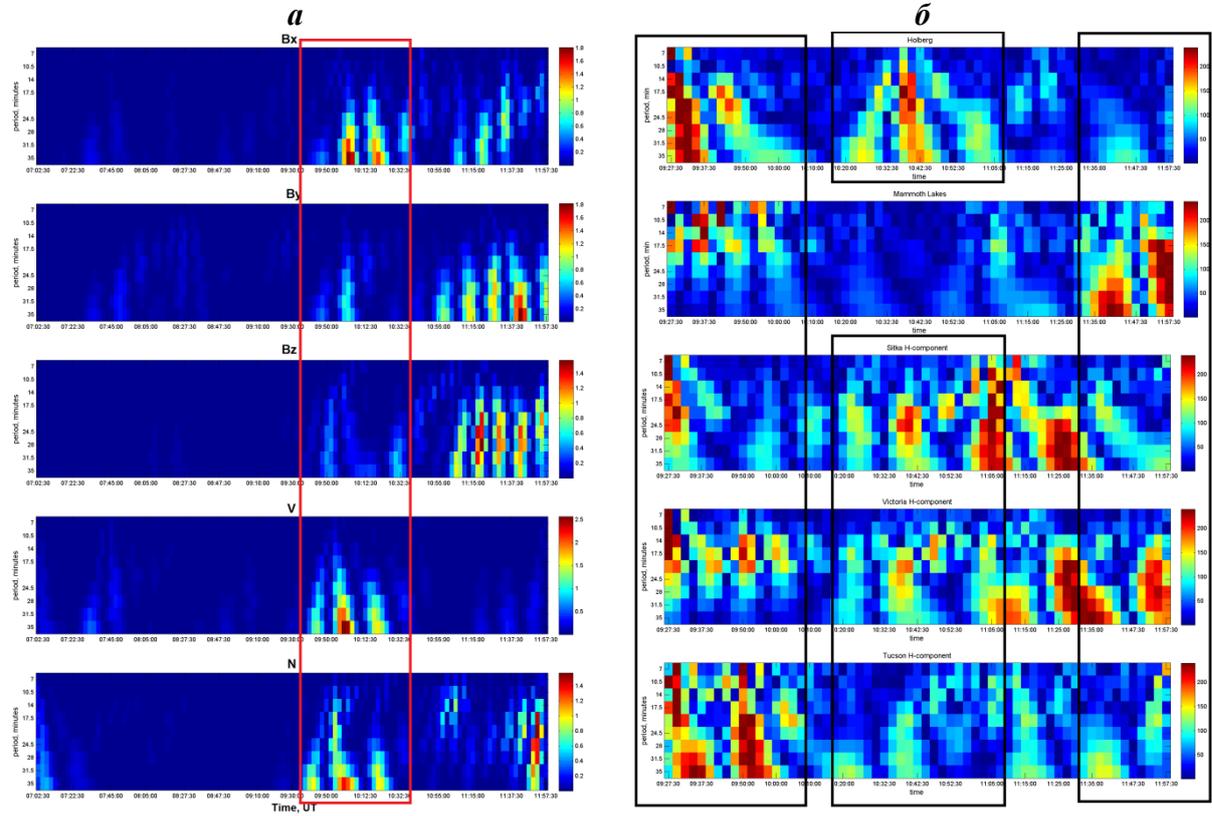


Figure 1. (a) Wavelet spectra of Bx, By and Bz IMF components, the Solar wind proton concentration and its velocity for the event on November 6, 2000; (b) Wavelet spectra of TEC for stations Holberg (50.6° N, 128.4° E, L = 2.87), Mammoth Lakes (37.6° N, 119° E, L = 1.84) and geomagnetic field H-components for stations Sitka (57.1° N, 135.3° W, L = 3.8), Victoria (48.5° N, 123.4° W, L = 2.7), Tucson (32.2° N, 111° W, L = 1.66) for the event of November 6, 2000.

Thus, synchronous ionospheric and geomagnetic disturbances were recorded during the period of MC sheath effect on the magnetosphere which may indicate their common MHD nature. The period interval of detected MHD wave disturbances is 10-35 minutes. This indicates a causal relationship between turbulent disturbances in the MC sheath with MHD disturbances appearance in the ionosphere-magnetospheric system. The validity of this statement was verified by an investigation of the ionosphere-magnetospheric disturbance for the time interval preceding the shock wave recorded at 09.40 UT on November 6, 2000. The duration of the analyzed interval was of the order of an hour and during this period no substorm activity was recorded ($AL < -100$ nT). Fig. 2 (a) shows the wavelet spectra of IMF components, the Solar wind concentration and velocity. In considered frequency range disturbances are observed for all parameters. Fig. 2 (b) demonstrates the spectral features of disturbances at terrestrial ionospheric and magnetic stations. Comparison of registration times for plasma and geomagnetic disturbances shows that there is no synchronicity between them.

It can be concluded that MHD disturbances in near-Earth space is almost always present. These disturbances however do not penetrate into the ionosphere-magnetospheric system in the substorm absence. In regions associated with magnetic clouds (shock wave and sheath), MHD disturbances are more intense and simultaneously conditions for the substorm sequence development are created. On the Earth during these periods exactly intense synchronous disturbances of the ionospheric plasma and the geomagnetic field are recorded.

Conclusions and discussion

In this paper, a parallel analysis of low-frequency ionospheric, geomagnetic, and near-earth MHD disturbances at the background of substorm activity intervals is carried out. The sequences of intense substorms in all the considered cases were caused by magnetic clouds turbulent sheaths following their shock waves. The spectral composition of the Solar wind and Interplanetary magnetic field parameters showed the presence of intense low-frequency MHD oscillations with periods of 10-35 minutes during the passage of the terrestrial magnetosphere, both through the shock wave and the cloud sheath. At the same intervals, the synchronous spectral maxima in ionospheric and geomagnetic disturbances with periods of 10 to 35 minutes were found for all events of magnetic clouds by comparing the spectral patterns of TEC and geomagnetic field horizontal component variations. The synchronism of geomagnetic and ionospheric disturbances indicates their common MHD nature. The results obtained are consistent with the conclusions of our earlier work [2].

Thus, we suppose penetration possibility to MHD oscillations from the Solar wind into the magnetosphere-ionosphere system from the night side through the tail of the magnetosphere. According to considered physical model, the disturbed and magnetized Solar wind influence on geomagnetic tail of the magnetosphere and it helps to transfer these vibrations to the westward electrojet (AL), which is part of the three-dimensional Substorm current wedge system. The active electrojet, in turn, can be the source of the detected low-frequency MHD disturbances.

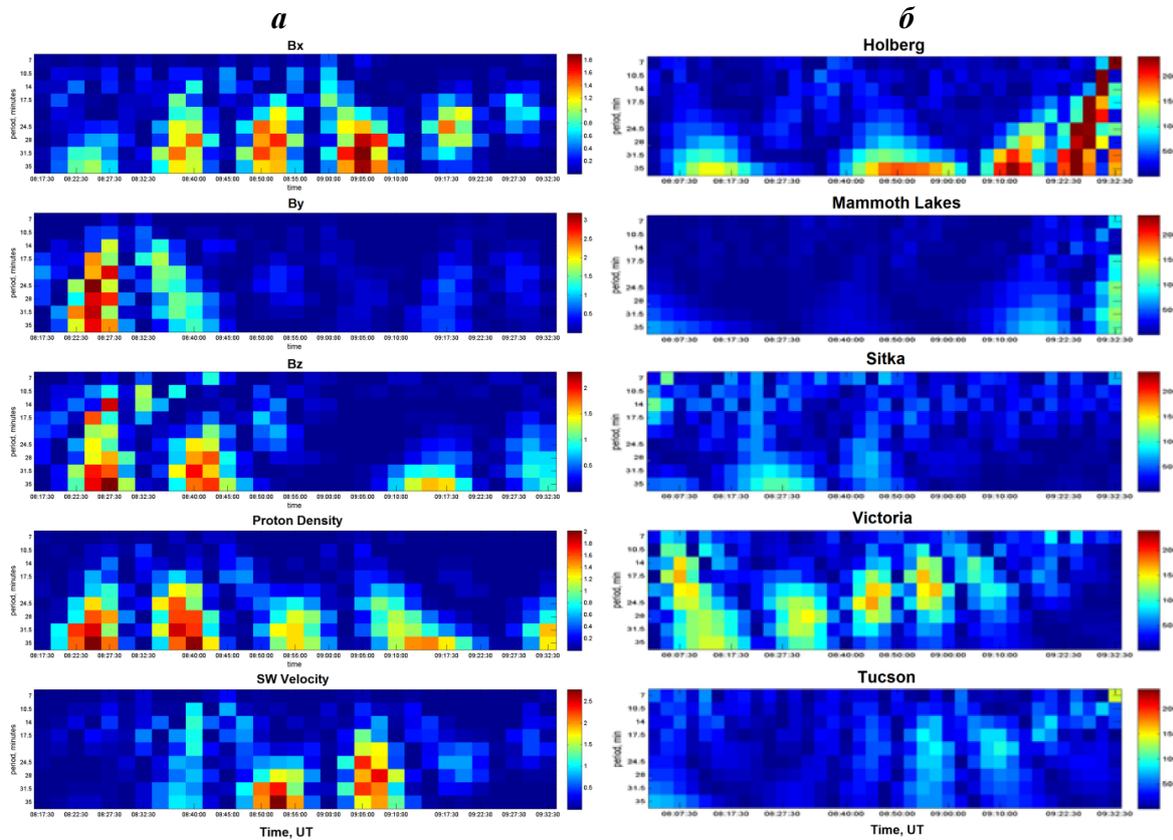


Figure 2. (a) Wavelet spectra of Bx, By and Bz IMF components, the Solar wind proton concentration and its velocity; (b) Wavelet spectra of TEC for Holberg (50.6° N, 128.4° E, L = 2.87), Mammoth Lakes (37.6° N, 119° E, L = 1.84) stations and geomagnetic field H-components for stations Sitka (57.1° N, 135.3° W, L = 3.8), Victoria (48.5° N, 123.4° W, L = 2.7), Tucson (32.2° N, 111° W, L = 1.66) for the event on November 6, 2000, the time interval of 08.10 - 09.30 UT.

Acknowledgements. This work was supported by grants from the Russian Foundation for Basic Research No. 16-05-00608, No. 18-35-00430 and the State Reserves of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation No. 5.5898.2017 / 8.9.

References

- Zhang J., Liemohn M.W., Kozyra J.U., Lynch B.J., Zurbuchen T.H. A statistical study of the geoeffectiveness of magnetic clouds during high solar activity years // *J. Geophys. Res.*, 2004, V.109, doi:10.1029/2004JA010410
- Barkhatova O.M., Barkhatov N.A., Kosolapova N.V., Revunov S.E. Synchronization of geomagnetic and ionospheric disturbances over Kazan station // *Solar Terrestrial Physics*, 2017, V.3, Iss.4, pp. 58-66, UDC 550.388.2 DOI: 10.12737/szf-33201701

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.94-97

THE INFLUENCE OF DIFFERENT AURORAL IONOSPHERE DISTURBANCES ON THE GPS SCINTILLATIONS

V.B. Belakhovsky¹, Y. Jin², W.J. Miloch²

¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia; e-mail: belakhov@mail.ru*

²*Department of Physics, University of Oslo, Oslo, Norway*

Abstract. In this work we compare the influence of auroral particle precipitation and polar cap patches (PCP) on scintillations of the GPS signals in the polar ionosphere. We use the GPS scintillation receivers at Ny-Ålesund, operated by the University of Oslo. The presence of the auroral particle precipitation and polar cap patches was determined by using data from the EISCAT 42m radar on Svalbard. We analyzed more than 100 events for years 2010-2017, when simultaneous EISCAT 42m and GPS data were available. For some of the events, the optical aurora observations on Svalbard were also used. We consider the following types of the auroral precipitation: i) the dayside and morning precipitation, ii) precipitation on the nightside during substorms, iii) precipitation associated with the arrival of the interplanetary shock wave. All considered types of ionospheric disturbances lead to enhanced GPS phase scintillations. For the polar cap patches, the morning and daytime precipitation (i), and precipitation related to the shock wave (iii), the phase scintillations index reaches values less than 1 radian. We observe that auroral precipitation during substorms leads to the greatest enhancement of the phase scintillation index (up to 3 radians). Thus, the substorm precipitation has the strongest impact on the scintillation of GPS radio signals in the polar ionosphere.

1. Introduction

The Global Navigation Satellite Systems (GNSS) play an important role for the modern society. However, the ionosphere as a medium for the radio waves propagation can have a negative influence on the quality of received signal. Irregularities in plasma density distribution can lead to the fast fluctuations of amplitude and phase of the signal which is referred to as ionosphere scintillations [Basu *et al.*, 2002]. The strong scintillations reduce the quality of the signal and even lead to the signal loss. Thus, the investigation of GPS scintillations is an important aspect of space weather. The level of scintillations is characterized by the phase (σ_ϕ) and amplitude (S4) scintillation indexes. Amplitude scintillations are caused by the plasma irregularities with scale sizes ranging from tens to hundreds of meters, while the phase scintillations are caused by the irregularities with the sizes from hundreds of meters to several kilometers.

The most powerful disturbances in the polar ionosphere are particle precipitation and polar cap patches (PCP). The PCP are identified as a density increase above approximately 200 km at least twice that of the background density [Crowley, 2000]. It is well known that the appearance of these structures is accompanied by the increase of the airglow intensity in 630.0 nm spectrum lines [Hosokawa *et al.*, 2006]. Its origin is caused by the reconnection on the dayside of the magnetosphere and penetration of plasma through the polar cap into the ionosphere [Lorentzen *et al.*, 2010]. Patches exit the polar cap into the auroral oval and are called auroral blobs [e.g., Robinson *et al.*, 1985; Jin *et al.*, 2014].

It is shown in the paper [Jin *et al.*, 2010] that PCP can produce GPS scintillations quite comparable with scintillations during the particle precipitation with appearance of strong green aurora. Thus, in the present work we address the following question: what disturbances in the polar ionosphere (particle precipitation or polar cap patches) have stronger impact on the scintillations of GPS signals?

2. Data

We focused on the geophysical observations on Svalbard. The Ny Alesund (NYA) GPS scintillation receiver of the University of Oslo was the main instrument used in our study. Upon availability of data, the Skibotn (Norway, mainland) GPS receiver was also used. For describing the ionospheric plasma parameters (density, velocity, ion and electron temperature) we used the Svalbard EISCAT 42m radar. The beam of this radar is directed along the geomagnetic field. For some convenient cases the optical observations of the aurora on Svalbard was used. IMAGE magnetometer data was used for the geomagnetic field observations. OMNI database was used for the evaluating the solar wind and interplanetary magnetic field parameters.

3. Analysis of ionosphere disturbances

We have identified more than 100 cases for years 2010-2017 when the data from the EISCAT 42m radar was available. This report presents only some typical examples. In this study, we considered the influence of four geophysical

phenomena on the GPS scintillations: morning-daytime precipitation, nighttime substorm precipitation, precipitation associated with the interplanetary shock arrival and polar cap patches. We focused mainly on the phase scintillation index because amplitude scintillation index (S4) practically has no large variations at high latitudes. The presence of the particle precipitation into the ionosphere associated with the appearance of the aurora was determined as the density increase between 100-200 km altitudes according to the EISCAT radar data. The presence of the polar cap patches was determined as a strong density increase above 200 km altitude.

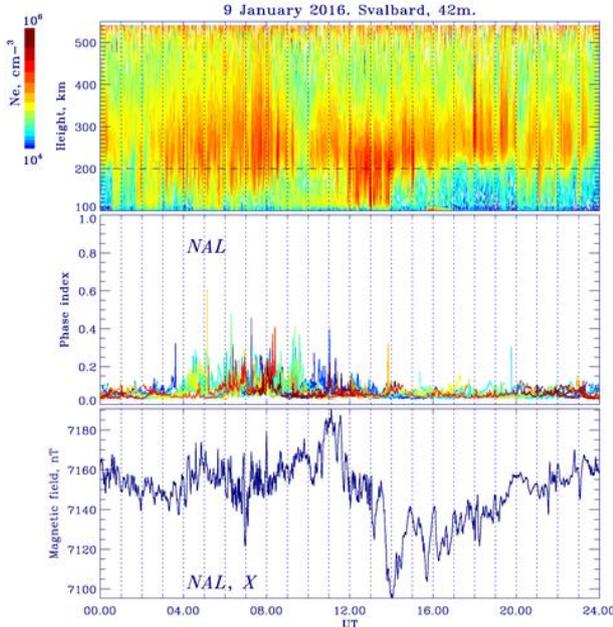


Figure 1. Ionosphere density determined by the EISCAT 42m radar in LYR, phase scintillation index calculated form NYA GPS receiver, X-component of the geomagnetic field at NYA station for the 9 January 2016.

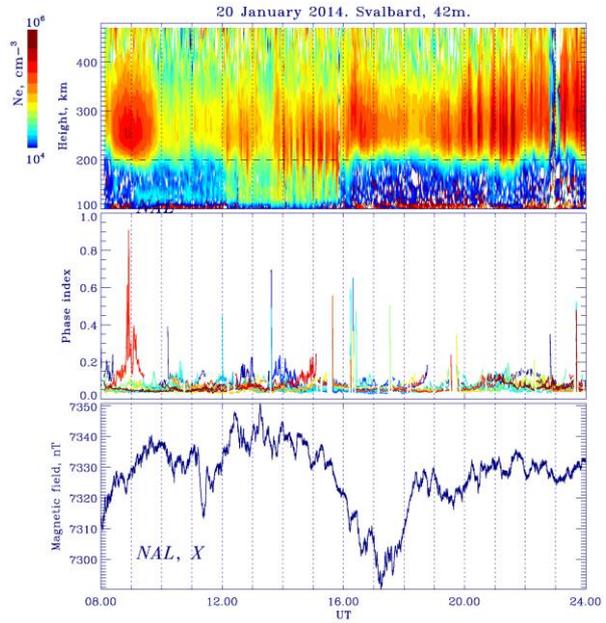


Figure 2. Ionosphere density determined by the EISCAT 42m radar in LYR, phase scintillation index calculated form NYA GPS receiver, X-component of the geomagnetic field at NYA station for the 20 January 2014.

3.1. Morning-daytime precipitation

Fig. 1 shows an example of the morning-daytime precipitation for 9 January 2016. From 04-14 UT we see the ionosphere density increase at altitudes 100-200 km associated with the precipitation. The aurora observations on LYR station show the existence of bright aurora in 577.7, 630.0 nm spectrum lines (not shown). The phase scintillation index has the value 0.4-0.5.

3.2. Polar cap patches

The example of the polar cap patch (PCP) is shown on a Fig. 2 for the 20 January 2014. The PCP is observed at 08-10 UT as a density increase above 200 km according to the EISCAT data. The PCP is also identified in aurora intensity variations as forms propagating from the polar to low latitudes in 630.0 nm (red line) emission (not shown). The Bz-component of interplanetary magnetic field (IMF) was negative during the appearance of PCP. It testifies the presence the good conditions for the growth of the reconnection of the dayside magnetopause. The phase scintillation index reaches the value 0.9. For the all consider PCP cases phase index has the value less than 1.

3.3. Substorm precipitation

A series of substorms was observed 11 December 2015 geomagnetic stations of IMAGE profile at 16 UT and at 20 UT (Fig. 3). It can be noticed that the amplitude of the substorm reach the value more than 1000 nT at Hornsund (HOR) station, at NAL station the amplitude of the substorm was 600 nT. It is seen a strong increase of ionosphere density according to the EISCAT 42m data (Fig. 4). The substorm was accompanied by the strong increase of aurora intensity in different spectrum lines (not shown). The phase scintillations index reaches the value more than 3 approximately at 16 UT. But for the second substorm it reaches the value a bit more than 1.

3.4. Precipitation associated with the interplanetary shock arrival

The example of the interplanetary shock influence on scintillations of GPS signals is shown in Fig. 3 for the event of 14 December 2015. The interplanetary shock is accompanied by an abrupt increase of the solar wind velocity, density, temperature, module of the interplanetary magnetic field (IMF) according to the OMNI database, abrupt growth of

the SYM-H index. The NYA stations at moment of interplanetary shock arrival located on the dayside (16 MLT). We do not have the EISCAT data available for most of the shock events, but it is well known that the interplanetary shock interaction with the Earth's magnetosphere leads to strong particle precipitation in wide spectrum range into the ionosphere [Zhou et al, 2003]. Here the phase index reaches the value near 0.6. For the considered interplanetary shock cases the phase index reaches similar values.

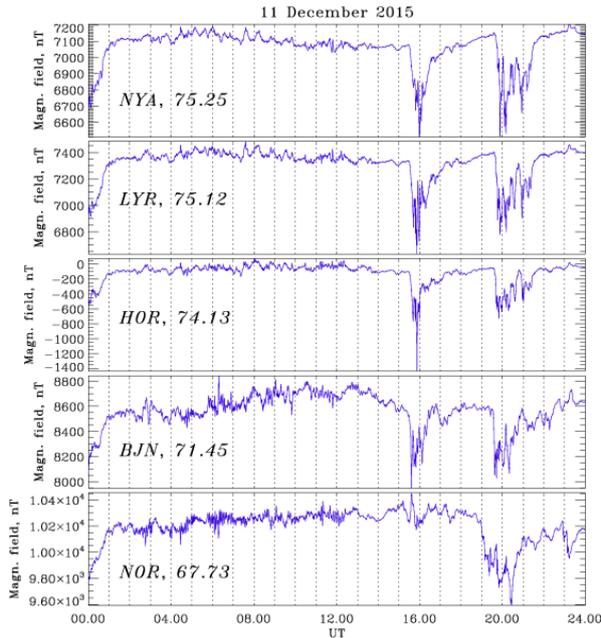


Figure 3. X-component of the geomagnetic field at NYA-LYR-HOR-BJN-NOR meridian profile of stations for the 20 January 2014.

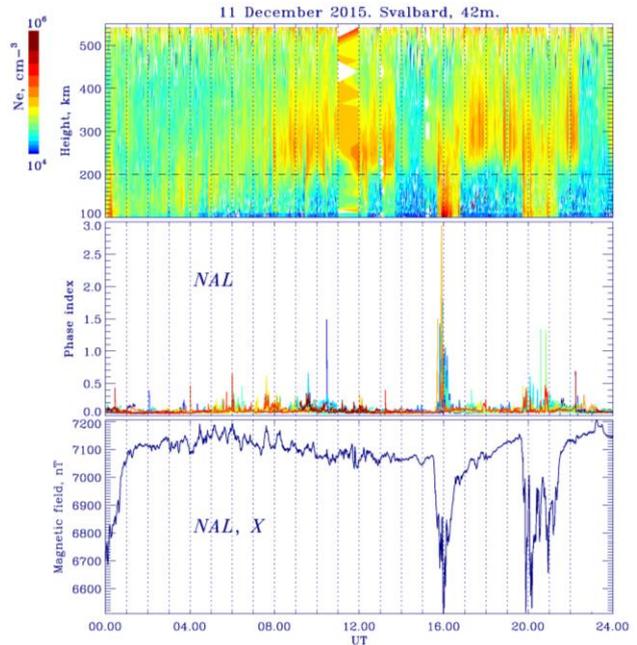


Figure 4. Ionosphere density determined by the EISCAT 42m radar at LYR, the phase scintillation index calculated from NYA GPS receiver, X-component of the geomagnetic field at NYA station for the 20 January 2014.

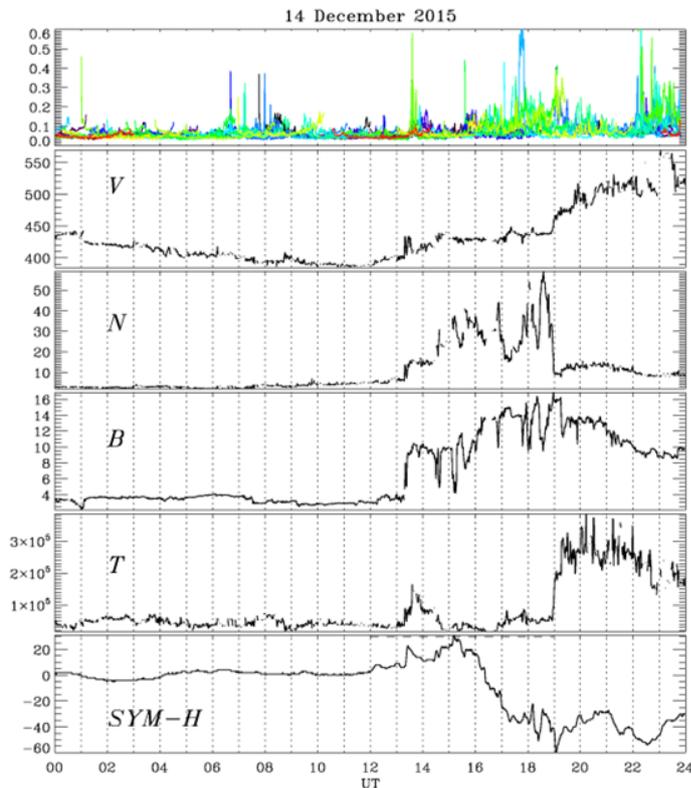


Figure 5. The phase scintillation index calculated from the GPS receiver at NYA station; solar wind parameters according to the OMNI database: velocity V [km/s], density N [cm^{-3}], module of the IMF B [nT], temperature [K]; SYM-H index.

4. Conclusions

So, we have found that all considered geophysical phenomena (morning-dayside precipitation, nighttime substorm precipitation, shock induced precipitation, polar cap patches) give rise to increased GPS phase scintillation levels according to the high-latitude observations on Svalbard. The particle precipitation during substorm lead to the strongest scintillations (the phase scintillation index reaches values even close to 3) of the GPS signals in the polar ionosphere. During other types of ionosphere disturbance the phase index does not reach the value 1. Thus, the substorm precipitation has the strongest impact on the scintillation of GPS radio signals in the polar ionosphere.

Acknowledgements. The authors thank the Norwegian Polar Research Institute at Ny-Ålesund for assisting us with the GPS receiver in Ny-Ålesund, Bjørn Lybekk and Espen Trondsen for the instrument operations. The IMF data are provided by the NASA OMNIWeb service (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>). The authors wish to thank IMAGE (<http://www.ava.fmi.fi/image/>), EISCAT groups for the available data. EISCAT is an international association supported by research organizations in China (CRIRP), Finland (SA), Japan (NIPR and STEL), Norway (NFR), Sweden (VR), and the United Kingdom (NERC). Data from EISCAT can be obtained from the Madrigal database <http://www.eiscat.se/madrigal>.

References

1. Basu S., K.M. Groves, S. Basu, P.J. Sultan. Specification and forecasting of scintillations in communication/navigation links: Current status and future plans, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(16), 1745–1754. 2002.
2. Crowley G., A.J. Ridley, D. Deist, S. Wing, D.J. Knipp, B.A. Emery, J. Foster, R. Heelis, M. Hairston, and B.W. Reinisch. Transformation of high-latitude ionospheric F region patches into blobs during the March 21, 1990, storm // *J. Geophys. Res.*, 105(A3), 5215–5230, doi:10.1029/1999JA900357. 2000.
3. Hosokawa K., K. Shiokawa, Y. Otsuka, A. Nakajima, T. Ogawa, and J.D. Kelly, Estimating drift velocity of polar cap patches with all-sky airglow imager at Resolute Bay, Canada, *Geophysical Research Letters*, 33, L15111, doi:10.1029/2006GL026916. 2006
4. Lorentzen D.A., J. Moen, K. Oksavik, F. Sigernes, Y. Saito, and M.G. Johnsen, In situ measurement of a newly created polar cap patch, *Journal of Geophysical Research*, 115, A12323, doi:10.1029/2010JA015710. 2010.
5. Jin Y., Moen J., Miloch W. GPS scintillation effects associated with polar cap patches and substorm auroral activity: direct comparison, *Journal of Space Weather and Space Climate*, 4, A23. 2014.
6. Robinson R.M., R.T. Tsunoda, J.F. Vickrey, and L. Guerin. Sources of F region ionization enhancements in the nighttime auroral zone // *J. Geophys. Res.*, 90(A8), 7533–7546, doi:10.1029/JA090iA08p07533. 1985.
7. Zhou X.-Y., Strangeway R.J., Anderson P.C., Sibeck D.G., Tsurutani B.T., Haerendel G., Frey H.U., Arballo J.K. Shock aurora: FAST and DMSP observation, *Journal of Geophysical Research*, 108:8019. doi:10.1029/2002JA009701. 2003.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.98-101

REACTION OF THE GEOMAGNETIC FIELD TO THE FLIGHTS OF THE VILYUISK AND SAYANOGORSK METEORS

S.M. Cherniakov¹, R.A. Rakhmatulin², S.V. Nikolashkin³

¹*Polar Geophysical Institute, Murmansk, Russia*

²*Institute Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

³*Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia*

e-mails: sergeich@pgi.ru, rav@iszf.ru, nikolashkin@ikfia.ysn.ru

Abstract. Reaction of the geomagnetic field to the destruction of meteors in Yakutia (Vilyuysk) (on March 4, 2014 21:29 UT; 64.3°N, 123.1°E) and Khakassia (Sayanogorsk) (on December 6, 2016 11:37 UT; 52.9°N, 91.4°E) and the behavior of the geomagnetic field in the control days on March 7-8, 2014 and on December 4, 2016 according to the data of the magnetic observatory "Irkutsk" of the Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science (52.23°N, 104.25°E) were considered. The analysis of variations of the geomagnetic field components has shown that flights and explosions of the meteors were followed by emergence of geomagnetic disturbances near the magnetic observatory. Speeds of their propagation from places of the meteor explosions to the magnetic observatory were estimated. Possible mechanisms of influence of the explosions on the geomagnetic field are considered.

1. Introduction

The geomagnetic field is the indicator of many processes happening on the Earth, in the surrounding space and in the Sun. Variations of the geomagnetic field represent imposing of various disturbances of the geomagnetic field. Their identification is sometimes rather difficult task. The task is facilitated if parameters of the phenomenon which has caused a disturbance are known (the place, time, characteristics, etc.). All this also belongs to the meteoroids coming into the terrestrial atmosphere, and which passes are followed by various processes: heating, evaporation of particles of a space body, combustion and destruction of a meteoroid, sometimes in the form of explosion, ionization of the atmosphere, generation of various types of waves, including electromagnetic, shock (SW), acoustic-gravity (AGW), slow magnetohydrodynamic (MHD), and also disturbances of the geomagnetic field. The effect of influence on the geomagnetic field of passes and destruction of meteoroids was studied insufficiently. Still there are various mechanisms of generation of geomagnetic disturbances [Bronshten, 2002; Ivanov, 1964; Kovalev *et al.*, 2006; Rakhmatulin *et al.*, 2013; Chernogor, 2014; Savchenko, 1975; Shaidurov, 2015].

The magnetic observatory "Irkutsk"¹ (Fig. 1) is located at the distance of 21 km from Irkutsk. Coordinates of the magnetic pavilion where the digital variometer is located are 52.23°N; 104.25°E.



Figure 1. Places of explosions of the Vilyuysk and Sayanogorsk meteors

2. Vilyuysk meteor

The Vilyuysk meteor has blown up at 21:29 UT on March 4, 2014. The description of the explosion and the characteristic of the meteor are given in the work [Cherniakov *et al.*, 2017]. In Fig. 1 places of the meteor explosion and the magnetic observatory "Irkutsk" are shown. Distance from the place of the explosion to the magnetic observatory "Irkutsk" is about 1720 km. According to the World Data Center in Kyoto², at the time of the explosion the geomagnetic situation was quiet. During observations of the meteor other possible sources of disturbances in the geomagnetic field (starts of rockets, earthquakes, etc.) have not been found.

For comparison of the behavior of the geomagnetic field in the day of the meteor pass with undisturbed conditions of the geomagnetic field quiet days on March 7-8, 2014 have been chosen. Fig. 2a-c show variations of D, H and Z components before and after the Vilyuysk meteor explosion on March 4-5, 2014 (the continuous line) and variations of D, H and Z components in the same time during the quiet days on March 7-8, 2014 (the shaped line). In Fig. 2a-c it is visible that after explosion there were changes in the geomagnetic variations on March 4-5, 2014 which differ from the course of the geomagnetic variations in the quiet period. These changes can be referred to the changes caused

¹ Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS <http://en.iszf.irk.ru> (15.06.2018)

² <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/kp/> (15.06.2018)

by emergence of disturbances in the geomagnetic field from the meteor explosion. For the wavelet analysis of geomagnetic field variations the time periods in the range from 2 to 35 min were chosen. All the calculations were done with the MATLAB language and its applications. For obtaining of necessary wave periods the digital elliptical bandpass filter (Kauer filter) was used. Variations with the periods were usually observed during similar events.

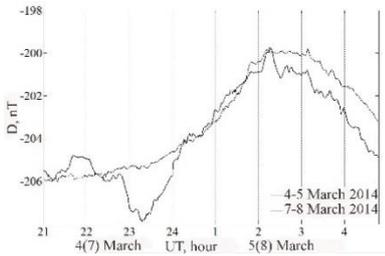


Figure 2a. D component

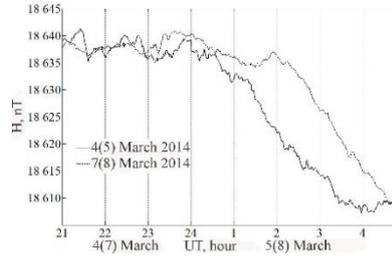


Figure 2b. H component

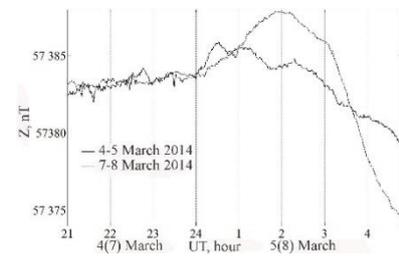


Figure 2c. Z component

In Fig. 3a it is provided the D component of the geomagnetic field (the middle figure), in the top figure the filtered D component is, in the lower figure its wavelet spectrum is (the same will be in figures of the components H and Z). The time of the meteor explosion is shown in the top figure by the vertical line. In figures it is possible to allocate three groups of the wave disturbances which have appeared after the Vilyuisk meteor explosion. The first group of disturbances was shown near the magnetic observatory practically just after the meteor explosion. Its duration was about an hour, till 22:30 UT. The second group of disturbances has come at 23:00 UT and continued a little more than two hours. The third group of disturbances has appeared at 02:10 UT. Duration of this disturbance was about two and a half hour. Changes of the D component in size during the first disturbance were about ± 0.2 nT, in the second and third groups were about ± 0.4 nT.

The second group of waves in the D component has come in 91 min after the explosion. Speed of arrival of this disturbance was about 315 m/s. Judging by the nature of change of magnetic field it can be qualified as the arrival of a shock wave, and then infrasonic waves. The third group of disturbances has come at 2:06 UT on March 5, 2014. Speed of its arrival was about 100 m/s.

In Fig. 3b and 3c the behavior of H and Z components is shown. Arrival of the first group of disturbances is most accurately noticeable.

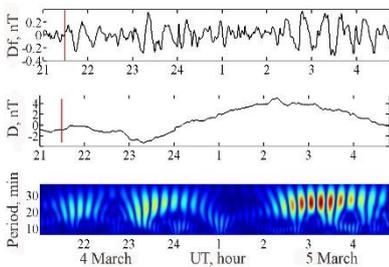


Figure 3a. D component

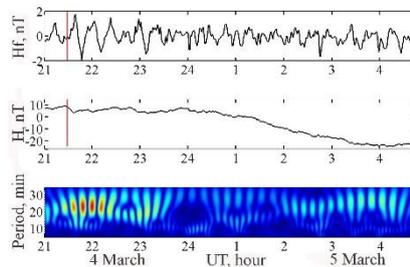


Figure 3b. H component

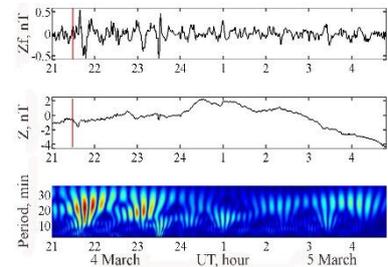


Figure 3c. Z component

3. Sayanogorsk meteor

The Sayanogorsk meteor has blown up on December 6, 2016 at 11:37 UT in the region between the settlements of Bogoslovka, Sizoy and Cheryomushki (52.9°N, 91.4°E). The flash from the meteor explosion was such power that it was seen by residents of Abakan (the capital of Khakassia) located in 80 km from Sayanogorsk. The distance between the place of the meteor explosion and the magnetic observatory "Irkutsk" is about 870 km (Fig. 1). The geomagnetic situation during the flight and the explosion of the meteor was weakly disturbed one.

In Fig. 4a-c it is shown behavior of components of the geomagnetic field in the control day on December 4, 2016 (quiet geomagnetic day, the dot line) and in the day of the meteor explosion on December 6, 2016 (the continuous line). Time of the explosion is marked by the vertical line. It is visible that after the meteor explosion in the geomagnetic field there were noticeable changes.

Unlike the Vilyuisk meteor explosion after the meteor explosion in Khakassia the arrival of groups of waves, which did not manage to be accurately divided, was observed. At 12:10 UT in the D component (Fig. 5a) the first weak wave manifestations became visible. Propagation speed of this disturbance from the meteor explosion to the magnetic station "Irkutsk" was about 440 m/s. At 13:00 UT essential strengthening of wave activity had occurred due to emergence of the signal which had an impulse form. Its speed of arrival could be estimated as 180 m/s. Duration of the phenomenon was about an hour and a half.

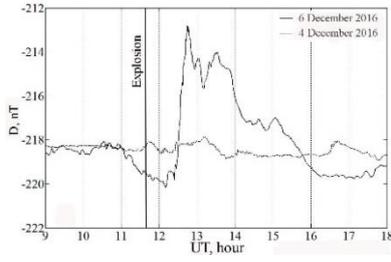


Figure 4a. D component

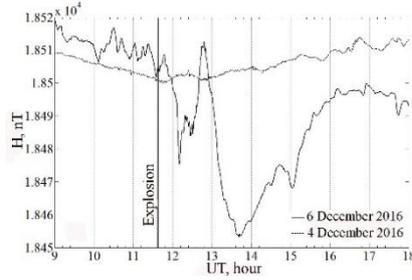


Figure 4b. H component

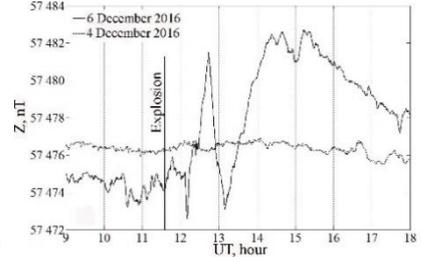


Figure 4c. Z component

In the H component it is possible to note also its sharp change at 12:10 UT (Fig. 5b). Speed of propagation of the disturbance from the meteor explosion to the magnetic station "Irkutsk" was about 440 m/s. The following group of disturbance has come at 12:20 UT. Speed of propagation of this group was about 340 m/s. These speeds of 440 and 340 m/s also correspond to speeds of arrival of the acoustic shock wave (ASW) and AGW, respectively, which are generated in the place of the meteor explosion.

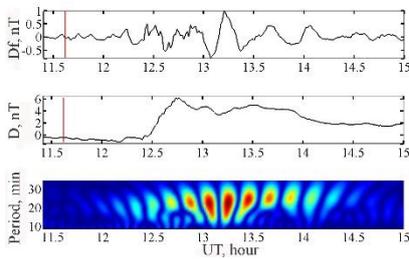


Figure 5a. D component

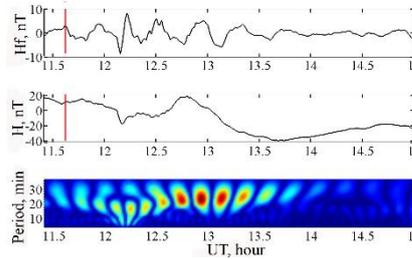


Figure 5b. H component

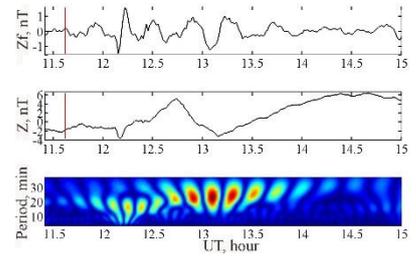


Figure 5c. Z component

In the Z component its sharp change also was at 12:10 UT (Fig. 5c). Time of propagation of these disturbances from the meteor explosion to the magnetic station "Irkutsk" was about 440 m/s. The following group of disturbances has come at 12:20 UT. Speed of propagation of this group was about 340 m/s. These speeds of 440 and 340 m/s also correspond to speeds of arrival of ASW and AGW, respectively, which are generated in the place of the meteor explosion. The behavior of the Z component is in many respects similar to the behavior of the H component.

4. Discussion

Vilyuisk meteor. The first wave manifestations in the geomagnetic field, mainly in H and Z components, before meteor explosions can be connected with reaction of geomagnetic field to emergence of a ballistic SW during the entrance of the meteoroid to more dense layers of the atmosphere [Savchenko, 1975]. As a rule speed of meteor movements are significantly more sound speed, therefore for meteors, big by the sizes, the supersonic movement in rather dense atmosphere is followed by emergence of the head SW passing on a stream into the departed ASW. In the place of formation of SW their amplitude is considerable, first of all, because of pressure jump. Speed of propagation of such waves can exceed considerably sound speed at the ionospheric heights. We will note that SW, in turn, is a source of AGW and slow MHD waves which then also appear near the place of observation. For the heights of the F region, by estimates of Chernogor [2009], speed of propagation of slow MHD waves can reach tens of kilometers per second. Propagation of such slow MHD wave at the heights of the F region of the ionosphere before the meteor explosion can cause emergence of a response of the geomagnetic field to the coming wave as a result of her impact on magnetoactive plasma and modulation of ionospheric parameters, first of all ionospheric currents in the E-region of the ionosphere, the movement of neutral components in the field of coming shock and slow MHD waves.

The second group of waves in the D component has come in 91 min after the explosion. Speed of arrival of this disturbance was about 315 m/s. It corresponds to speeds of propagation of AGW. Judging by the nature of change of the geomagnetic field during the initial stage of the second group from 23:00 UT till 23:30 UT it can be considered as arrival at first of SW, and then gravity waves. The third group of disturbances has come at 2:06 UT on March 5. Speed of its arrival was about 100 m/s. Calculated values of horizontal phase speeds of the slow MHD wave for the parameters of the environment found by means of the MSIS-E-90 model at the heights of 110-130 km for the case of the explosion of the Chelyabinsk meteor on February 15, 2013 at 03:20 UT were equal 100-160 m/s [Tereshchenko et al., 2014]. The value of 100 m/s corresponds to the value of speed at the thermospheric height of 110 km. In case of explosion of the Vilyuisk meteor model conditions during propagation of disturbances are close to the considered conditions during explosion of the Chelyabinsk meteor. Therefore it is possible to assume that satisfactory compliance

between rated speed slow MHD wave and the speed received from variations of the geomagnetic field testifies in favor of thermosphere propagation of the disturbance from the explosion of the Vilyuisk meteor. Different speeds of propagation slow MHD waves (the first and third group of indignations) can be explained with various propagation channels (in the first case it is F region, in the third one it is E region).

Sayanogorsk meteor. The pass of the Sayanogorsk meteor and its destruction have made stronger impact on the geomagnetic field. It can be connected with the fact that the explosion has happened in more short distance from the magnetic observatory in Irkutsk (870 km), than in the case of the Vilyuisk meteor (1720 km). The first and second groups of disturbances in H and Z component have come around 12:10 and 12:20 UT with a speed of 440 and 340 m/s, respectively. Effects in the geomagnetic field can be connected with passing through the ionosphere of SW which was formed during the meteor explosion [Ivanov, 1964]. Judging by sharp change of the components of the geomagnetic field during arrival of the first group, they can be caused by SW. During its movement in the atmosphere SW turns into weak SW, acoustic waves and AGW and can propagate to long distances. They can be the cause of appearance of the second group of wave disturbance at 12:20 UT in H and Z components. All the components have a wavy appearance. Reaction of the magnetic component is different. The maximum changes were in H component (about 20 nT), the minimum one was in D component about 2 nT. It can be connected with geometry of geomagnetic field near Irkutsk as magnetic declination at the place is close to zero and, therefore, direction of propagation of disturbances from the meteor explosion were along the D component (Fig. 1).

5. Conclusion

The analysis of variations of the geomagnetic field during passes and destructions of the Vilyuisk and Sayanogorsk meteors is made. Passes and explosions of these meteors have caused changes in the geomagnetic field.

After the pass and the explosion of the Vilyuisk meteor three groups of disturbances in the geomagnetic field which had the speed of tens km/s, 315 m/s and 100 m/s have been marked. The first group of disturbances can be caused by propagation of slow MHD waves in F region of the ionosphere, the second one - by the internal gravity waves formed during propagation of ASW, the third one - by propagation of slow MHD waves at the E region heights. The pass and the explosion of the Sayanogorsk meteor have caused appearance of two groups of disturbances in the geomagnetic field which had the speed of 440 m/s and 340 m/s. The first group of disturbances can be caused by propagation of ASW, the second one – by AGW formed at generation of ASW during the explosion and its propagation.

Wave manifestations in the geomagnetic field can be caused by direct influence slow MHD waves on magnetoactive plasma and also modulation of ionospheric parameters, first of all the ionospheric currents in the E region of the ionosphere or on the movement of neutral components and the charged environment in the field of the coming ASW and AGW.

References

- Bronshthen, V.A. (2002). Magnetic effect of the Tungus meteorite. *Geomagnetism and Aeronomy* 42 (6), 816-818.
- Cherniakov, S.M., Nikolashkin, S.V., and Tereshchenko, V.A. (2017). Vilyuisk meteor explosion: ionospheric and geomagnetic effects in the high-latitude lower ionosphere. *Proc. SPIE 10466*, 23rd International Symposium Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 3-7 July 2017, Irkutsk. - P. 104664U-1-104664U-8; <http://spie.org/Publications/Proceedings/Paper/10.1117/12.2282360>; doi:10.1117/12.2282360.
- Chernogor, L.F. (2009). Radio physical and geomagnetic effects of launches of rockets. Kharkov: KHSU, 386 p. (in Russian)
- Chernogor, L.F. (2014). Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid. *Geomagnetism and Aeronomy* 54 (5), 613-624.
- Ivanov, K.G. (1964). Geomagnetic effect of Tungus falling. *Meteoritika* 24,141-151 (in Russian).
- Kovalev, A.T., Nemchinov, I.V., Shuvalov, V.V. (2006). Ionospheric and magnetospheric disturbances as a result of fallings of small comets and asteroids. *Astronomichesky vestnik* 40 (1), 65-76 (in Russian).
- Rakhmatulin, R.A., Pashinin, A.Yu., Lipko, Yu.V., Khomutov, S.Yu., and Babakhov, I.Yu. (2013). About possible geoeffectiveness the pass of the Chelyabinsk meteoroid in the magnetic field of the Earth. *Solar-Terrestrial Physics* 24, 64-69 (in Russian).
- Savchenko, Yu.N. (1975). Geomagnetic disturbances caused by shock waves of large meteorite bodies. *Geomagnetism and Aeronomy* 15 (6), 1047-1053.
- Tereshchenko, V.D., Tereshchenko, V.A., Ogloblina, O.F., and Cherniakov, S.M. (2014). Behaviour of the polar ionosphere after the burst of the Chelyabinsk meteorite. *Proc. XXIV All-Russian conference "Propagation of radio waves"*, Irkutsk, 29 June – 5 July 2014, V. 2, 5-8 (in Russian).
- Shaidurov, V.V. (2015). Magnetic effects of the 1908 Tungus events. *Herald of SibSAU* 16 (3), 624-631 (in Russian).

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.102-105

IONOSPHERIC EFFECTS OF METEOR EXPLOSION OVER NORTH FINLAND ON NOVEMBER 2017

S.M. Cherniakov, V.A. Turyansky, A.D. Gomonov

*Polar Geophysical Institute, 183010, 15 Khalturina Str., Murmansk, Russia
e-mail: sergeich@pgi.ru*

Abstract. On November 16, 2017 at 16:40:22 UT over Northern Finland a powerful explosion, caused by meteor destruction, had occurred. The entry of the meteor to the atmosphere and its destruction were recorded by the all sky camera at the radio physical observatory Verkhnetulomsky (68.59°N, 31.75°E), and the response of the high-latitude lower ionosphere to this explosion was recorded by the radar of the partial reflections at the radio physical observatory Tumanny (69.0°N, 35.7°E). After the explosion the considerable disturbances in the ordinary wave amplitude at the heights of 80-95 km have appeared. Using the temporal variations of the ordinary wave amplitude the periods corresponding to resonant atmospheric modes were identified: the acoustic cut-off period and the Brunt-Väisälä period, and also temperature and sonic speed at the mesopause heights were calculated. It was suggested that the disturbances could be caused by the waves which had magnetohydrodynamic nature.

1. Introduction

The wave processes from artificial and natural sources of high energy developing in the atmosphere of the Earth play an important role in formation of structure and dynamics of the ionosphere [Gossard and Hooke, 1975; *Impact of the missile ...*, 2016]. Nowadays the big interest is to study a possible influence of powerful meteoroid explosions on the Earth, like Chelyabinsk's meteoroid and more powerful ones. It has not only scientific interest but the interest from the point of view of possible influence on the human life. Flights and destructions of large meteors in the atmosphere are followed by emergence of wave disturbances of various natures: shock, acoustic-gravity, magnetohydrodynamic (MHD), electromagnetic, and seismic waves [Catastrophic influences ..., 2005]. The main source of disturbances in the atmosphere during the explosions of meteoroids is shock waves. Disturbances from the flight and the explosion of a meteor extend to distances in hundreds and thousands of kilometers in the atmospheric wave guides which were created at various heights by gradients of temperature, speed and direction of winds and other reasons. In a number of works problems of generation and propagation of the acoustic-gravity waves [Golitsyn *et al.*, 1977] and magnetohydrodynamic waves [Sorokin *et al.*, 1982] were considered for the similar events.

A large number of works are devoted to the effects in the ionosphere caused by various sources of disturbances of natural and technogenic origins (solar flares, meteoroid flights, processes in magnetosphere, as well as chemical and nuclear bursts, launches and flights rockets, modification of the ionosphere by powerful radio waves etc.). Because of difficulty of measurement of the environment parameters at ionospheric heights and simultaneous action of various sources of disturbances up to the end there are uncertain mechanisms of generation and transfer of disturbances in the middle atmosphere [Akhmedov and Kunitsyn, 2004]. Studies of reaction of the polar lower ionosphere to the flights of meteoroids are carried out incidentally [Cherniakov *et al.*, 2017; Tereshchenko *et al.*, 2014] therefore it is necessary to increase the number of observations, especially in high latitudes.

In the work researches of changes of characteristics of partially reflected radio signals (amplitudes of ordinary and extraordinary partially reflected waves) during the explosion of the meteor over the Northern Finland are provided. Results were received on the basis of the partial reflection radar data of the Polar Geophysical Institute located at the radio physical observatory Tumanny (69.0°N, 35.7°E) [Tereshchenko *et al.*, 2003]. The meteor path projection to the Earth and the main visible features of the meteor explosion were received according to the all sky camera data from radio physical observatory Verkhnetulomsky (68.59°N, 31.75°E).

2. Results of observations and data processing

A powerful meteor explosion has happened on November 16, 2017 at 16:40:22 UT over the Northern Finland (68.7°N, 23.8°E). In Fig. 1 the consecutive frames of the meteor flight which were recorded by the all sky camera at the radio physical observatory Verkhnetulomsky (Fig. 2) with the exposure about 1 s are shown. The meteor had entered into the dense layers of the atmosphere approximately at 16:40:15 UT, its visible flight continued about six seconds. During the flight the significant increase in brightness of a glow owing to fast heat-up of meteor substance was recorded. On the fourth and fifth seconds of the registration the bright flash which lit all the sky was watched. The increase in brightness of diffused light in the field of the zenith was more than by 40 times relatively the background glow of the night sky at the place of observation.

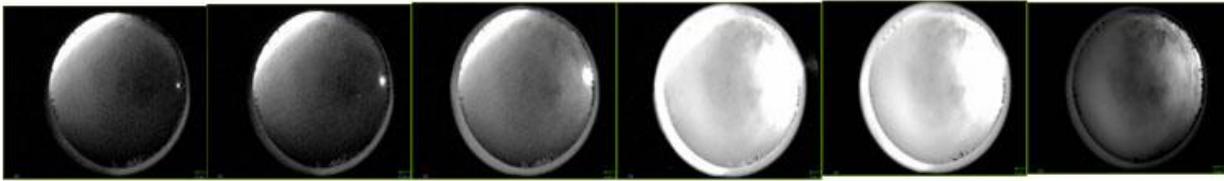


Figure 1. The meteor explosion has recorded by the all sky camera.

Reaction of the ionosphere to this explosion was observed by the partial reflection radar at the radio physical observatory Tumanny (Fig. 2). The white shaped line going from the south to the place of the meteor explosion specifies the direction of the meteor movement to the place of the explosion. Distance from the explosion place to the radio physical observatory Tumanny is about 480 km.



Figure 2. Meteor explosion place and positions of the radio physical observatories Tumanny and Verkhnetulomsky.

The two-dimensional distribution of amplitude of the ordinary wave received according to the partial reflection radar data from 16:20 UT till 18:40 UT including the moment of the meteor explosion (the solid vertical line) is given in Fig. 3. Ellipses show the two regions of strong amplitude disturbances which appeared after the meteor explosion. Digits designate order numbers of the disturbances.

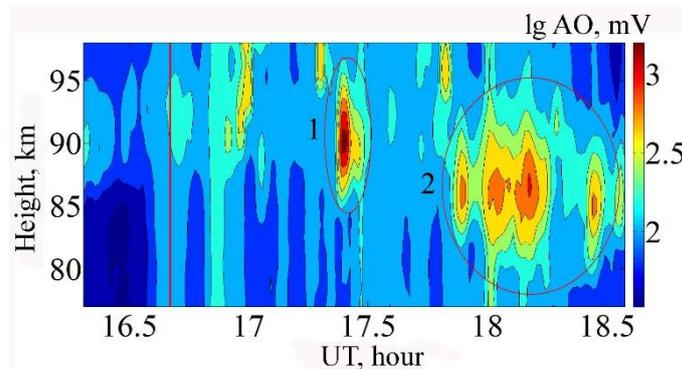


Figure 3. Two-dimensional distribution of the ordinary wave amplitude on November 16, 2017.

The 1st disturbance had very sharp increasing of amplitude at the heights of 85-95 km; the 2nd one was like a wave packet at the heights of 80-93 km. The destruction of a meteor as the result of an explosion is followed by appearance of a shock wave. In the place of formation of shock waves their amplitudes are considerable, first of all, because of a pressure jump. Propagation speed of such waves depends on the power of the explosion and can significantly exceed sonic speed at the ionospheric heights. It is necessary to mark that initial shock waves, in turn, are the source of weak shock waves and internal gravity waves which also appear at the region of observation. The internal gravity waves can be also generated during the flight and the explosion of a meteor. The first disturbance in ordinary wave amplitude was at the heights of 85-95 km at 17:21:39 UT in the form of a pulse with duration on the level 0.5 about 5 min (Fig. 3, 1) and had come from the explosion place with the velocity about 220 m/s. The second one (2) was at 17:50:42 UT at the heights of 80-93 km and its velocity of arrival was about 115 m/s. The duration of the wave packet was about 40 min. The sharp appearance of the first disturbances could be explained by arrival of some kind of a shock wave from the meteor explosion to the region of observation. The second disturbance has the appearance of the packet of waves caused by passing of the internal gravity waves through the directional pattern of the radar antenna. Slow

velocities of wave arrival to the point of observation could be explained if the disturbances would be considered as having magnetohydrodynamic nature [Sorokin and Fedorovich, 1982; Tereshchenko et al., 2014].

On the basis of the two-dimensional distribution (Fig. 3) in the range of periods from 2 min up to 11 min the time spectra of power density of the ordinary wave amplitudes, which were partially reflected from the heights of 75-90 km, were calculated. The sample of the calculation is shown in Fig. 4a. All the calculations were done with the MATLAB language and its applications. For obtaining of necessary wave periods the digital elliptical bandpass filter (Kauer filter) was used. In the range of heights of 85-95 km the maximum values of intensity spectral component of partially reflected radio signals were observed at the heights about 90 km. The power density spectrum for the 90 km in the Fig. 4a contains well expressed components.

Basic acoustic-gravity wave theory in the atmosphere gives an opportunity to describe many of wave-like oscillations in the atmosphere [Yeh and Liu, 1974; Knižová and Mošna, 2011]. In case of the plane-stratified, isothermal atmosphere and constant gravity with height there are two frequency domains for atmospheric waves where they can propagate as acoustic and gravity waves. The domain can be described by two resonant frequencies of the atmosphere: the acoustic cut-off frequency ω_a and the Brunt-Väisälä frequency ω_B . The atmosphere is compressible gas which after being compressed then released and began to oscillate near its equilibrium state. The oscillation frequency is defined as the acoustic cut-off frequency $\omega_a = c/2H$, where c is speed of sound

$$c = \sqrt{\gamma g H},$$

γ is the ratio of specific heats at constant pressure and constant volume, g is the gravitational acceleration and H is the scale height. The second characteristic frequency of the atmosphere is the Brunt-Väisälä frequency which is defined as the buoyancy frequency at which a vertically displaced parcel will oscillate within a statically stable environment. In our case we can consider the atmosphere for chosen heights as isothermal one and write down the frequency as

$$\omega_B^2 = (\gamma - 1)g^2 / c^2.$$

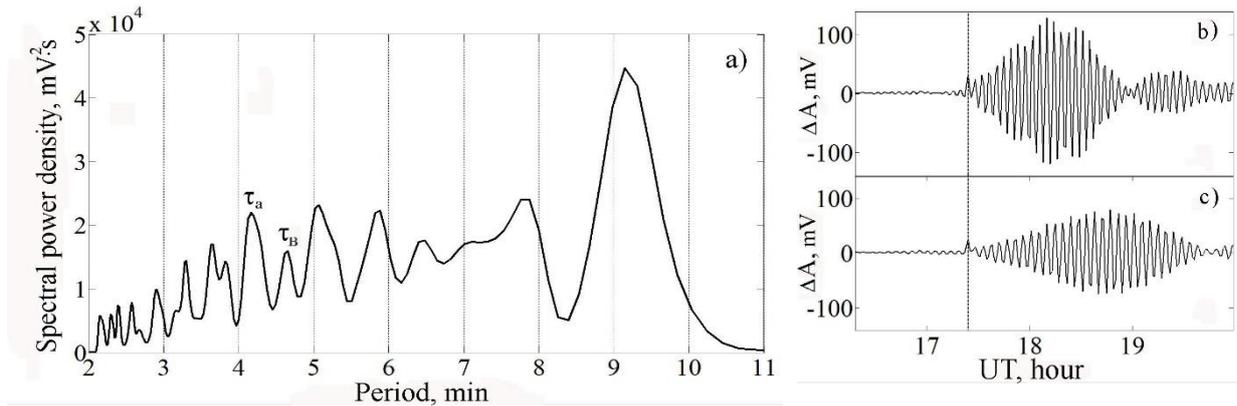


Figure 4. *a*) spectral power density of the partially reflected ordinary wave at the height 90 km; *b*), *c*) spectral components τ_a (*b*) and τ_B (*c*), filtered by the digital elliptical passband filter from the radio signal.

As the result of the analyses of our experimental spectral lines on the basis of the theory of acoustic-gravity waves and the empirical model of composition and temperature of the atmosphere (NRLMSISE-00³) the periods of oscillations with the acoustic cut-off period $\tau_a = 4.19$ min and the Brunt-Väisälä period $\tau_B = 4.64$ min, corresponding to resonance atmosphere periods, were identified. Spectral maxima for which $\tau < \tau_a$ belong to acoustic modes (infrasound) and maxima for $\tau > \tau_B$ belong to gravity modes [Gossard and Hooke, 1974]. The most intensive spectral maximum with the period of 9.22 min is related to the internal gravity mode (the second disturbances in Fig. 3) which is generated in the atmosphere in the neighborhood of the meteor explosion place. It is remarkable that the value of the period of this mode is multiple to the Brunt-Väisälä period for the height of the atmosphere considered in this case.

We will be noted also that excitation of resonance oscillations τ_a and τ_B matched the moment of passing of the first disturbance through the zenith of radio physical observatory Tumanny (the vertical lines in Fig. 4b, c). The maximum values of amplitude of the gravity mode delay relative to the maximum of amplitude of the acoustic mode is approximately 30 min. Values of the periods of atmospheric resonances correspond to temperature and sonic speed at the height of 90 km are equal ~ 189 K and 275 m/s, respectively. If we suppose that the infrasonic pulse has moved with the calculated speed and has caused appearance of the first disturbance, and also it propagated in the atmospheric duct at the thermosphere base in the layer with inverse of temperature. In this case length of the way passed by the

³ NRLMSISE-00 Atmosphere Model, <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php> (18.06.2018)

wave pulse from the moment of the meteor explosion to the point of observation is equal to about 660 km. This distance includes length of a wave guide and an oblique section of a way to wave guide height.

3. Conclusions

Thus, the meteor explosion caused propagation of a shock acoustic wave obliquely up over the place of the meteor falling. The wave at the height of an atmospheric duct was transformed to the infrasonic pulse and the gravity modes of internal gravity waves which caused in the case of the waveguide propagation modulation of ionospheric parameters over the partial reflection radar at the radio physical observatory Tumanny. In some cases intensification of periods of temporal variations of the ordinary wave amplitude corresponds to resonant atmospheric modes: the acoustic cut-off period and the Brunt-Väisälä period were observed and it gave an opportunity to calculate temperature and sonic speed at some mesosphere heights.

References

- Akhmedov, R.R. and Kunitsyn, V.E. (2004). Simulation of the ionospheric disturbances caused by earthquakes and explosions. *Geomagnetism and Aeronomy* 44 (1), 95-101.
- Catastrophic influences of space bodies. (2005). Eds V.V. Adushkin, I.V. Nemchinov. Institute of Dynamics of Geospheres of RAS, M.: Akademkniga, 310 pp. (in Russian)
- Cherniakov, S.M., Nikolashkin, S.V., Tereshchenko, V.A. (2017). Vilyuysk meteor explosion: ionospheric and geomagnetic effects in the high-latitude lower ionosphere // *Proceedings SPIE 10466*, 104664U-1–104664U-8, doi:10.1117/12.2282360.
- Golitsyn, G.S., Grigoriev, G.I. and Dokuchaev, V.P. (1977). Emission of acoustic-gravity waves during movement of meteors in the atmosphere. *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics* 13, 926-935 (in Russian).
- Gossard, E., and Hooke, W. H. (1975). *Waves in the Atmosphere*. Amsterdam & Oxford & New York, Elsevier Scientific Publishing Company, 442 pp.
- Impact of the missile and space equipment on the environment. (2016). Eds. V.V. Adushkin, S.I. Kozlov, M.V. Silnikov, M.: Geos, 795 pp. (in Russian)
- Knížová, P.K. and Mošna, Z. (2011). Acoustic-Gravity Waves in the ionosphere During Solar Eclipse Events. In *Acoustic Waves – From Microdevices to Heliogeismology*, InTech, 303-320.
- Sorokin, V.M., and Fedorovich, G.V. (1982). *Physics of slow MHD-waves in ionospheric plasma*. M.: Energoizdat, 135 pp. (in Russian).
- Sorokin, V.M., Fedorovich, G.V., Ferberg, V.A., Shashunkina, V.M. and Yudovich, L.A. (1982). Ionospheric effects of “Slylab” falling, in *Ionospheric forecasting*, M.: Nauka, 138-143 (in Russian).
- Tereshchenko, V.D., Vasiliev, E.B., Ovchinnikov, N.A. and Popov, A.A. (2003). Middle wave radio radar of the Polar Geophysical Institute for researches of the lower ionosphere. In *Equipment and technique of a geophysical experiment*, Apatity: KSC RAS, 37-46 (in Russian).
- Tereshchenko, V.D., Vasiliev, E.B., Tereshchenko, V.A., Ogloblina, O.F. and Cherniakov, S.M. (2014). Wave disturbances in the polar lower ionosphere during Chelyabinsk meteorite falling // *Physics of Auroral Phenomena, Proceedings XXXVII Annual Seminar*, Apatity, Russia, 25–28 February 2014. Apatity: KSC RAS, PGI, 104-107 (in Russian).
- Yeh, K.C. and Liu, C.H. (1974). Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics* 12 (2), 193-216.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.106-109

STUDY OF HF RADIO WAVES ABSORPTION EFFECTS DURING X-RAY SOLAR FLARES USING AMPLITUDE CHARACTERISTICS OF CHIRP SIGNALS

V.A. Ivanova, A.V. Podlesnyi, B.G. Salimov, A.A. Naumenko

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, e-mail: moshkova@iszf.irk.ru

Abstract. Using oblique incidence sounding data obtained over Salekhard-Norilsk and Amderma-Norilsk paths in 2016 we study response of amplitude characteristics to the several M-class X-ray solar flares. We use two approaches for the analysis of amplitudes. The first approach is based on the evaluation of maximum amplitude for each frequency of HF radio signal registered at the oblique incidence sounding ionogram. The second approach is based on the summation of HF signals amplitudes over the frequency range with the step 0.3 MHz with the goal of more accurate recording of information about the useful signal. We have carried out the comparison of results for both methods. For the studied X-ray flares we have calculated temporal variations of amplitude sums and maximum amplitudes for the frequency range of chirp signal registered at the several moments of the solar flares. Decrease of the value of maximum amplitude sums and maximum amplitudes has been determined for the moments near maximum intensity of the studied solar flares for the frequencies under 10 MHz. This effect is connected with the increase of HF radio signal absorption at the D-region of ionosphere while the ionization of D-region is increased during the X-ray solar flare event.

Introduction

Study of solar activity manifestations in the Earth's upper atmosphere is one of the most important goals of the space weather. As it is known there are two main channels of energy transfer from the Sun. The first channel is connected with propagation of electromagnetic radiation with various wave lengths, the second one is associated with motion of charged particles of different velocities and energies. In this study we analyze the short-term influences to the Earth's ionosphere connected with the splashes of X-ray solar radiation with wavelengths from 1 to 8 angstrom. As a result of such influences the sudden ionospheric disturbances (SIDs) are observed. During SID the intensified X-ray flux enhances ionization of the ionospheric D-layer which increase the absorption of high frequency (HF) radio waves. This absorption depends on the frequency of HF radio waves [Settimi *et al.*, 2014]. If the frequency is lower the absorption is higher. Therefore the most attenuation of HF signal during solar flare emission events is at the lower frequencies. For the frequency range from 2 to 30 MHz the strongest absorption is at frequencies under 10 MHz.

Our previous study has been devoted to the influence of X-ray solar flares (SFs) on the frequency characteristics of HF radio wave propagation [Ivanova *et al.*, 2013]. It was shown that lowest observed frequencies (LOF) are increased sharply at the maximums of the four investigated M- class solar flares. But generally, for series of other events connected with solar flares the LOF are not obviously changed especially for the northern paths. Therefore we have begun analysis of chirp signal amplitude characteristics to find the most evident parameter connected with the absorption of the decameter radio waves in the D-region of ionosphere. For the two X-ray SFs of X-class on 06.09.2017 we have studied temporal dependencies of LOF and sum amplitudes through the whole ionograms [Yasyukevich *et al.*, 2018]. But we did not recognize amplitude characteristics of chirp signals for separate ionogram in dependence of frequency. For the purposes of obtaining the additional riometric information from the vertical and oblique-incidence sounding ionograms the important task is to compare chirp sounding data with the results of equipment operated at the several HF fixed frequencies such as Ekaterinburg Coherent Radar [Berngardt *et al.*, 2018]. The aim of this study is to choose the most suitable method for the analysis of the chirp signals attenuation during the geophysical events of short temporal duration namely X-ray solar flares.

Data

The transmitters in Salekhard (66.5°N, 66.7°E) and Amderma (69.6°N, 60.2°E) are in operation of Arctic and Antarctic Research Institute (St. Petersburg). The receiver in Norilsk (69.4°N, 88.4°E) is under control of Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS. Intervals between soundings are 15 minutes. For our investigation we used data of Salekhard-Norilsk and Amderma-Norilsk paths because they are located in the field of view Ekaterinburg Coherent Radar of the CUTLASS SuperDARN class. In our future research we are going to compare OIS amplitude characteristics with the EKB Radar data.

It should be noted that oblique-incidence sounding (OIS) data are processed by primary filtration. The typical OIS ionogram is the matrix consisting of the three columns. The first column is frequency, the second one is group path

and the third one is amplitude. During the standard processing of OIS ionograms the first and the second columns from each ionogram are used to obtain distance-frequency characteristic (DFC). Information about amplitudes is used indirectly to build DFC. But for the purpose of the study of ionospheric D-region response to SF it is necessary to directly consider amplitudes as energetic characteristic of HF signal.

For our analysis we used two methods. The first approach is based on the selection of maximum amplitude for each frequency of the OIS ionogram. The second method is based on the summation of amplitudes with the 0.3 MHz step across the frequency range of the OIS ionogram for the accumulation information about useful chirp signal. Our amplitude analysis is qualitative because the antenna in Norilsk is not calibrated.

Geomagnetic conditions for the studied periods of X-ray flares were quiet. The periods of X-ray SFs, classes of the studied flares and summarized Kp-indexes are in Table 1 (<http://satdat.ngdc.noaa.gov/>, <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>). As we can see in Fig. 1 the X-ray SF on 18.04.2016 had sharp beginning and smooth recession. Two splashes of X-ray flux on 23.07.2016 registered from 5 UT till 5:33 UT we can consider as one event due to 15-minutes intervals between OIS soundings.

Table 1. Geomagnetic conditions and periods of studied X-ray flares.

Date	Class of X-ray solar flare	UT of the start of the X-ray flare	UT of X-ray flare maximum	UT of the end of the X-ray flare	ΣKp
18.04.2016	M6.7	0:14	0:29	0:39	9-
23.07.2016	M5.0	1:46	2:11	2:23	13
	M7.6	5:00	5:16	5:24	
	M5.5	5:27	5:31	5:33	

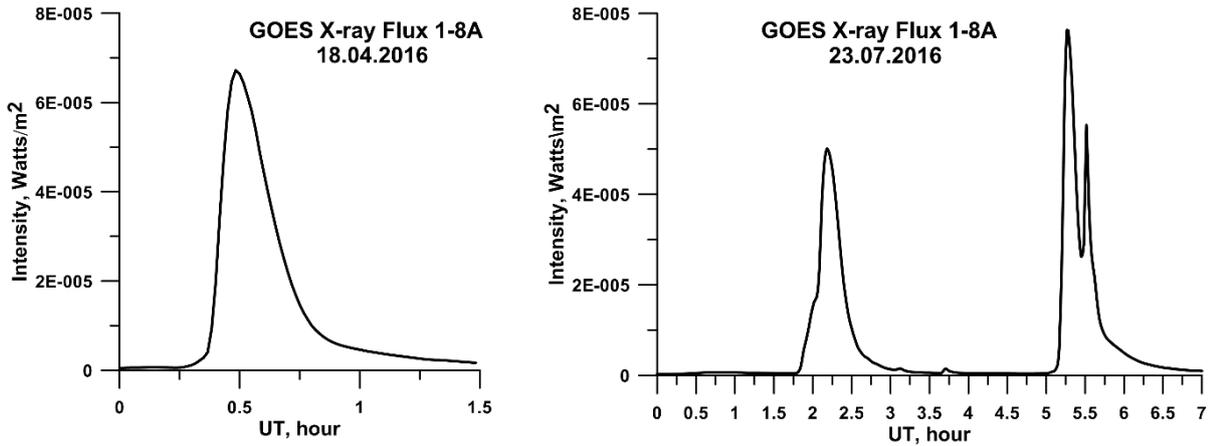


Figure 1. Variations of X-ray Solar Flux obtained at GOES satellites on 18.04.2016 and 23.07.2016.

Results

As we can see on 18.04.2016 over Salekhard-Norilsk (S-N) and Amderma-Norilsk (A-N) paths strong amplitude characteristics response to the M6.7 class SF was registered at 0:37UT and 0:34UT respectively (Fig. 2). The main response over S-N path is for the frequencies near 5 MHz on 18.04.2016 and near 7 MHz on 23.07.2016. Concerning A-N path the most sensitive frequencies on 18.04.2016 are from 5 to 10 MHz. There was no useful signal at ionograms obtained over A-N path on 23.07.2016 through the whole day therefore we did not analyze these data.

It should be noted that maximum amplitudes calculations for the separate working frequencies is very sensitive to electromagnetic noise. For example on 18.04.2016 at 0:07UT for S-N path and on 23.07.2016 at 5:07UT and 5:37UT for S-N path for the frequencies above 20-25 MHz powerful noise components were registered.

Full absorption of useful signal has been observed at 5:22UT and 5:37UT on 23.07.2016. The method of maximum amplitudes has not recognized this situation but the method of amplitudes summation has detected the absence of useful signal decently. From the other hand the noise constituents of HF signal are also sensitive to the increase of D-region absorption [Berngardt et al., 2018] and for the occurrence of S-N path on 23.07.2016 we can observe the decrease of the maximum amplitudes over frequency range from 5 to 10 MHz at 5:22UT and 5:37UT compared to 5:07UT. This maximum amplitudes decrease is connected with attenuation of HF signal during M7.6 and M5.5 X-ray solar flares on 23.07.2016.

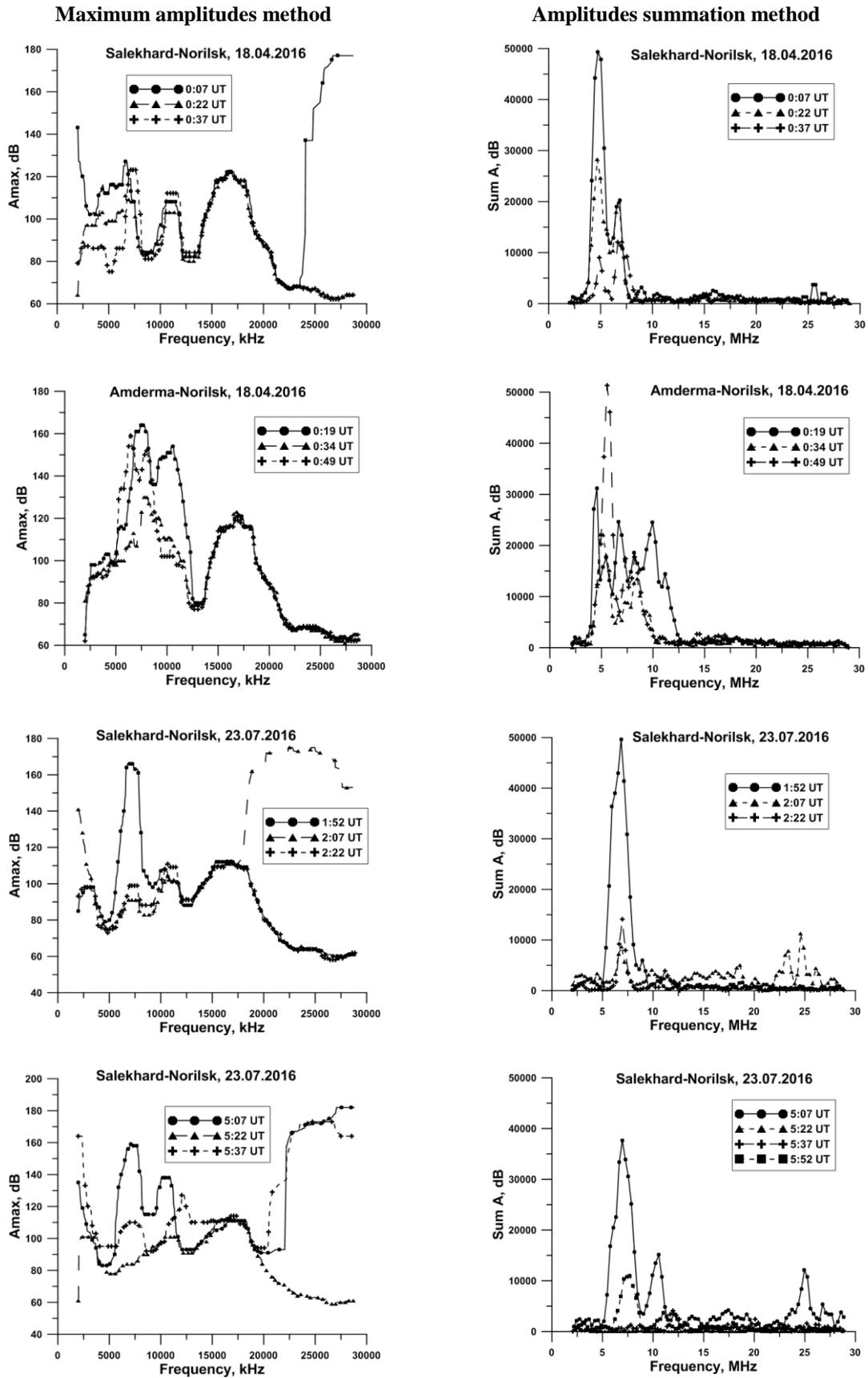


Figure 2. Calculations of amplitude characteristics using both studied methods for the several moments of enhanced X-ray intensity during SFs and before the SF events.

Conclusion

For the several X-ray flares of M-classes the response of amplitude characteristics of chirp signals has been analyzed by two different methods. Sharp decreases of the amplitudes sums and maximum amplitudes have been observed near maximums of X-ray flux splashes. The most precise result was shown by the method of amplitudes summation because it takes into consideration absence the useful signal at the OIS ionogram at the moments of the full absorption of the useful signal during M7.6- and M5.5-classes solar flares on 23.07.2016 over Salekhard-Norilsk path. The strongest attenuation of HF signals for the moments of the studied solar flares is observed at the frequencies under 10 MHz. Our future research efforts will be guided to cooperative studies using oblique-incidence and vertical sounding data over northern region of Russian Federation and Ekaterinburg Coherent Radar data.

Acknowledgments. This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 18-05-00539 A). HF facilities from Angara Center for Common Use of scientific equipment were operated under budgetary funding of Basic Research program II.12. We are grateful to the colleagues from AARI for the supporting of the OIS transmitters in Salekhard and Amderma. We are grateful to ISTP SB RAS staff: to V.I. Kurkin. for organization of the OIS signals reception in Norilsk and to D.V. Ivanov for technical preparing materials for this paper.

References

- Bergardt, O.I., Ruohoniemi, J.M., Nishitani, N.N., Shepherd, S.G., Bristow, W.A., & Miller, E.S. (2018). Attenuation of decameter wavelength sky noise during X-ray solar flares in 2013–2017 based on the observations of midlatitude HF radars. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 173, 8, 1–13. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.03.022>.
- Ivanova, V.A., Polekh, N.M., Kurkin, V.I., Chistyakova, L.V., Pezhemskaya, M.D., Brynko, I.G., Orlov, A.I., Podlesny, A.V., Dumbrava, Z.P., & Poddelsky, I.N. (2013). Response of the HF radio wave propagation characteristics to the X-ray flux variations (In Russian). *Current Problems in Remote Sensing of the Earth from Space*, 10, 4, 154–160. [Available at <http://jr.rse.cosmos.ru/article.aspx?id=1242&lang=eng>].
- Settimi, A., Ippolito, A., Cesaroni, C., Scotto, C. (2014). Scientific Review on the Ionospheric Absorption and Research Prospects of a Complex Eikonal Model for One-Layer Ionosphere, *International Journal of Geophysics*, 2014, 657434, 14. <https://doi.org/10.1155/2014/657434>.
- Yasyukevich, Y., Astafyeva, E., Padokhin, A., Ivanova, V., Syrovatskii, S., & Podlesnyi, A. (2018). The 6 September 2017 X-class solar flares and their impacts on the ionosphere, GNSS, and HF radio wave propagation. *Space Weather*, 16, 8, 1013-1027. <https://doi.org/10.1029/2018SW001932>.

INTERMOLECULAR ELECTRON ENERGY TRANSFER PROCESSES IN UPPER ATMOSPHERES OF TITAN, TRITON, PLUTO

A.S. Kirillov¹, R. Werner², V. Guineva²

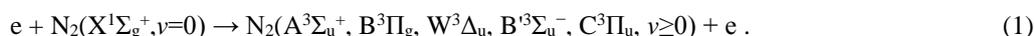
¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia*

²*Space Research and Technology Institute of Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora Department, Stara Zagora, Bulgaria*

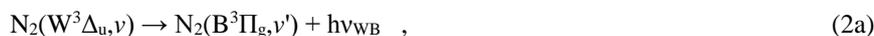
Abstract. The simulation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and $CO(a^3\Pi)$ vibrational populations at the altitudes of upper atmospheres of Titan, Triton, Pluto is made. The simulation includes the consideration of the electronic excitation of N_2 and CO triplet states by photoelectrons and the quenching processes in spontaneous radiation and in inelastic molecular collisions. Upper atmospheres of the planets are considered as mixtures of molecular nitrogen N_2 , methane CH_4 , carbon monoxide CO . The influence of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic excitation of CO molecules in inelastic collisions is studied. The role of molecular inelastic collisions in intermolecular electron energy transfer processes is investigated. It is shown that the increase in the density of upper atmospheres of the planets leads to more significant excitation of lowest vibrational levels of $CO(a^3\Pi)$ by intermolecular electron energy transfers from $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in comparison with direct excitation of the $a^3\Pi$ state by photoelectrons.

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:



Emissions of Wu-Benesch, Afterglow, Second Positive (2PG) and First Positive (1PG) bands during spontaneous radiational transitions

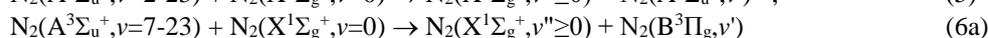
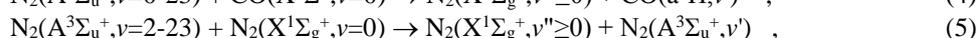
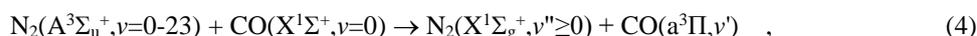


lead to the accumulation of the energy of electronic excitation on vibrational levels of the lowest triplet state $A^3\Sigma_u^+$. Einstein coefficients of the dipole-allowed transitions (2a-c, 3) are of high magnitudes [Gilmore *et al.*, 1992] and the emissions of the bands play a very important role in the electronic kinetics and in a redistribution of excitation energy between the triplet states of N_2 on the altitudes of upper atmospheres of the planets and/or their moons.

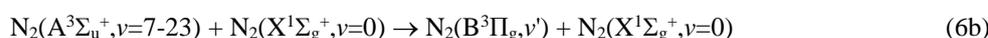
The main aim of this study is the simulation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and $CO(a^3\Pi)$ vibrational populations in an N_2 -rich atmospheres of planets with the admixture of CO and CH_4 gases. We simulate the populations at the altitudes of upper atmospheres of Titan, Triton, Pluto for conditions of the interaction with photoelectrons. Special attention is paid to the study of the contribution of the $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ triplet states of N_2 in the vibrational populations.

The quenching rate coefficients

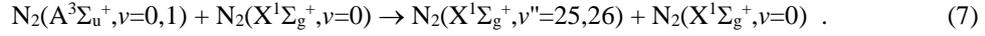
Kirillov [2016] has shown that intermolecular electron energy transfers play a very important role in the processes of electronic quenching of metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in collisions with N_2 and CO molecules. Good agreement of the calculated rate coefficients with a few available experimental data was obtained in that paper. Here in the simulation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and $CO(a^3\Pi)$ vibrational populations we consider the contributions of intermolecular



and intramolecular



electron energy transfer processes in the removal of metastable nitrogen by inelastic collisions with CO and N₂ molecules. The quenching rate constants of the processes (4, 5, 6a,b) calculated according to analytical formula of [Kirillov, 2016] at room temperature have been presented in [Kirillov, 2016; Kirillov et al., 2017]. Also we suggest to consider the quenching of vibrational levels $v=0,1$ of the A³Σ_u⁺ state in the collisions with N₂ molecules as intramolecular quasi-resonant energetic transitions to the X¹Σ_g⁺ state [Kirillov, 2012]



The values $k_7(v=0)=3.7 \times 10^{-16}$ and $k_7(v=1)=3.4 \times 10^{-16}$ cm³s⁻¹ of the quenching constants of the process (7) for the two vibrational levels are taken according to experimental data by Dreyer and Perner [1973].

The calculations of the rate constants $k_4(v)$ for the process (4) by Kirillov [2016] have shown a disagreement with experimental data by Dreyer et al. [1974] and by Thomas et al. [1987] for vibrational level $v=0$ of metastable nitrogen. Here in our calculations we use the experimental value $k_4(v=0)=1.8 \times 10^{-12}$ cm³s⁻¹ measured by Dreyer et al. [1974] with the quantum exits $f_4(v=0 \rightarrow v'=0)/f_4(v=0 \rightarrow v'=1) \approx 5:1$ in agreement with theoretical estimations by Kirillov [2016]. Also, the removal rates for the process



from [Golde et al., 1989; Herron, 1999] are used in the calculations. Comprehensive quantum chemical analysis by Sharipov et al. [2016] was carried out to study the processes (8). They have shown that the reaction of N₂(A³Σ_u⁺) with CH₄ can lead to the dissociative quenching of N₂(A³Σ_u⁺) and the production of H and CH₃. Also Golde et al. [1989] detected H atoms as a product, but were not able to make a quantitative measurement. By studying the reaction with added CF₃H to relax the upper vibrational levels of N₂(A³Σ_u⁺), Golde et al. [1989] deduced that vibrational relaxation was the principal deactivation process for $v>0$, in agreement with Thomas et al. [1987], but may be with 12% going by electronic quenching.

Vibrational populations of N₂(A³Σ_u⁺) and CO(a³Π) in upper atmospheres of Titan, Triton, Pluto

Vibrational populations of the W³Δ_u, B¹Σ_u⁻, C³Π_u states are determined using the equilibrium equations

$$V_i(h) q_v^i = \sum_{v'} A_{vv'}^{iB} n_{v'}^i(h) , \quad (9)$$

where q_v^i is Franck-Condon factor for the excitation (1) of N₂(X¹Σ_g⁺, $v=0$) to the v th level of the i th state with the population n_v^i , $A_{vv'}^{iB}$ are Einstein probabilities for spontaneous radiational transitions (2a-c). To calculate vibrational populations n_v^B and n_v^A for the B³Π_g and A³Σ_u⁺ states we apply the following equations

$$V_B(h) q_v^B + \sum_{i=W, B^3, C, A} \sum_v A_{vv'}^{iB} n_{v'}^i(h) + \sum_v \{k_{6a}(v, v') + k_{6b}(v, v')\} [N_2] n_v^A(h) = \sum_v A_{vv'}^{BA} n_{v'}^B(h) , \quad (10)$$

$$V_A(h) q_v^A + \sum_{v'} A_{vv'}^{BA} n_{v'}^B(h) + \sum_{v>v'} k_5(v', v) [N_2] n_{v'}^A(h) = \\ = \{ [k_5(v) + k_{6a}(v) + k_{6b}(v) + k_7(v)] [N_2] + k_8(v) [CH_4] + k_4(v) [CO] + \sum_{v'} A_{vv'}^{AB} + \sum_{v''} A_{vv''}^{AX} \} n_v^A(h) , \quad (11)$$

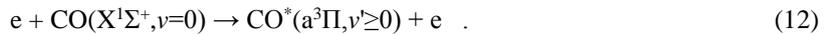
where we take into account not only radiational processes (2a-c,3) but reverse First Positive bands A³Σ_u⁺, $v \rightarrow$ B³Π_g, v' [Gilmore et al., 1992]. The quenching rate constants in the equations (10) and (11) are taken according to calculated or measured values at room temperature presented in [Kirillov, 2016; Kirillov et al., 2017]. It is suggested $k_8(v \geq 7) = k_8(v=6)$ in the calculations.

The calculated population of N₂(A³Σ_u⁺, v) includes the contributions of the channels:

- direct excitation of the A³Σ_u⁺ state by electron impact (1),
- direct excitation of the B³Π_g, W³Δ_u, B¹Σ_u⁻, C³Π_u states by electron impact (1) and following radiational transitions (2a-c) and (3).

The calculated population of CO(a³Π, v) includes the contributions of the channels:

- the processes (a), (b) and (4),
- the process



To calculate the concentrations of metastable carbon monoxide we use the measured by Wysong [2000] rate coefficients for the deexcitation processes



The measured in [Wysong, 2000] values of removal rates $k_{13}(v=0)=1.4\times 10^{-11} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ and $k_{14}(v=0)=5.7\times 10^{-11} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ are suggested in our calculations for all vibrational levels of the $a^3\Pi$ state in the inelastic collisions (13) and (14) with N_2 and CO molecules. The radiative lifetimes of all vibrational levels of metastable carbon monoxide $\text{CO}(a^3\Pi)$ are believed to be equal to 3 ms according to estimations by Sykora and Vidal [1999] for $v=0$. Therefore, the vibrational populations n_v^a of the $a^3\Pi$ state are determined using the equilibrium equations

$$V_a(h)q_v^a + \sum_v A_{v,v'}^{Aa} [\text{CO}]n_v^A(h) = (1.4\times 10^{-11}\times [\text{N}_2] + 5.7\times 10^{-11}\times [\text{CO}] + \sum_{v''} A_{v,v''}^{aX})n_v^a(h), \quad (15)$$

where $\sum_{v''} A_{v,v''}^{aX} \approx 330 \text{ s}^{-1}$ for radiational processes



The calculated vibrational populations of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-15)$ and $\text{CO}(a^3\Pi, v=0-10)$ 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 $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-15)$ 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 shown in Figs. 1 and 2, respectively. The calculated vibrational populations of $\text{CO}(a^3\Pi, v=0-10)$ 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.

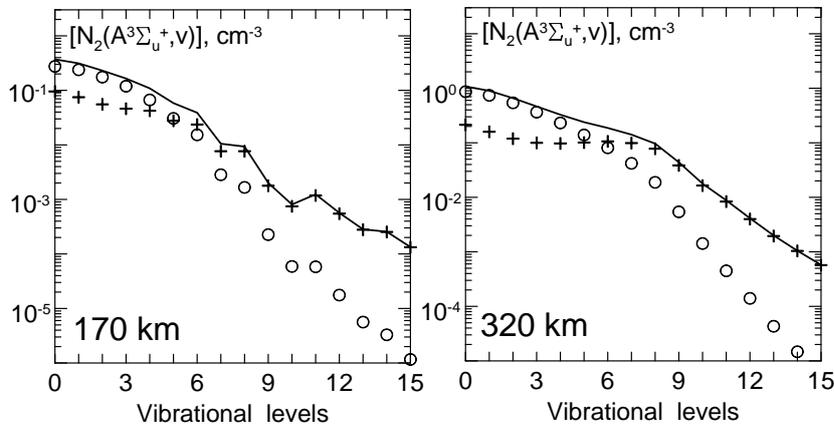


Figure 1. The calculated vibrational populations of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-15)$ at the altitudes of 170 and 320 km in Triton's upper atmosphere (solid lines), the contribution of the processes (1) and (2a-c,3) are crosses and circles, respectively.

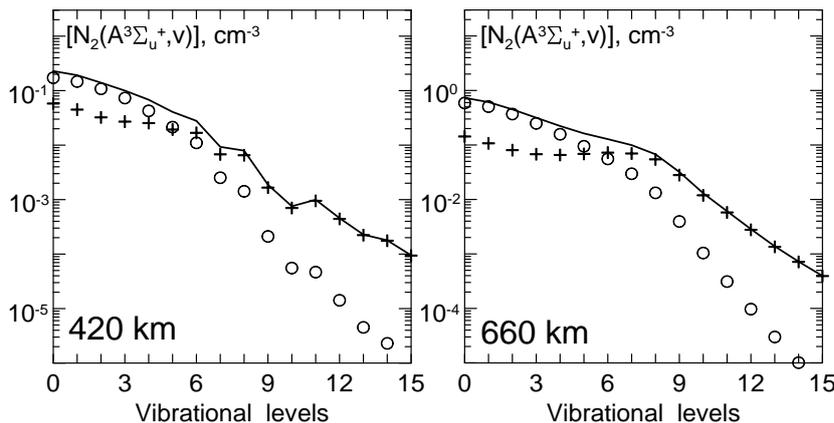


Figure 2. The calculated vibrational populations of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-15)$ at the altitudes of 420 and 660 km in Pluto's upper atmosphere (solid lines), the contribution of the processes (1) and (2a-c,3) are crosses and circles, respectively.

atmospheres of Titan, Triton, Pluto leads to more significant excitation of lowest vibrational levels of $\text{CO}(a^3\Pi)$ by intermolecular electron energy transfers from $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ in comparison with direct excitation of the $a^3\Pi$ state by photoelectrons.

The results of our calculations show that other triplet states $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ play very important role in vibrational excitation of the $A^3\Sigma_u^+$ and $a^3\Pi$ states. The contributions of the triplet states by radiational cascades (2a-b) and (3) dominates in the excitation at lowest vibrational levels of the $A^3\Sigma_u^+$ state.

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 $\text{CO}(a^3\Pi)$ by the intermolecular process (4). The exceeding of the contribution by intermolecular energy transfer process (4) over the contribution by direct electron impact (16) 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 N_2 -rich atmospheres and the rates of the pumping increase with the enhancement in the density of the atmosphere.

Conclusion

Here we have studied the role of molecular inelastic collisions in intermolecular electron energy transfer processes. It is shown that the increase in the density of upper

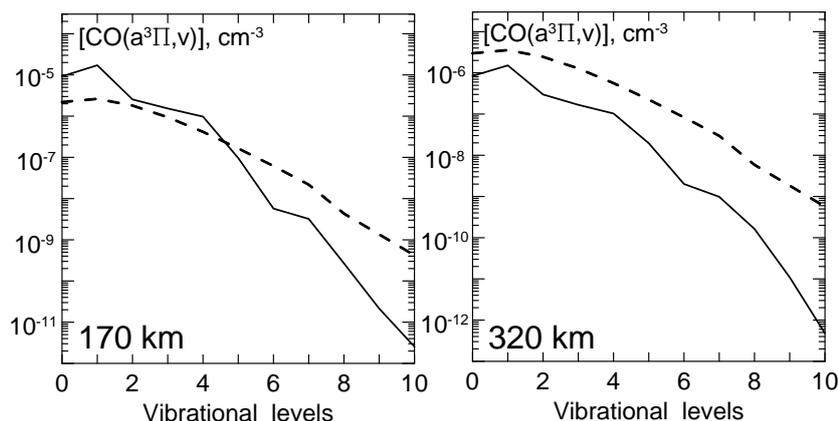


Figure 3. The calculated vibrational populations of $\text{CO}(a^3\Pi, v=0-10)$ at the altitudes of 170 and 320 km in Triton's upper atmosphere: the contributions of the processes (4) and (16) are *solid* and *dashed* lines, respectively.

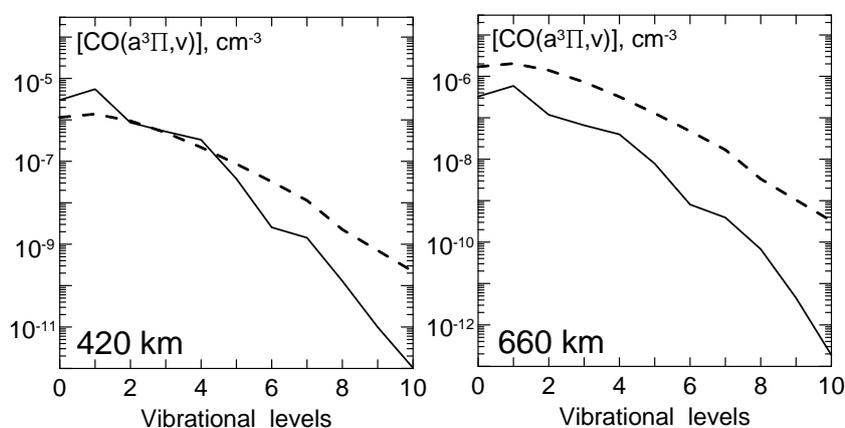


Figure 4. The calculated vibrational populations of $\text{CO}(a^3\Pi, v=0-10)$ at the altitudes of 420 and 660 km in Pluto's upper atmosphere: the contributions of the processes (4) and (16) are *solid* and *dashed* lines, respectively.

References

- Campbell L., Brunger M.J., Electron collisions in atmospheres, 2016, *Inter. Rev. Phys. Chem.*, v.35, №2, p.297-351.
- Dreyer J.W., Perner D., Deactivation of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-7)$ by ground state nitrogen, ethane, and ethylene measured by kinetic absorption spectroscopy, 1973, *J. Chem. Phys.*, v.58, №3, p.1195-1201.
- Dreyer J.W., Perner D., Roy C.R., Rate constants for the quenching of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v_A=0-8)$ by CO, CO_2 , NH_3 , NO, and O_2 , 1974, *J. Chem. Phys.*, v.61, №8, p.3164-3169.
- 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, №5, p.1005-1107.
- Golde M.F., Ho G.H., Tao W., Thomas J.M., Collisional deactivation of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-6)$ by CH_4 , CF_4 , H_2 , H_2O , CF_3Cl , and CF_2HCl , 1989, *J. Phys. Chem.*, v.93, №3, p.1112-1118.
- Herron J.T., Evaluated chemical kinetics data for reactions of $\text{N}(^2\text{D})$, $\text{N}(^2\text{P})$, and $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ in the gas phase, 1999, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, v.28, №5, p.1453-1483.
- Kirillov A.S., Influence of electronically excited N_2 and O_2 on vibrational kinetics of these molecules in the lower thermosphere and mesosphere during auroral electron precipitation, 2012, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, v.81-82, p.9-19.
- Kirillov A.S., Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-10)$ with CO and N_2 molecules, 2016, *Chem. Phys. Lett.*, v.643, p.131-136.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V., The influence of metastable molecular nitrogen $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic kinetics of CO molecules, 2017, *Chem. Phys. Lett.*, v.685, p.95-102.
- Sharipov A.S., Loukhovitski B.I., Starik A.M., Theoretical study of the reactions of methane and ethane with electronically excited $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$, 2016, *J. Phys. Chem. A*, v.120, №25, p.4349-4359.
- Sykora T., Vidal C.R., Lifetimes of the CO metastable $a^3\Pi(v \leq 3, \Omega, J)$ levels, 1999, *J. Chem. Phys.*, v.110, №13, p.6319-6328.
- Thomas J.M., Kaufman F., Golde M.F., Rate constants for electronic quenching of $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-6)$ by O_2 , NO, CO, N_2O , and C_2H_4 , 1987, *J. Chem. Phys.*, v.86, №12, p.6885-6892.
- Wysong I.J., Measurement of quenching rates of $\text{CO}(a^3\Pi, v=0)$ using laser pump-and-probe technique, 2000, *Chem. Phys. Lett.*, v.329, №1-2, p.42-46.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.114-117

OCCURRENCE OF THE MAIN IONOSPHERIC TROUGH IN GPS/GLONASS TEC MEASUREMENTS

I.I. Shagimuratov¹, S.A. Chernouss², G.A. Yakimova¹, I.I. Efishov¹, M.V. Filatov²

¹Kaliningrad department of IZMIRAN, Kaliningrad, Russia; e-mail: Shagimuratov@mail.ru

²Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia; e-mail: Chernouss@pgia.ru

Abstract. For analyses of the trough occurrence in TEC the latitudinal profiles formed from TEC maps over Europe have been used. GPS/GLONASS observations collected by International European Permanent Network (EPN) were used to create TEC maps. More than 180 stations from Europe were included in the analysis. The large number of GPS stations in Europe provides good coverage for GPS data and enable high-accuracy TEC maps with a temporal resolution of 5 min. The profiles were created with resolution of 1° at fixed longitude of 20°E in latitudinal range 40-74°N. We analyzed the dynamics of trough minima location for winter (December 2015), equinox (March 2015) and summer (June, 2015) and accordingly storm days December 20, March 17 and June 22, 2015. During winter and equinox storms the trough is registered at latitudes of 47-52° N.

Introduction. The middle-latitude ionospheric trough is the main and dominant scale structure, which is identified in F region of the ionosphere [Muldrew, 1965]. The spatial structure of the trough is presented as the latitudinal narrow and longitudinal extended depletion in the electron distribution. A theory and mechanisms of the trough formation were discussed in Moffett and Quegan [1983] and Rodger *et al.* [1992]. The trough dominates in winter conditions and is regularly detected in evening and night hours. The occurrence of the trough is essentially differ in varied longitudinal sectors [Deminov *et al.*, 1992; Karpachev *et al.*, 1996]. The trough was studied by employing different methods using satellite and ground observations [Tulunay and Grebowsky, 1978; Grebowsky *et al.*, 1983; Whalen, 1989; Werner and Pross, 1997]. The numerous investigations concerned the occurrence of the trough in F2 region of the ionosphere. The occurrence of the trough in TEC has been studied in details and for northern hemisphere by Ciraolo and Spalla [1998] and Pryse *et al.* [1993]. Recently the studies of structures and dynamics of the TEC trough were undertaken by Pryse *et al.* [2006], using radio transmission from new satellites of the Navy Ionospheric Monitoring System. The trough influences HF as well as the transionospheric radio wave propagation [Chernouss *et al.*, 2015]. Strong latitudinal gradients were already associated with the trough by Wielgosz *et al.* [2004]. As known, the severe horizontal TEC gradients can hamper the ambiguity resolution and influence on the accuracy of the GPS positioning [Wanninger, 1993; Wielgosz *et al.*, 2005]. In these studies we present the analysis of the structure and dynamics of the TEC trough over Europe for winter, equinox and summer conditions including strong storms of December 20, March 17 and June 22, 2015.

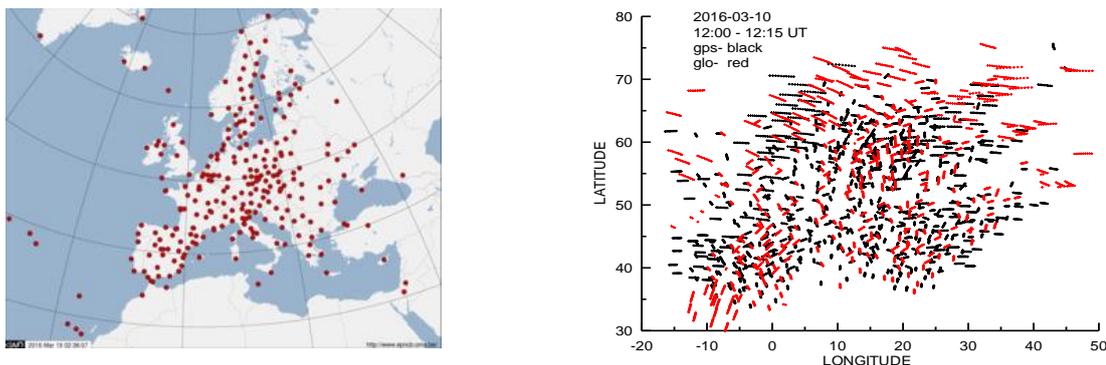


Figure 1. Map of GPS/GLONASS stations, which are used in map generation over Europe (left panel). Spatial distribution of GPS/GLONASS measurements over European region with 15 minutes interval (right panel).

Data and estimation technique

The GPS and GLONASS observations of 150-200 European Permanent Network (EPN) stations were used to create TEC maps (Fig. 1). The dense GPS/GLONASS stations provided high TEC resolution over Europe. In Fig. 1 (right panel) the spatial distribution of TEC measurements over Europe are presented. In order to obtain the spatial and temporal variation of TEC and to create TEC maps, the measurements were fitted to a spherical harmonic expansion

in a geographic latitude (Φ) and longitude (Θ). The TEC maps provide a spatial resolution of 100-300 km and a time resolution of 5 min [Shagimuratov *et al.*, 2015, 2016]. The trough structure was recognized from latitudinal profiles which were obtained from TEC maps. The profiles were created with resolution of 1° at fixed longitude of 20° E. An automatic procedure was developed to identify the trough signatures.

Occurrence of trough during December 2015

Fig. 1 presents geophysical condition (Dst index) for December 2015. The storm started after 17 UT of 19 December. The strong storm with values of Kp and Dst peaks of up to 7 and 155nT was observed.

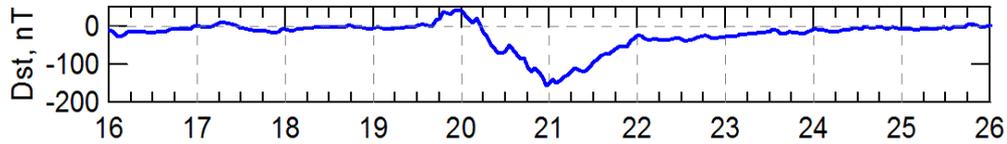


Figure 2. Dst variation for 16-26 December 2015.

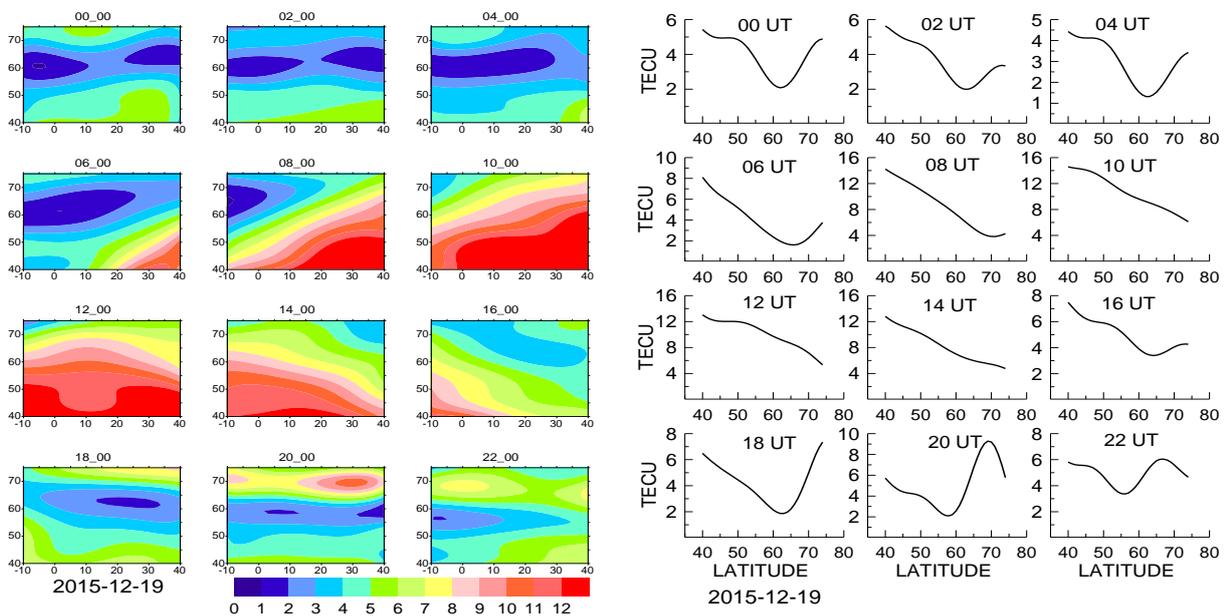


Figure 3. The TEC maps over Europe and latitudinal profiles at 20° E for 19 December 2015.

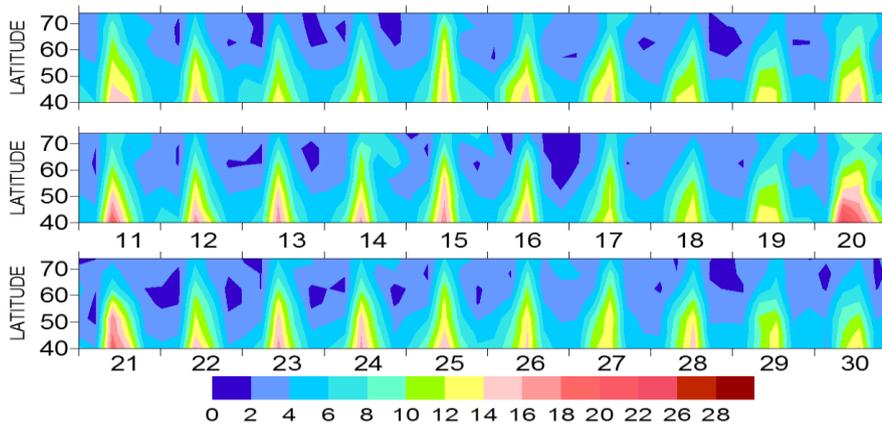


Figure 4. Day by day dynamics of latitudinal profiles over Europe during December 2015.

As shown in Fig. 3, the trough structure is very well recognized on TEC maps in morning and evening hours. The trough signatures are demonstrated on latitudinal profiles as the minimum values of TEC with well defined equatorial and polar walls. The deepest of trough minima is observed during time interval of 00-06 UT. The time develop of

TEC trough is coordinated with another observations and it demonstrate local time dependence. As seen, latitudinal profiles shown the lowest location of trough was near 55°N.

Fig. 4 shows the behavior of dynamics of latitudinal profiles during 20 December. During storm day of 20 December the positive effect is observed. The picture shows that profiles are very variable in night time. In winter conditions the trough structure can see every day.

For quiet days the average location of trough minima was obtained. The location of the trough minima in the storm day of 20 December is lower than during the quiet period (Fig. 5, left). During storm day, the sharp decrease of TEC, which was associated with the trough, was observed in daytime. In evening hours the trough was recognized at the latitudes lower than 50° N. It is known that the trough location is essentially depending on geomagnetic activity. The variation of the trough location with Kp is shown in Fig. 5 (right)

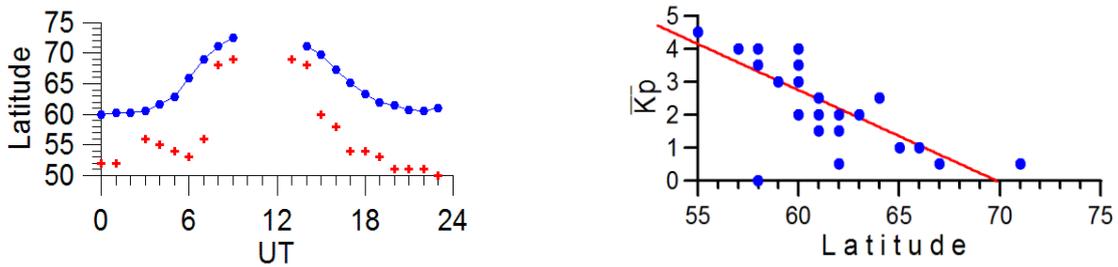


Figure 5. Latitudinal location of trough over Europe at 20° E for storm day of 20 December (dots) and the average(cross) for December 2015(right), Scatter plot of latitudinal location of trough vs Kp for 19 UT December 2015. The red line shows a linear fit to the data.

Occurrence of trough during March 2015

In fig.6 the behavior dynamics of latitudinal profiles for March is presented. Similarly, December the profiles demonstrated the trough structure. During quiet conditions location trough minima is occurred in latitudinal range 60-68° N. The trough is regularly detected in night hours. During strong storm of 17 March, as well the December storm, positive effect took place. On recovery phase of storm (18-20 March) negative effect is prevailed. In storm days the trough is observed even day time hours (Fig. 7) Storm period the trough cuts down until 47° N.

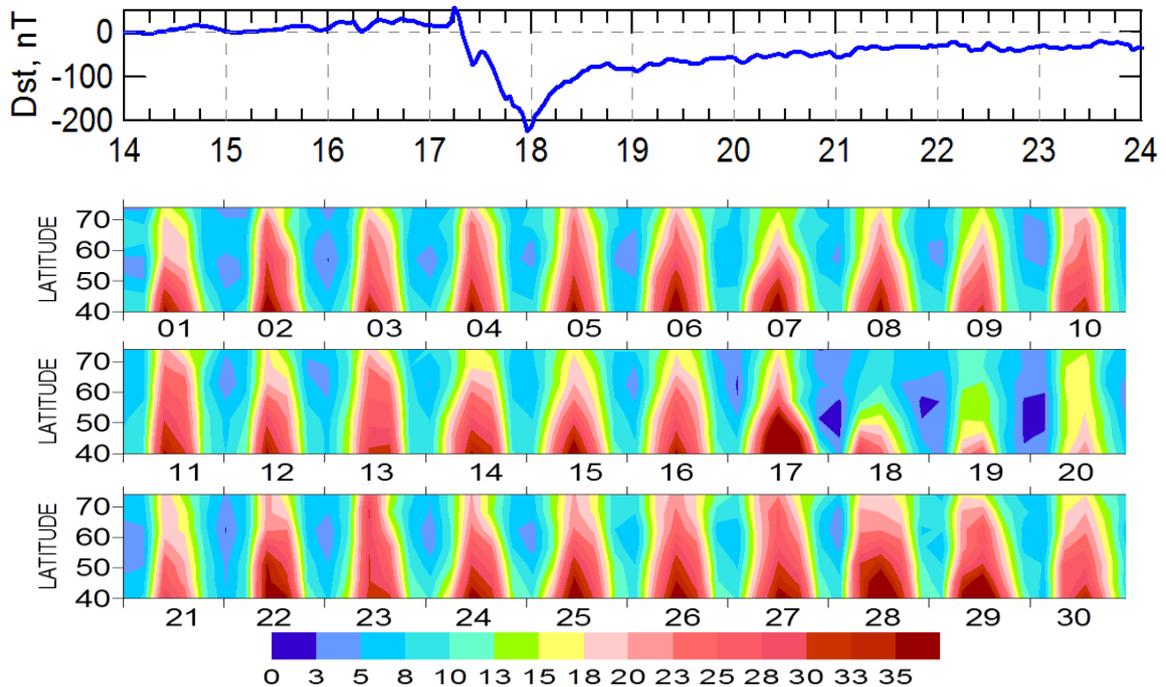


Figure 6. Day by day dynamics of latitudinal profiles over Europe during March 2015.

Remark to occurrence of trough during June 2015

During summer trough do not registered on under consideration latitudes. The trough was observed only during strong storm day of 22-23 June 2015 ($\Sigma Kp \sim 42$, $Dst \sim -200nT$). The trough structure was weakly pronounced. The relation of

TEC in the trough minimum to the equator and polar walls amounted to a factor 1.5-2.0. The lowest location of trough was near 55-70°N in night hours.

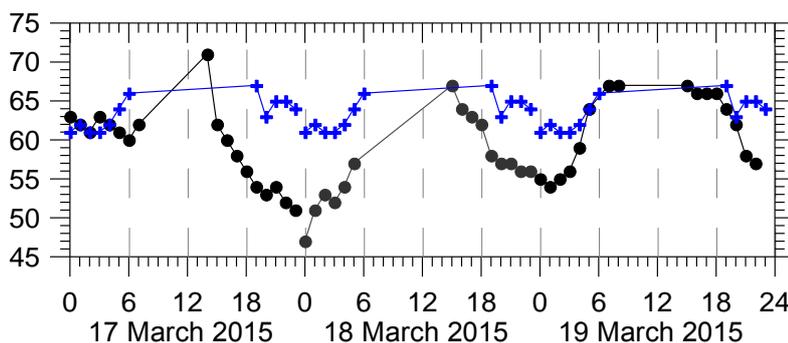


Figure 7. Latitudinal location of trough during storm 17 March 2015 (dots). Trough location for quiet day of 15 March (cross).

latitude in night time. In day time the trough was raised higher than 73°N. The relation of TEC in the trough minimum to the equator and polar walls amounted to a factor more than of two. During storms 20 December 2015 trough shifted to equator, the lowest location of trough was near 50-51°N. During 15 March 2015 the trough in whole was located at latitudes higher than in December 2015. During strong storm of 17 March 2015 ($\Sigma Kp \sim 48$, $Dst \sim -223nT$) the lowest location of trough was low than 50°N.

Acknowledgements. This investigation was supported by RFBR Grant No. 16-05-01077 and No. 17-45-510341p-a, partly Program №28 of the Presidium of RAS.

References

- Ciraolo, L., Spalla, P., Preliminary study of the latitudinal dependence of TEC, *Adv Space Res.*, 22, 6, 807-810, 1998.
- Deminov, M.G. and Karpachev A.T., Longitudinal effect in main ionospheric trough configuration. I. Trough position, *Geomagn. Aeron.*, 26(1), 63-68, 1986.
- Deminov, M.G. and Karpachev A.T., Longitudinal effect in the main ionospheric trough configuration. II. The trough shape, *Geomagn. Aeron.*, 26(4), 682-684, 1986.
- He, M., Liu L., Wan W. et al., A study on the nighttime midlatitude ionospheric trough, *J. Geophys. Res.*, 116 (A05315), 2011, doi:10.1029/2010JA016252.
- Karpachev, A.T., The dependence of the main ionospheric trough shape on longitude, altitude, season, local time, and solar and magnetic activity, *Geomagn. Aeron.*, 43(2), 256-269, 2003.
- Karpachev A.T., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Pustovalova L.V., Empirical model of the main ionospheric trough for the nighttime winter conditions, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 146, 149-159, 2016. doi:10.1016/j.jastp.2016.05.008.
- Pryse, S. E., Kersley L., Malan D. et al., Parameterization of the main ionospheric trough in the European sector, *Radio Sci.*, 41, 2006, doi:10.1029/2005RS003364.
- Shagimuratov I. I., Chernouss S. A., Despirak I. V., Filatov M. V., Efishov I.I., Tepenitsyna N.Yu., Occurrence of TEC fluctuations and GPS positioning errors at different longitudes during auroral disturbances, *Sun and Geosphere*, 13/1: 89-94, 2018.
- Shagimuratova, I. I., Chernyaka Yu. V., Zakharenkova I. E., Tepenitsyna N. Yu., Radievskii A. V., Efishov I. I., and Yakimova G. A., Use of GLONASS for Studying the Ionosphere. *Russian Journal of Physical Chemistry B*, 9, 5, 770-777, 2015.
- Wanninger, L., The occurrence of ionospheric disturbances above Japan and their effects on GPS positioning, *In Proceedings of the 8th International Symposium on Recent Crust Movements (CRCM 93)*, Kobe, Japan, December 6-11, 1993, 175-179, 1993.
- Werner, S. and Prolls G. W., The position of the ionospheric trough as a function of local time and magnetic activity, *Adv. Space Res.*, 20(9), 1717-1722, 1997.
- Whalen, J. A. The daytime F layer trough and its relation to ionospheric-magnetospheric convection, *J. Geophys. Res.*, 94, 17169-17184, 1989.
- Wielgosz, P., Baran, L. W., Shagimuratov, I. I., Aleshnikova, M. V., Latitudinal variations of TEC over Europe obtained from GPS observations, *Ann. Geophys.*, 22, 405-415, 2004.
- Черноус, С.А., Швец М.В., Филатов М.В., Шагимурагов И.И., Калитенков Н.В. Исследование особенностей навигационных сигналов в период авроральных возмущений, *Химическая физика*, 34, 10, 33-39, 2015.
- Шагимурагов, И.И., Черняк Ю.В., Захаренкова И.Е., Якимова Г.А., Тепеницына Н.Ю., Ефишов И.И. Интернет-сервис по созданию GPS/ГЛОНАСС карт полного электронного содержания ионосферы для Европейского региона, *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*, 13, 1, 197-209, 2016.

Summary

For analyses of the ionospheric trough the TEC latitudinal profiles were formed from TEC maps. More than 180 GPS/GLONASS European stations were included in the analysis.

We analyzed the dynamics of trough minima location for winter (December 2015), equinox (March, 2015) and accordingly storm days of 20 December, 17 March. In winter the trough was regularly registered during quiet as well as disturbed days. In quiet geomagnetic condition, on average, the low location the trough was occurred at 60°N of geographic

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.118-121

ION UPWARD FLOWS IN THE SUBAURORAL POLARISATION JET

A.E. Stepanov¹, A.Yu. Gololobov², V.L. Khalipov³, I.A. Golikov¹

¹*Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, Yakutsk, Russia;*
e-mail: a_e_stepanov@ikfia.yasn.ru

²*North-Eastern Federal University, Yakutsk, Russia; e-mail: golart87@gmail.com*

³*Space Research Institute, Moscow, Russia; e-mail: khalipov@iki.rssi.ru*

Abstract. Polarisation Jet, or SAID (SubAuroral Ion Drift), is a narrow band of fast westward convection which can appear during geomagnetic substorms in the subauroral zone approximately along the nightside plasmapause. It causes strong heating of subauroral plasma due to collisions and fast plasma outflows. It results at F-region altitudes an upward or downward plasma motions, a narrow drop in density, or "trough in the trough", changes in ion composition, an electron temperature peak, weak SAR-arc, density inhomogeneities and other effects. Data on ion drifts and field-aligned ion outflows from Kosmos-184 and DE-2 satellites at ionospheric altitudes are analysed. Model calculation have shown that bi-Maxwellian ion distributions resulting from perpendicular ion heating in regions where the magnetic field is inclined to the satellite velocity vector, can produce vertically asymmetric fluxes in a driftmeters frame which mimic fast field-aligned ion flows. It is shown that in many cases the data within the Polarisation Jet are consistent with the contribution of the perpendicular ion heating as an additional cause of the observed fast convection.

Introduction

The Polarisation Jet is a subauroral narrow supersonic westward stream of ionospheric ions at, or close to, the equatorial edge of the convection during a storm. It was first measured in 1967 from the Kosmos-184 near-Earth satellite and described in [Galperin *et al.*, 1973, 1974]. Later it was rediscovered by [Smiddy *et al.*, 1977] and named SAID (SubAuroral Ion Drift) by [Spiro *et al.*, 1978]. Then it was studied experimentally in many papers from satellites, incoherent and coherent radars and from ground-based ionograms and ionospheric drift data.

We retain here the original name of the phenomenon, the Polarisation Jet (PJ) introduced in [Galperin *et al.*, 1973, 1974]. It is distinct from other types of subauroral ion drifts, such as due to substorm-enhanced neutral winds, effects of gravity wave dissipation, substorm electric field penetrations to lower latitudes, all of which may be observed at subauroral latitudes.

It was found that PJ occurs at the nightside in the poleward part of the ionospheric main trough. It coincides, at the non-sunlit F-region, with a deep narrow drop in the electron density. This ionospheric feature was called the "trough in the trough" in [Filippov *et al.*, 1984]. After creation of the "trough in the trough", it can persist for some time even without the rapid PJ flow (i.e. after the decay of the driving electric field) thus contributing to the "fossil trough".

A narrow peak of the electron temperature, T_e , corresponds to this drop of electron density, N_e . It results in a band of enhanced 630 nm emission excited by the hot tail of thermal electrons; this optical feature is often called the SubAuroral Red Arc (SAR-arc). Usually a SAR-arc associated with a PJ, and "trough in the trough", has the red line intensity of less than 1 kR [Alexeyev *et al.*, 1991; Foster *et al.*, 1994]. Strong westward drifting F-region inhomogeneities accompany the PJ and produce specific oblique spread echoes on subauroral ionograms (see, [Filippov *et al.*, 1984]). Thus the ionosondes can be used for the ground-based identification and location of the PJ. We note that such inhomogeneities can produce effective perpendicular ion heating by electrostatic waves and, when collisions are slow or absent, an ion conic formation.

Instruments and Data Sets

The Kosmos-184 satellite was launched on October 30, 1967, the orbit was circular at 630 km with 83° inclination. The satellite was oriented along the satellite velocity vector. The data were received till the end of November, 1967.

The Kosmos-184 instrument was oriented along the satellite velocity vector. It consisted of four identical narrow field Faraday cups, forming a horizontal pair and a vertical one, with an angle 18° between the axes in each pair. The difference current within each pair was registered as a measure of the respective ion drift transversal velocity component, V_{cross} in the horizontal plane, and V_{vert} in the vertical plane. The telemetry read the measured parameters, V_{cross} , V_{vert} and N_i , once in 4 seconds and an orbit memory was available during late October-November 1967. The data treatment procedures are described in [Galperin *et al.*, 1973].

The DE-2 drift-meter instrument consists of the Faraday cup with the current-collecting plate rectangularly split to four parts. Difference currents in pairs and total ion current are measured which allows to measure V_{cross} , V_{vert} , N_i . Using the retarding potential sweep it is also possible to evaluate partial concentrations of main ion components,

ion temperatures and by their relative positions, the ion drift velocity component along the satellite velocity and the satellite's potential in respect to plasma.

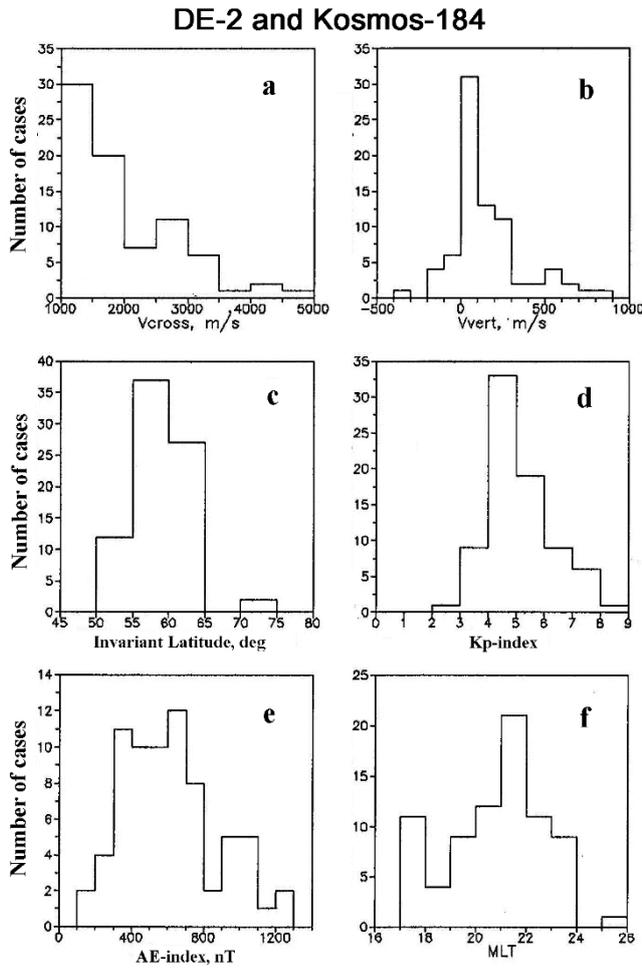


Figure 1. The statistical distributions of the PJ cases.

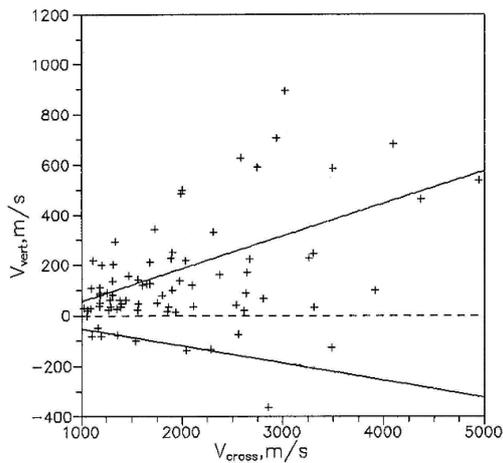


Figure 2. The mutual dependence of vertical and horizontal velocities in the PJ.

The detailed comparisons of such data with the independently measured electric field data from the same satellite DE-2 performed by [Hanson et al., 1993] showed an excellent agreement to the precision of about 1 mV/m or better for the latitudes under consideration here.

Statistics on Polarisation Jets

We take as a working definition of a PJ crossing the westward drift velocity V_{cross} threshold value of 1 km/s in order to surpass most of the effects of wind velocities in subauroral ionosphere at disturbed times. From the existing experience the PJ crossings are located at, or close to, the equatorial boundary of the large scale convection at the nightside. The data set considered in this study covers 92 cases of PJ crossings at altitudes from the DE-2 perigee ~300 km till about 950 km, collected during 1981-1982 and 6 cases from the Kosmos-184, at altitude 630 km, collected in 1967.

The statistical distributions of the PJ cases considered are presented in Fig. 1. They show that the interval of the PJ registration was mainly in the premidnight sector 19.00-24.00 MLT; in most cases (about 75 percent both), the V_{cross} and V_{vert} were in the range from -3000 to -1000 m/s and from -200 to 400 m/s, respectively; the invariant latitudes of the PJ registration mainly were at 55 - 65 degrees (about 80 percent); and the PJ was observed during moderately disturbed periods of the geomagnetic activity.

Fig. 2 shows the mutual dependence of vertical and horizontal velocities in the PJ.

Fig. 3 shows that the average V_{vert} values within PJ events are altitude dependent. It shows that while at high ionospheric altitudes the field-aligned flows observed are nearly always upward, at the altitudes around the F-maximum and below both upward and downward flows are observed. The field-aligned flow velocities, especially upward velocities, can reach very high values (up to 0.5-2 km/s) at low altitudes where collisions would not allow sonic and supersonic MHD flows. These exceptionally high outflow velocities occur only when $V_{cross} > 2$ km/s.

To demonstrate the problem for interpretation they present, we plotted a velocity-altitude dependence from one of our MHD calculations with the TUBE model [Grigoriev, 1991] of the V_{vert} on the Fig. 3 together with two other sample model calculations published in literature by [Sellek et al., 1991; Korosmezey et al., 1992]. These model results correspond to different numerical schemes and particular conditions. However, they consistently show that only subsonic field-aligned flows (ion diffusion downward) are possible within the MHD models applied.

Ground-based data

According to the data of vertical sounding and Doppler measurements at Yakutsk station in 2006-2012 the 44 events of PJ were considered. The event statistics showed in Fig. 4. Here, 0 hour in the abscissa axis is the time of the horizontal velocity maximum in PJ event. It can be seen that the vertical velocities in the PJ event obtained for all events have two peaks, approximately 1 hour before the maximum of the horizontal velocities and 1 hour after. The nature of this behavior of vertical velocities can be explained as follows: the first peak appears due to Joule heating; further, at a maximum of the horizontal velocity, the neutrals are already involved in the motion and the velocity difference is less, consequently, the heating is less. After a maximum of horizontal velocity, the ions are braked and the neutrals move according to the old velocity, and the difference in velocities again increases and, as a result, the heating and vertical upflow increase again.

Mathematical modeling of the Polarization Jet influence at ionospheric heights

In this study we use a mathematical model of the high-latitude ionosphere in Euler variables which taking into account the discrepancy between geographic and geomagnetic poles [Gololobov et al., 2014].

The basis for the calculation: Solar activity F10.7 = 150; Geomagnetic activity $K_p \leq 3$; Vernal equinox; Electric field $E = 50$ mV/m, or Horizontal velocity = 1000 m/s; Vertical velocity = 100 m/s; Latitudinal Width = 4 degrees; 12-24 Local Time.

Summary

- DE-2 and Kosmos-184 satellites data shows that heat flux in the PJ events is generated at the ionospheric altitudes due to collisions and propagates both upward, in the magnetosphere, and downward, to the lower ionosphere. The enhanced electron temperature most likely leads to a SAR-arc formation.

- It is found that the vertical upflows cannot coincide with the maximum of the horizontal velocity in the Polarization Jet event. Vertical velocities in the PJ event have two peaks, approximately 1 hour before the maximum of the horizontal velocities and 1 hour after.

- Model calculations have shown that the PJ affects the structure of the ionosphere. At horizontal velocities ($v = 1000$ m/s), a sharp drop in the electron density of the F layer is observed at the interval where the electric field is turned on. At vertical velocities ($v = 100$ m/s), an electron density and height are increases in F layer maximum at the interval where the electric field is turned on.

Acknowledgments. This work is supported by Project II.16.2.1 (registration number AAAA-A17-117021450059-3) and is partially supported by the Russian Foundation for Basic Research (Project N18-45-140037).

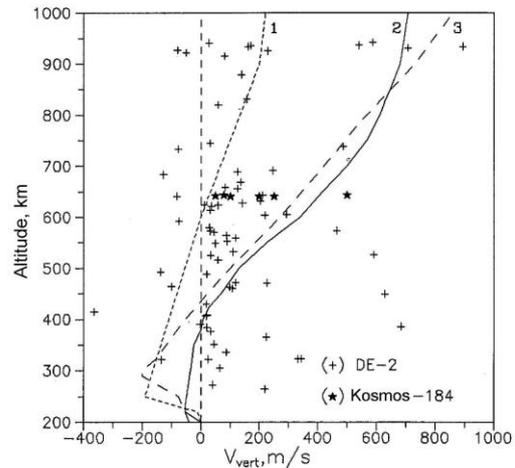


Figure 3. Distribution of vertical velocities in the PJ from the altitude of their measurement on satellites. Model calculations by [Sellek et al., 1991] (1), [Korosmezey et al., 1992] (2) and [Grigoriev, 1991] (3).

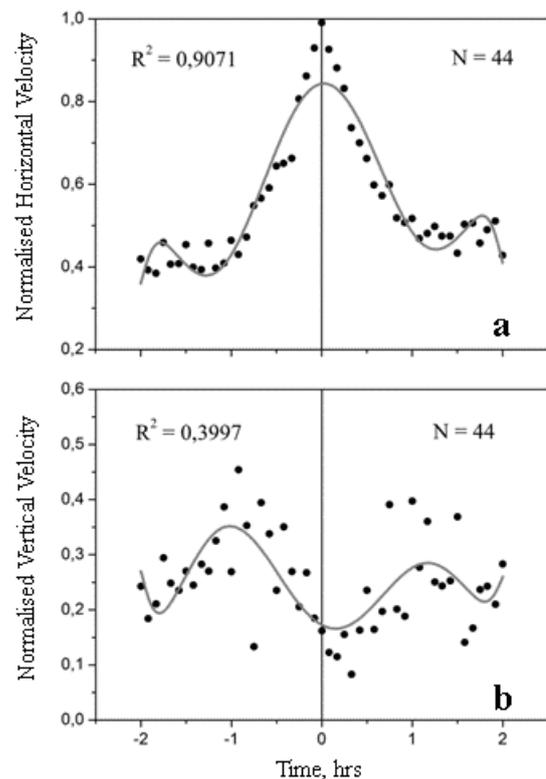


Figure 4. Horizontal and vertical plasma velocities within PJ band. The *thick curves* are the approximating lines, *the points* - normalized velocity values.

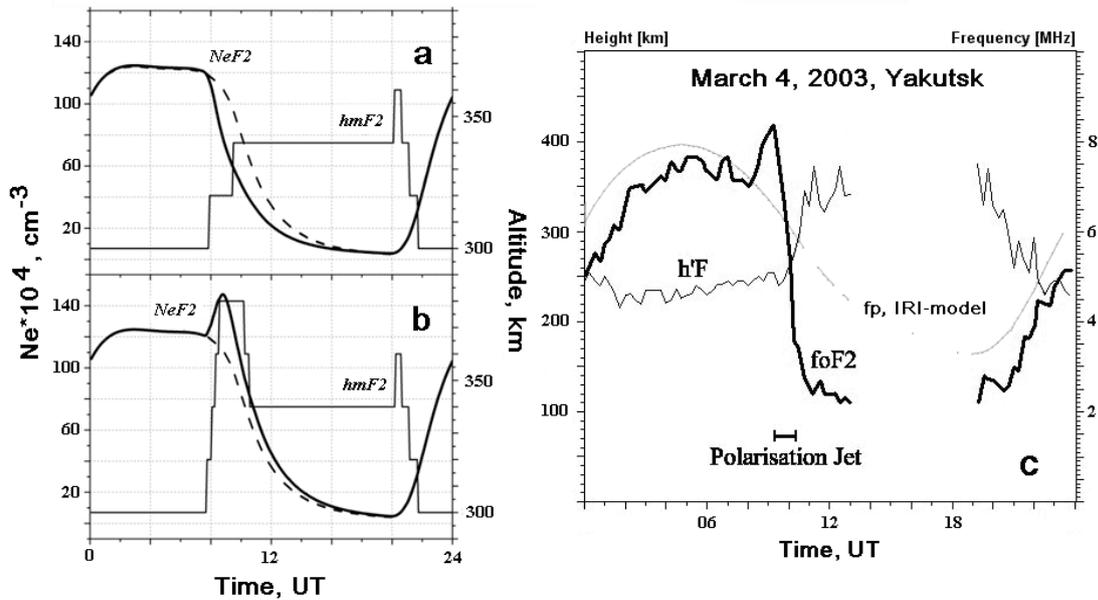


Figure 5. Daily variations of electron concentration at the maximum height of an F2 region by model calculations: *a* - taking into account the horizontal velocity only; *b* - taking into account the vertical velocity only; *Dashed line* is without taking into account the PJ velocities. *c* - the diurnal variation in the parameters of *foF2* (*thick line*) and *h'F* (*thin line*) on March 4, 2003, Yakutsk.

References

- Alexeyev, V.N., V.L. Khalipov, I.B. Ievenko, and V.M. Ignatiev, Optical and ionospheric observations in the region of SAR-arcs, In: Issledovaniya po geomagnetizmu, aeronomii i fizike Solntsa, Irkutsk, 93, 143-152, 1991.
- Foster J.C., Buonsanto M.J., Mendillo M., et al., Coordinated stable auroral red arc observations: Relationship to plasma convection, *J.Geophys.Res.*, 99, 11429-11439, 1994.
- Galperin, Yu.I., V.N. Ponomarev, and A.G. Zosimova, Direct measurements of ion drifts velocities in upper ionosphere during a magnetic storm, *Cosmic Research (in Russian)*, 11, 284-296, 1973.
- Galperin, Yu.I., V.N. Ponomarev, and A.G. Zosimova, Plasma convection in the polar ionosphere, *Ann. Geophys.*, 30, 1-7, 1974.
- Gololobov, A.Yu., I.A. Golikov, V.I. Popov, Mathematical Modeling of the High-Latitude Ionosphere Taking into Account Offset between Geographical and Geomagnetic Poles, *Vestnik SVFU (in Russian)*, 11, 2, 46-54, 2014.
- Grigoriev S.A., Plasmasphere refilling processes. 1. Dynamics of the H⁺ ions, *Cosmic Research (in Russian)*, 29, 85, 1991.
- Hanson W.B., Coley W.R., Heelis R.A., et al., A comparison of the in situ measurements of E and -VxB from Dynamics Explorer 2, *J.Geophys.Res.*, 98, 21501-21516, 1993.
- Korosmezey, A., C.E. Rasmussen, T.I. Gombosi, and G.V. Khazanov, Anisotropic ion heating and parallel O⁺ acceleration in regions of rapid ExV convection, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 2289-2292, 1992.
- Filippov V.M., L.V. Shestakova, and Yu.I. Galperin, The band of rapid ion drift at subauroral F-region and its manifestation in high-latitude ionosphere structure, *Cosmic Research (in Russian)*, 22, 557-564, 1984.
- Sellek, R., G.J. Bailey, R.J. Moffett, R.A. Heelis, and P.C. Anderson, Effects of large zonal plasma drifts on the subauroral ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 53, 557-565, 1991.
- Smiddy, M., M.C. Kelley, W.J. Burke, R. Rich, R. Sagalyn, B. Shuman, R. Hays, and S. Lai, Intense poleward directed electric fields near the ionospheric projection of the plasmapause, *Geophys. Res.Lett.*, 4, 543-546, 1977.
- Spiro, R.W., R.A. Heelis, and W.B. Hanson, Rapid subauroral ion drifts observed by Atmospheric Explorer C, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 660-663, 1979.

ОБРАЗОВАНИЕ И ГАШЕНИЕ СОСТОЯНИЙ ГЕРЦБЕРГА МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА НА ВЫСОТАХ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

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

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

Аннотация. Обсуждаются принципиальные различия кинетики возбуждения электронных уровней энергии кислородных составляющих в атмосферах планет Земли, Венеры. Показано, что рассчитанные колебательные населенности состояний Герцберга имеют различную зависимость от колебательного номера для рассмотренных случаев. Наблюдается хорошее согласие результатов расчета с результатами наземных наблюдений и спектральными данными, полученными с борта космических летательных аппаратов.

1. Введение

Молекулярный кислород O_2 – это второй по содержанию (после молекулярного азота N_2) из основных газов в атмосфере Земли. В верхней атмосфере Земли эффективно протекает процесс диссоциации молекул O_2 солнечным УФ излучением (фотоны $УФ < 240$ нм)



соответственно, в верхней атмосфере Венеры (фотоны $УФ < 169$ нм) диссоциируют CO_2 :



что приводит к образованию относительно высоких концентраций атомарного кислорода O на высотах более 80 км, с максимумом около 95-100 км на Земле и на высотах ≈ 75 -120 км на Венере.

Таким образом, на высотах свечения ночного неба этих планет создаются высокие концентрации атомарного кислорода O .

Кроме того, при тройных столкновениях в атмосферах планет земной группы



с участием атома и молекулы кислорода (где M – это третья частица при столкновении) образуется озон O_3 .

На высотах стратосферы Земли озон находится в достаточном количестве, чтобы защитить живые организмы от пагубного воздействия ультрафиолетового излучения Солнца: $УФ-Б$ (280-315 нм).

Индикатором наличия кислорода в атмосфере планет являются свечение различных полос у молекулы O_2 . На рис. 1 приведена схема трёх электронно-возбужденных состояний Герцберга ($c^1\Sigma_u^-$, $A'^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$), двух синглетных состояний ($a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$), и основного $X^3\Sigma_g^-$ состояния молекулы O_2 , а также указаны названия систем полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями, каждое из которых находится ниже диссоциационного предела молекулы O_2 (~ 41300 $см^{-1}$, 8065 $см^{-1} = 1$ эВ).

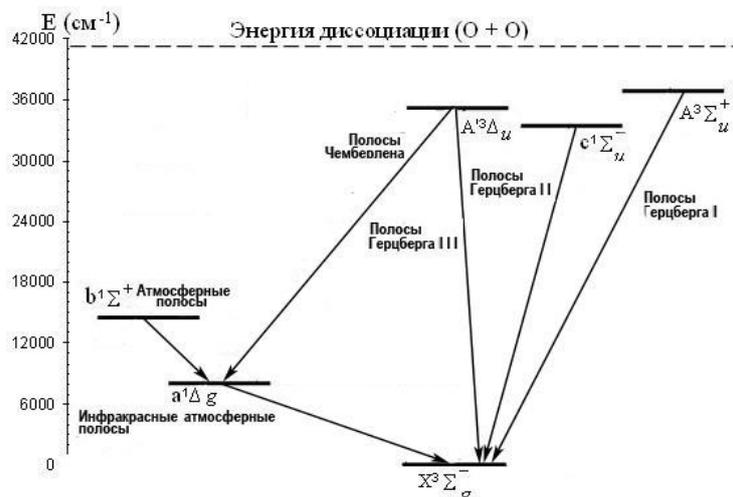


Рисунок 1. Электронные переходы внутри молекулы O_2 .

Цель данной работы – представить результаты экспериментальных и теоретических исследований свечения молекулярного кислорода O_2 в атмосферах планет земной группы, а также рассмотреть принципиальные различия кинетики возбуждения электронных уровней энергии кислородных составляющих в атмосферах планет земной группы.

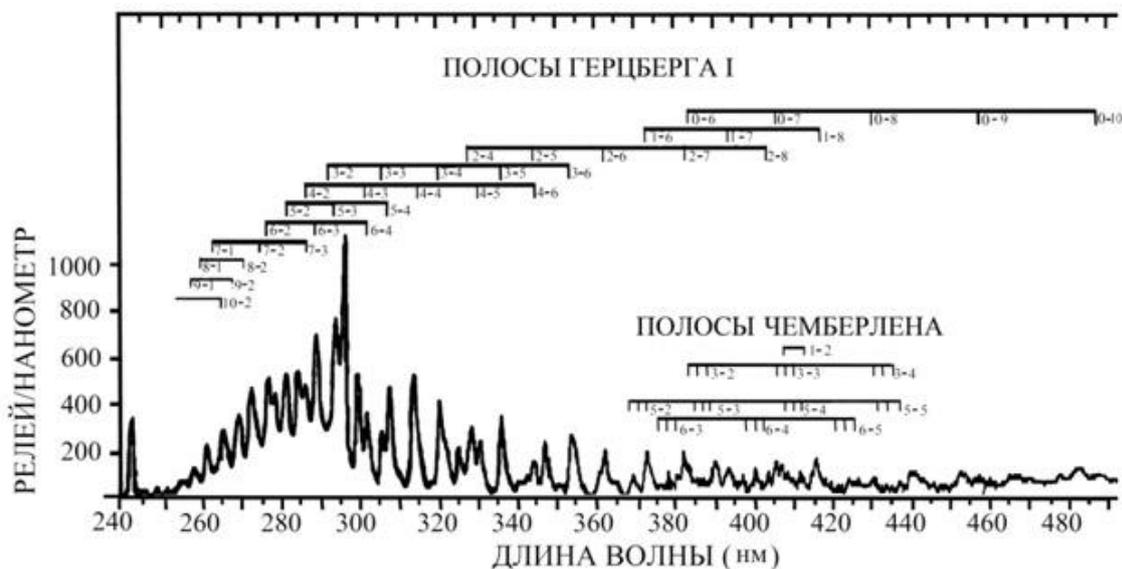


Рисунок 2. Спектр свечения ночного неба Земли в диапазоне 240-440 нм (2400-4400 Å) [2].

2. Свечение планет ночного неба земной группы

Наиболее четко свечение молекулярного кислорода прослеживается в спектрах свечения ночного неба Земли [1]. Еще в начале 60-х годов прошлого века сотрудниками ИФА РАН Красовским В.И. и Шефовым Н.Н. были опубликованы спектры, где четко было показано присутствие полос Герцберга I ($A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-, v'=1-13$) в диапазоне 300-450 нм. Дальнейшие измерения спектров ночного неба американскими исследователями [2] также указали на интенсивное свечение полос Чемберлена ($A^3\Delta_u, v=0 \rightarrow a^1\Delta_g, v'=4-8$) (рис. 2).

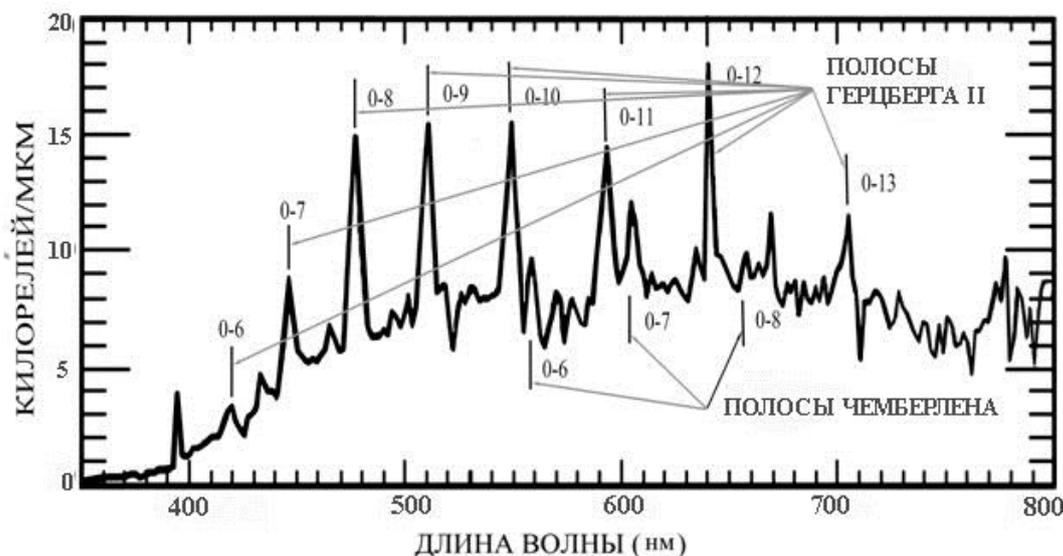


Рисунок 3. Спектр свечения ночного неба Венеры с орбитального космического аппарата Venus-Express [8].

Спектры ночного свечения атмосферы Венеры, полученные с помощью инфракрасных спектрометров VIRTIS и SPICAV/SOIR, установленных на аппарате космического Агенства «Венера-Экспресс», исследователям, участвовавшим в разработке этих приборов и подготовке экспериментов с ними, представилась возможность более детально изучить свечение молекул кислорода на ночной стороне Венеры.

В 2013 г. *Migliorini et al.* [2013] опубликовали спектр свечения Венеры, полученный с орбитального космического аппарата Venus-Express, оснащённого спектрографом VIRTIS (рис. 3)

Эти авторы показали, что кроме полос Герцберга II ($c^1\Sigma_u^-, v=0 \rightarrow X^3\Sigma_g^-, v'=3-13$) в спектре свечения ночного неба в атмосфере Венеры имеются также полосы Чемберлена. Причем на Венере эти переходы происходят только с нулевых уровней на ненулевые уровни нижележащих состояний.

Таким образом, в результате наблюдений спектров полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба Земли и Венеры было обнаружено их принципиальное различие: широкий спектр полос Герцберга I и Чемберлена, в атмосфере Земли (рис. 2) и система полос Герцберга II, с незначительным вкладом полос Чемберлена (рис. 3), причём в ночной атмосфере Земли переходы осуществляются с ненулевых колебательных уровней состояний $A^3\Sigma_u^+$, ($v=6$) и $A^3\Delta_u$, ($v=6-7$) в ночной атмосфере Венеры переходы осуществляются с нулевого колебательного уровня состояний $c^1\Sigma_u^-, (v=0)$, и $A^3\Delta_u, (v=0)$.

3. Результаты моделирования колебательной населенности в атмосферах Земли и Венеры

На рис. 4 приведены рассчитанные колебательные населенности состояний Герцберга молекулы кислорода ($c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$) на высоте 95 км в атмосфере Земли. Аналогичные результаты расчётов для высоты 100 км в атмосфере Венеры также приведены на рис. 4.

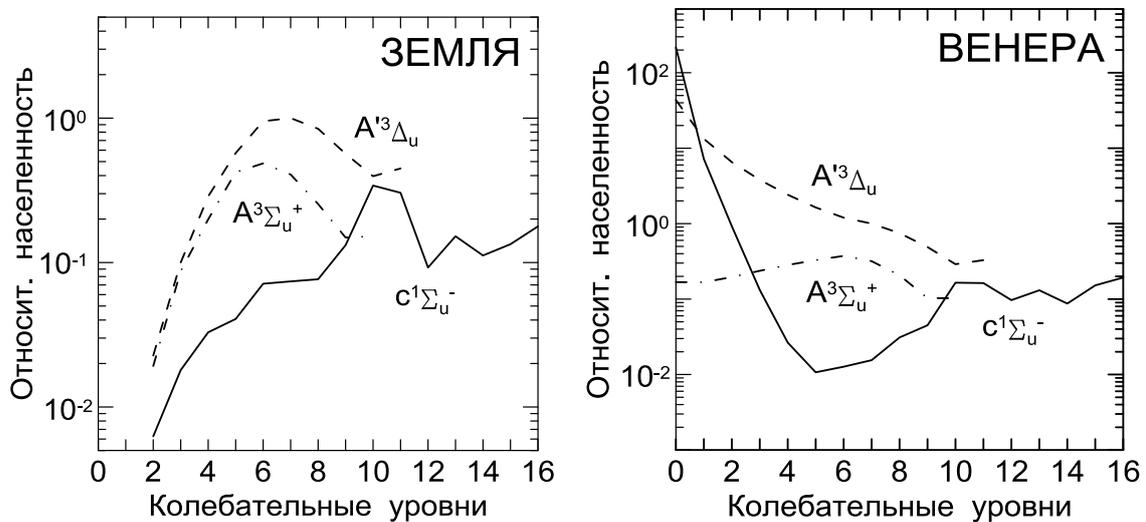
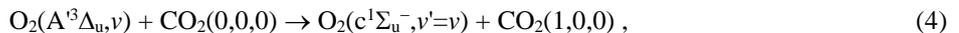


Рисунок 4. Рассчитанные колебательные населенности состояний Герцберга ($c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$) на высоте 95 км в атмосфере Земли и на высоте 100 км в атмосфере Венеры.

Как было показано в [9], запрещенный по спину процесс



когда молекула кислорода переходит из $A^3\Delta_u$ в $c^1\Sigma_u^-$ состояние, а в молекуле CO_2 происходит возбуждение симметричной колебательной моды, ускоряет процесс переноса энергии. Поэтому в дополнение к разрешенным по спину процессам гашения состояния был учтен процесс (4).

Таким образом, как показали результаты расчетов (см. рис. 4), для случая атмосферы Земли максимум относительной населённости триплетных состояний Герцберга в ночной атмосфере приходится на 6-8 колебательные уровни. Поэтому в спектре свечения ночного неба Земли наблюдаются различные полосы, обусловленные излучательными переходами с этих и близлежащих колебательных уровней состояний $A^3\Sigma_u^+$ и $A^3\Delta_u$ (рис. 1). Для атмосферы Венеры, где доминирует двуокись углерода, расчеты показали, что столкновительные процессы приводят к аккумуляции энергии на нулевых колебательных уровнях состояний $c^1\Sigma_u^-$ и $A^3\Delta_u$. Поэтому при спектральных наблюдениях с космических летательных аппаратов [6, 7, 8] наблюдались полосы Герцберга II и Чемберлена, обусловленные спонтанными переходами с нулевых колебательных уровней указанных состояний.

5. Заключение

Обнаружено принципиальное различие спектров полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба Земли и Венеры: широкий спектр полос Герцберга I и Чемберлена в свечении атмосферы Земли, система полос Герцберга II, с незначительным вкладом полос Чемберлена в атмосфере Венеры. Показано, что

рассчитанные колебательные населенности состояний Герцберга имеют различную зависимость от колебательного номера для рассмотренных случаев:

- максимум относительной населённости состояний Герцберга в ночной атмосфере Земли приходится на 5-7 (Герцберг 1), 6-8 (Герцберг 3) колебательные уровни.
- аккумуляция энергии на нулевых колебательных уровнях состояний $c^1\Sigma_u^-$ и $A^3\Delta_u$ в ночной атмосфере Венеры.

Благодарности. Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН № 28 “Космос: исследование фундаментальных процессов и их взаимосвязей”.

Литература

1. Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.I. Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å. // Planetary and Space Science, 1962, v.9, №12, p.883-915.
2. 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.
3. Krasnopolsky V.A. Venus night airglow: Ground-based detection of OH, observations of O₂ emissions, and photochemical model. // Icarus, 2010, v.207, №1, p.17-27.
4. Krasnopolsky V.A. Solar activity variations of thermospheric temperatures on Mars and a problem of CO in the lower atmosphere. // Icarus, 2010, v.207, №2, p.638-647.
5. 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. // Planetary and Space Science, 1986, v.34, №8, p.723-743.
6. Краснопольский В.А., Крысько А.А., Рогачев В.Н., Паршев В.А. Спектроскопия ночного свечения Венеры на АМС Венера-9 и Венера-10. // Космические исследования, 1976, т.14, №5, с.789-795.
7. Slanger T.G., Black G. The O₂(C³Δ_u→a¹Δ_g) bands in the nightglow spectrum of Venus. // Geophysical Research Letters, 1978, v.5, №11, p.947-948.
8. Migliorini A., Piccioni G., Gerard J.C., Soret L., Slanger T.G., Politi R., Snels M., Drossart P., Nuccilli F. The characteristics of the O₂ Herzberg II and Chamberlain bands observed with VIRTIS/Venus Express. // Icarus, 2013, v.223, №1, p.609-614.
9. Кириллов А.С. Моделирование населенностей колебательных уровней состояний молекулярного кислорода, исходных для полос Герцберга, на высотах нижней термосферы и мезосферы. // Геомагнетизм и Аэронавигация, 2012, т.52, №2, с.258-264.
10. Kirillov A.S. The calculation of quenching rate coefficients of O₂ Herzberg states in collisions with CO₂, CO, N₂, O₂ molecules. // Chemical Physics Letters, 2014, v. 592, p.103-108.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.126-128

ОЦЕНКА КОНЦЕНТРАЦИИ NO В ОБЛАСТИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Ж.В. Дашкевич, В.Е. Иванов

ФГБНУ “Полярный геофизический институт”, г. Апатиты, Россия; e-mail: zhanna@pgia.ru

Аннотация. Получены оценки содержания окиси азота NO в области полярных сияний, сделанные на основе анализа наземных фотометрических измерений интенсивностей эмиссий 427.8, 557.7 и 630.0 нм. Показано, что концентрация окиси азота в максимуме ее высотного профиля лежит в интервале от $1 \cdot 10^8$ до $3.3 \cdot 10^8$ см⁻³. Полученные оценки свидетельствуют об отсутствии прямой корреляции между интенсивностью свечения эмиссии 427.8 нм и величиной концентрации окиси азота.

Введение

Во время высыпания заряженных частиц в атмосферу Земли происходит образование окиси азота в полярной ионосфере. Из-за большого времени жизни окись азота может накапливаться в атмосфере, и содержание NO может определяться продолжительностью и интенсивностью полярных сияний.

Прямые масс-спектрометрические измерения концентрации NO непосредственно в полярных сияниях отсутствуют. Оценки содержания NO в авроральной зоне сделаны на основе анализа ракетных измерений либо ионного состава атмосферы, либо интенсивности NO₂ континуума в эмиссии 520.0 нм [Swider and Narcisi, 1977; Sharp, 1978], а также анализа спутниковых измерений интенсивности полосы NO (1-0) [Rush and Barth, 1975; Gerard and Barth, 1977; Gerard and Noel, 1986; Siskind et al., 1989]. Сделанные оценки концентрации NO лежат в диапазоне от 10^7 до 10^9 см⁻³.

В связи с этим представляется актуальным поиск возможностей диагностики содержания NO по данным оптических наблюдений конкретных форм полярных сияний, проведенных как с поверхности Земли, так и с борта космических аппаратов.

Диагностика NO в области полярных сияний

Рассмотрим возможность диагностики “мгновенного” содержания NO в области полярных сияний по данным измерений интенсивности свечения в эмиссиях 557.7 и 630.0 нм атомарного кислорода и одной из эмиссий Первой отрицательной системы полос N₂⁺ - 427.8 нм, поскольку именно в этих эмиссиях часто ведутся фотометрические наблюдения авроры.

В работе [Дашкевич и Иванов, 2017] было показано, что вклад диссоциативной рекомбинации, являющейся одной из основных каналов возбуждения ¹S атомарного кислорода, существенным образом зависит от концентрации окиси азота и этот вклад растет с увеличением средней энергии высыпающегося потока. Таким образом, количество NO в атмосфере влияет на интенсивность зеленой линии.

Величина интенсивности авроральных эмиссий зависит как от средней энергии, так и от величины потока высыпающихся электронов N_0 . Поэтому рассмотрим отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$, которое слабо зависит от N_0 [Дашкевич и Иванов, 2017]. Отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ будет в основном определяться средней энергией высыпающихся электронов и концентрацией окиси азота. На рис. 1 представлены зависимости отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ от концентрации NO в максимуме его высотного профиля $[NO]_{\max}$, рассчитанные по модели возбужденной полярной ионосферы для различных E_0 –характеристических энергий максвелловского распределения электронов по энергиям: $N(E) = N_0 E \exp(-E/E_0)/E_0^2$. [Дашкевич и Иванов, 2017].

Как следует из работ [Eather and Mende, 1972; Rees and Luckey, 1974; Дашкевич и др., 2006; Дашкевич и Иванов, 2017] отношение интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ практически не зависит от величины потока высыпающихся электронов N_0 и определяется в основном характеристической энергией E_0 . Более того, в работе [Дашкевич и Иванов, 2017] было показано, что отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ не зависит и от концентрации окиси азота. На рис. 2 приведена зависимость $I_{630.0}/I_{427.8}$ от E_0 , полученная нами в работе [Дашкевич и Иванов, 2017].

Таким образом, мы можем определить концентрацию окиси азота по следующему алгоритму:

- 1) по измеренному отношению $I_{630.0}/I_{427.8}$ получаем оценку характеристической энергии E_0 высыпающегося потока электронов.
- 2) по зависимости отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ от $[NO]_{\max}$ для найденной E_0 определяем концентрацию окиси азота в максимуме его высотного профиля.

3) по концентрации окиси азота в максимуме его высотного профиля мы можем восстановить сам высотный профиль окиси азота, используя нестационарную физико-химическую модель полярной ионосферы [Дашкевич и др., 2017].

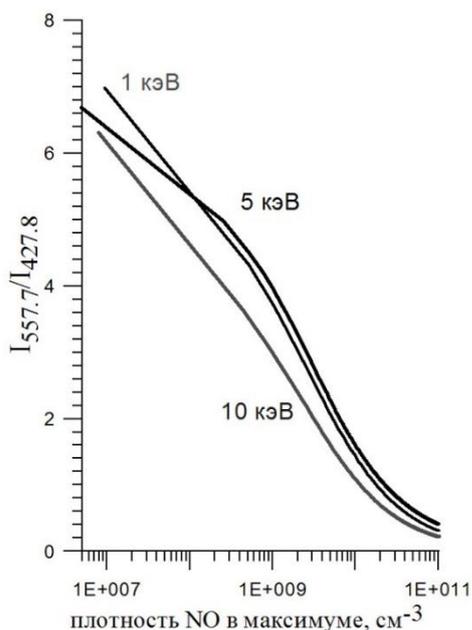


Рисунок 1. Зависимость отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ от концентрации NO в максимуме его профиля для E_0 из диапазоне от 1 до 10 кэВ.

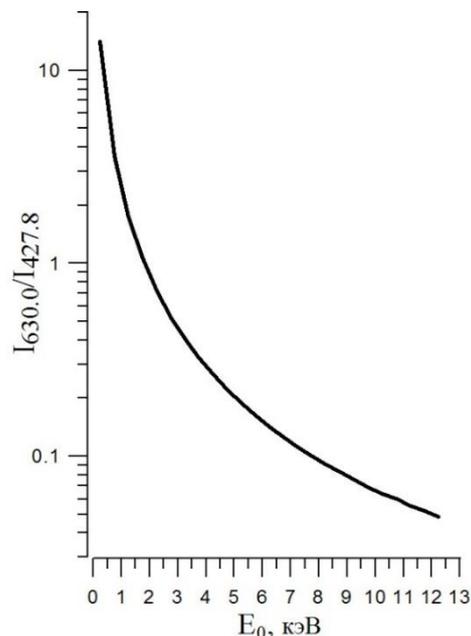


Рисунок 2. Зависимость $I_{630.0}/I_{427.8}$ от характеристической энергии высыпающего потока электронов.

Таблица. Результаты моделирования

$I_{427.8}$, Рл эксперимент	$I_{557.7}/I_{427.8}$ эксперимент	$I_{630.0}/I_{427.8}$ эксперимент	E_0 , эВ расчет	N_0 , $10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ расчет	$[\text{NO}]_{\text{max}}$, 10^8 см^{-3} расчет
150	5.21 ± 0.55	1.63 ± 0.14	1039	0.5	1.6
250	5.31 ± 0.43	1.46 ± 0.28	1116	0.8	1.6
350	5.35 ± 0.44	1.17 ± 0.22	1291	0.9	1.8
450	5.49 ± 0.43	1.07 ± 0.18	1370	1.1	1.7
550	5.38 ± 0.5	0.90 ± 0.24	1541	1.2	2.3
650	5.48 ± 0.32	0.84 ± 0.16	1607	1.3	2.2
750	5.52 ± 0.44	0.88 ± 0.21	1559	1.5	2.2
850	5.82 ± 0.38	0.72 ± 0.17	1780	1.5	1.5
950	5.87 ± 0.62	0.61 ± 0.13	1987	1.5	1.4
1100	6.12 ± 0.66	0.68 ± 0.29	1858	1.9	1.0
1350	5.84 ± 0.77	0.56 ± 0.17	2102	2.0	1.7
1700	5.46 ± 0.12	0.44 ± 0.12	2465	2.1	3.3

Оценка концентрации NO в области полярных сияний

Для оценки концентрации окиси азота NO в работе были использованы результаты фотометрических наблюдений интенсивностей эмиссий 427.8, 557.7 и 630.0 нм. Экспериментальный массив данных включал в себя 1335 измерений в 8 ночных сериях наблюдений в обсерватории Ловозеро ($\Phi' = 64.17^\circ\text{N}$) и 1200 измерений в 8 ночных сериях в обсерватории Туманный ($\Phi' = 65.24^\circ\text{N}$). Диапазон интенсивности эмиссии 427.8 нм: 0.1-2 кРл. Данные были сгруппированы в 100 релейные интервалы интенсивностей эмиссии 427.8 нм и усреднены по двум станциям.

Параметры заданного в модели потока высыпающихся электронов, а именно: характеристическая энергия E_0 и величина потока частиц N_0 , определялись их наблюдаемых в эксперименте интенсивности излучения в эмиссиях 427.8 и 630.0 А. Значения характеристической энергии E_0 оценивались по полученным в эксперименте отношениям $I_{630.0}/I_{427.8}$ с помощью кривой на рис. 2. Величины потоков высыпающихся электронов N_0 определяем из условия нормировки рассчитанного значения интенсивности $I_{427.8}$ к интенсивности, полученной в эксперименте. Далее по величине отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ делались оценки концентрации NO в максимуме высотного профиля. Полученные величины сведены в таблицу.

Таким образом, оценки концентрации NO в области полярных сияний, полученные на основе фотометрических измерений интенсивности свечения в эмиссиях 427.8, 557.7 и 630.0 нм, лежат в интервале $1 \cdot 10^8$ до $3.3 \cdot 10^8$ см⁻³ для диапазона интенсивностей эмиссии 427.8 нм от 0.1 до 2 кРл. Полученные результаты не противоречат и находятся в удовлетворительном согласии с результатами оценок концентрации NO, полученными на основе анализа ионного состава в полярных сияниях, измеренного в ракетных экспериментах [Swider and Narcisi, 1977] и [Sharp, 1978].

Следует также отметить, что полученные в данной работе результаты свидетельствуют об отсутствии прямой корреляции между величиной концентрации окиси азота и интенсивностью свечения эмиссии 427.8 нм, а значит и интенсивностью полярных сияний. На данный факт ранее обращалось внимание и в работе [Gerard and Barth, 1977]. Причину отсутствия такой корреляции можно объяснить большим временем жизни окиси азота, которая может накапливаться в ионосфере.

На рис. 3 представлены рассчитанные высотные профили концентрации окиси азота для каждого найденного значения $[NO]_{\max}$. Профили были рассчитаны с использованием нестационарной физико-химической модели полярной ионосферы [Дашкевич и др., 2017].

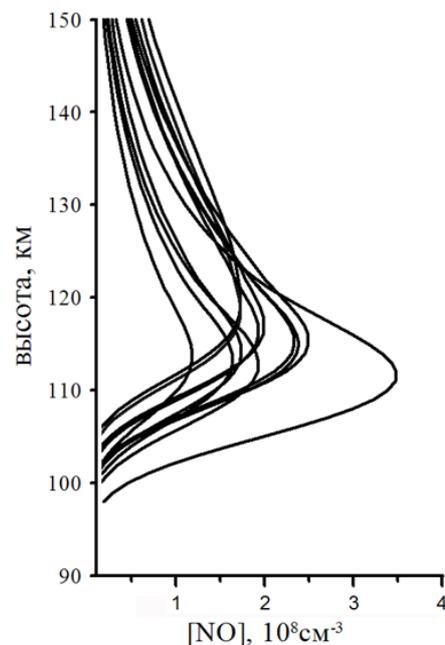


Рисунок 3. Рассчитанные высотные профили [NO]

Выводы

Представлены численные оценки содержания окиси азота NO в области полярных сияний. Модельные расчеты выполнены на основе наземных фотометрических измерений интенсивностей свечения в эмиссиях 427.8, 557.7 и 630.0 нм в полуночном секторе аврорального овала. Показано, что для данных фотометрических наблюдений концентрация NO в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{\max}$ лежит в интервале $1 - 3.3 \cdot 10^8$ см⁻³ для полярных сияний с интенсивностью в эмиссии 427.8 нм в интервале от 0.1 до 2 кРл. Не обнаружена прямая корреляция величины концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO]_{\max}$ с интенсивностями.

Литература

1. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в полярных сияниях по интенсивностям эмиссий 391.4, 557.7 и 630.0 нм // Космич. Исслед. Т.55. №5. С. 337–341. 2017
2. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космич. исслед. Т.55. №2. С.94–106. 2017
3. Дашкевич Ж.В., Зверев В.Л., Иванов В.Е. Отношение интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэронав. Т. 46. №3. С. 385–389. 2006
4. Eather R.H., Mende S.B. Systematics in auroral energy spectra // J. Geophys. Res. V.77. №4. P. 660–673.1972
5. Gerard J.-C., Barth C.A. High-latitude nitric oxide in the lower thermosphere // J. Geophys. Res. V.82. №4. 674–680.1977
6. Gerard J.C., Noel C.E. AE-D measurements of the NO geomagnetic latitudinal distribution and contamination by N⁺(²S) emission // J. Geophys. Res. V.91. №A9. P.10136–10140.1986
7. Rees M.H., Luckey D. Auroral electron energy derived from ratio of spectroscopic emissions 1. Model computations // J. Geophys. Res. V.79. №34. P.5181–5186. 1974
8. Rusch D.W., Barth C.A. Satellite measurements of nitric oxide in the polar region // J. Geophys. Res. V.80. №25. P.3719–3721.1975
9. Sharp W.E. NO₂ continuum in aurora // J. Geophys. Res. V.83. №9. P.4373–4376. 1978
10. Siskind D.E., Barth C.A., Evans D.S., Roble R.G. The response of the thermospheric nitric oxide to an auroral storm 2. Auroral latitudes // J. Geophys. Res. V.94. №A12. P.16899–16911.1989
11. Swider W., Narcisi R.S. Auroral E-region: Ion composition and nitric oxide // Planet. Space Sci. V.25. №2. P.103–116.1977

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.129-130

АЛГОРИТМ ТРЕХМЕРНОЙ «ПРИСТРЕЛКИ» НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Д.С. Котова^{1,2}

¹Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Калининград; e-mail: darshu@ya.ru

²Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград

Аннотация. Трехмерная численная программа распространения коротких радиоволн в ионосфере была дополнена блоком «пристрелки» для нахождения КВ радиотрасс между передатчиком и приемником. Новый блок позволил получать модельные ионограммы наклонного зондирования.

Описание методики

Численная модель распространения коротких радиоволн [Захаров и Черняк, 2007; Котова и др., 2015] была дополнена трехмерным блоком «пристрелки» для нахождения трасс. Трехмерная «пристрелка» работает в случае, когда приемник и передатчик расположен на Земле. В новом блоке итеративно изменяется азимут и угол места, таким образом, чтобы максимально приблизить к приемнику точку прихода сигнала на Землю. Критерием успешности пристрелки по углу места является равенство модельной и реальной дальностей распространения радиотрасс по дуге большого круга. Дальность распространения l , т.е. расстояние между двумя точками, находящимися на поверхности Земли, даётся формулой [Берже, 1984]:

$$l = R \cdot \cos^{-1}(\cos a \cos b + \sin a \sin b \cos \theta),$$

где $R = 6370$ км – радиус Земли, a и b – кошироты точек, θ – разность долгот.

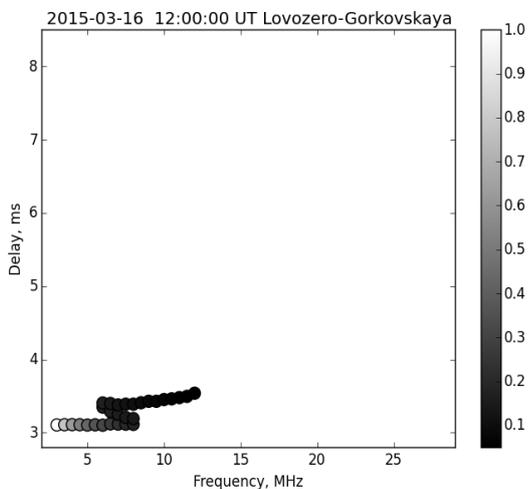


Рисунок 1. Модельная ионограмма наклонного зондирования на высокоширотной трассе Ловозеро-Горьковская в момент времени 12:02UT 16 марта 2015 г.

Совпадение координат точки прихода излучаемого сигнала на Землю и приемника определяет успешность пристрелки по азимуту. Рассматривается некоторая доверительная окрестность вблизи приемника. Учитываются только те лучи, которые не выходят за пределы окружности радиусом 10 км с центром в точке ожидаемого приема. Знание оптической длины пути радиолуча и изменения групповой скорости вдоль его лучевой траектории позволяет определить время группового запаздывания сигнала. Расчет времени группового запаздывания проводился по формуле [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]:

$$t = \int \frac{dS}{V_{гр}} = \frac{1}{c} \int \left(N + \omega \frac{\partial N}{\partial \omega} \right) dS,$$

где dS – отрезок вдоль лучевой траектории, $V_{гр}$ – групповая скорость, c – скорость света, N – показатель преломления среды, ω – частота волны. Интегрирование ведется вдоль всей лучевой траектории по методу прямоугольников. Эта информация, а также расчет поглощения сигнала в среде используются для построения модельных ионограмм наклонного зондирования.

Результаты

В качестве примера работы разработанного алгоритма на рис. 1 представлена модельная ионограмма наклонного зондирования, полученная с использованием в качестве среды распространения радиоволн Глобальной Самосогласованной Модели Термосферы, Ионосферы и Протонносферы (ГСМ ТИП) [Namgaladze et al., 1988; Klimenko et al., 2018]. В модели ГСМ ТИП учет высыпания авроральных частиц задавался согласно эмпирической модели, разработанной в ПГИ [Vorobjev and Yagodkina, 2008]. Хорошо видно формирование отражений от E и $F2$ слоев ионосферы. Градиентом черного цвета показано относительное поглощение радиоволны при распространении в среде, что может быть использовано для

изучения того, как поглощение влияет на вид ионограмм. За максимальное поглощение принято затухание сигнала, полученное на минимальной частоте зондирования $f = 3$ МГц, порядка ~ 43 дБ.

На рис. 2 показано влияние магнитного поля Земли на расходимость лучевых траекторий. Результаты получены алгоритмом пристрелки при моделировании распространения коротких радиоволн вдоль реально существующей высокоширотной трассы Ловозеро–Горьковская. Проекция лучевых траекторий на поверхность Земли показывают сильную азимутальную расходимость лучей в случае учета магнитного поля. Следовательно, получить трассы в случае трехмерной анизотропной среды методом стрельбы труднее. Расхождение лучей для изотропного случая практически отсутствует, поэтому метод стрельбы более устойчив.

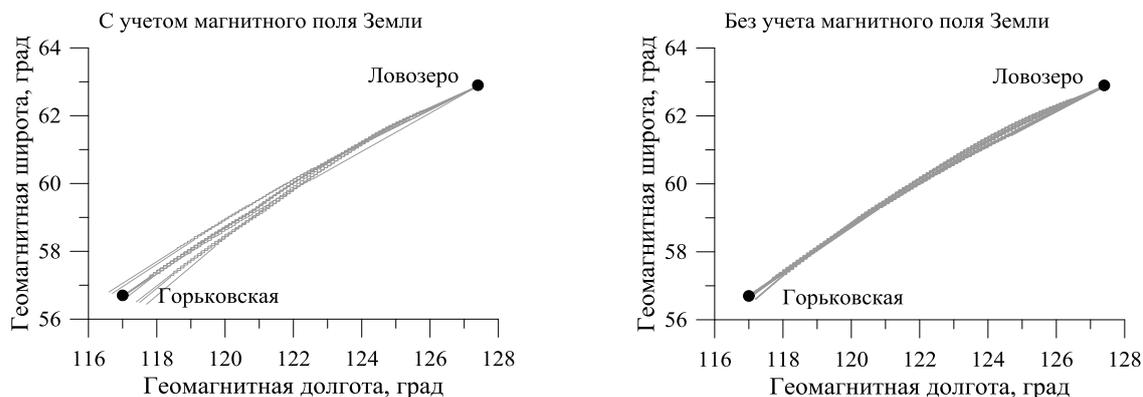


Рисунок 2. Проекция лучевых траекторий на поверхность Земли в координатах геомагнитной долготы и широты с учетом (слева) и без учета (справа) магнитного поля Земли в момент времени 00:00 UT 17 марта 2015 года. Серыми линиями показаны результаты модельных расчетов при трехмерной пристрелке соответствующие разным частотам, углам места и азимутам излучения.

Заключение

Посредством реализации алгоритма «пристрелки», учета поглощения в среде распространения и подсчета времени группового запаздывания вдоль траекторий радиотрасс исследуемого диапазона частот получен комплекс для построения наклонных ионограмм. В изотропной среде алгоритмом трехмерной пристрелки проще получить искомые трассы между передатчиком и приемником.

Благодарности. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда проект №17-77-20009 и программы повышения конкурентоспособности «5-100» БФУ им. И. Канта.

Список литературы

- Берже М. Геометрия. Т. 2. М.: Мир, 368 с. 1984.
- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 528 с. 1988.
- Захаров В.Е., Черняк А.А. Численная модель распространения радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере // Вестник РГУ им. И. Канта. Вып. 3. С. 36–40. 2007.
- Котова Д.С., Захаров В.Е., Клименко М.В., Клименко В.В. Развитие модели распространения коротких радиоволн в ионосфере // Химическая физика. Т. 34. № 12, С. 62–71. 2015.
- Klimenko M.V., Klimenko V.V., Despirak I.V., Zakharenkova I.E., Kozelov B.V., Cherniakov S.M., Andreeva E.S., Tereshchenko E.D., Vesnin A.M., Korenkova N.A., Gomonov A.D., Vasiliev E.B., Ratovsky K.G. Disturbances of the thermosphere-ionosphere-plasmasphere system and auroral electrojet at 30° E longitude during the St. Patrick's Day geomagnetic storm on 17–23 March 2015 // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. doi:10.1016/j.jastp.2017.12.017. 2018.
- Namgaladze A.A., Korenkov Yu.N., Klimenko V.V., Karpov I.V., Bessarab F.S., Surotkin V.A., Glushchenko T.A., Naumova N.M. Global model of the thermosphere-ionosphere-protonosphere system // PAGEOPH. Vol. 127 (2/3). P. 219–254. 1988.
- Vorobjev V.G., Yagodka O.I. Empirical model of auroral precipitation power during substorms // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. Vol. 70. P. 654–662. 2008.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.131-134

АНАЛИЗ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ИОНОГРАММ НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В ПЕРИОД ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 17 МАРТА 2015 г.

Д.С. Котова^{1,2}, М.В. Клименко^{1,2}, В.В. Клименко¹, Д.В. Благовещенский³, В.Е. Захаров²

¹Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Калининград, Россия; e-mails: darshu@ya.ru, maksim.klimenko@mail.ru, vvk_48@mail.ru

²Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград, Россия e-mail: vezakharov@kantiana.ru

³Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, г. Санкт-Петербург, Россия; e-mail: donatbl@mail.ru

Аннотация. Проведено исследование влияния сильнейшей в этом солнечном цикле геомагнитной бури 17-19 марта 2015 года на распространение КВ радиоволн. В качестве среды распространения радиоволн использовалась Глобальная Самосогласованная Модель Термосферы, Ионосферы и Протонносферы, т.к. модель ГСМ ТИП качественно и количественно описала отклик ионосферы на выбранное геомагнитное событие. Полученные результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными ионограммами. В период геомагнитной бури наблюдался усиленный E_s -слой, который воспроизводится в модельных ионограммах, а значит и описывается моделью среды распространения.

Введение

Геомагнитные бури влияют на ионосферу и приводят к сильным изменениям в электронной плотности на всех широтах и долготах [Dmitriev et al., 2017]. Эти изменения могут приводить к частичной или полной потере радиосвязи, что может быть критично для работы различных гражданских и военных служб. В предыдущих работах нами были проведены исследования влияния геомагнитных бурь средней мощности на особенности распространения коротких радиоволн в ионосфере [Kotova et al., 2015, 2017]. Для решения этой задачи был реализован согласованный числительный алгоритм проведения вычислительных экспериментов по моделям среды и распространения радиоволн [Kotova et al., 2014]. В работе [Kotova et al., 2015] было показано, что корректность модельных расчетов распространения коротких радиоволн очень сильно зависит от выбора модели ионосферы для описания ионосферных возмущений. Как известно, эмпирическая модель ионосферы IRI

(International Reference Ionosphere), даже с включенной опцией "storm" не способна адекватно описывать отклик ионосферы на геомагнитные возмущения [Oinats et al., 2005; Kotova et al., 2015; Blagoveshchensky et al., 2016]. Дополнительная сложность состоит в некорректном описании существующими эмпирическими моделями высокоширотной ионосферы [Karpachev et al., 2016]. В данной работе приведены результаты исследования влияния сильнейшей в текущем солнечном цикле геомагнитной бури 17-19 марта 2015 года на распространения радиоволн на примере трассы Ловозеро-Горьковская.

Постановка задачи

Исследование проводилось путем моделирования ионограмм наклонного зондирования на трассе Ловозеро-Горьковская. Для этого использовался алгоритм нахождения лучей, проходящих в точку приема, который

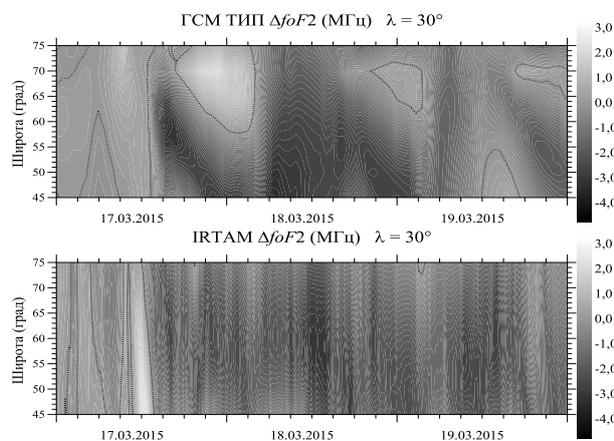


Рисунок 1. Возмущение критической частоты F_2 слоя, foF_2 , в период геомагнитной бури 17-19 марта 2015 г. при использовании модели ГСМ ТИП (слева) и ИРТМ (справа) на фиксированной долготе $\lambda = 30^\circ$ в. д. в широтном диапазоне $45^\circ < \varphi < 75^\circ$ с. ш.

подробно описан в статье данного сборника [Котова, 2018]. Для расчета показателя преломления среды необходимо знание параметров ионосферы и нейтральной атмосферы на высотах от 80 до 800 км. Эти параметры были получены с помощью Глобальной Самосогласованной Модели Термосферы, Ионосферы и Протоносферы (ГСМ ТИП) [Namgaladze et al., 1988; Klimenko et al., 2018].

На рис. 1 показаны карты развития возмущений во время геомагнитной бури, построенные по данным наблюдений (представлены как результаты ассимиляционной модели IRTAM) и по результатам модели ГСМ ТИП (с учетом выпадения авроральных частиц по эмпирической модели, разработанной в ПГИ [Vorobjev and Yagodkina, 2008]). Возмущение критической частоты F2 слоя, $foF2$, представлено как функция географической широты и времени в период рассматриваемой геомагнитной бури 17-19 марта 2015 года. Рассматриваются меридиональные срезы (широтные профили) отклонения $foF2$ на долготе $\lambda = 30^\circ$ в.д. Таким образом, рассматривается Западно-Российский сектор, в котором располагается экспериментальная трасса между станциями Ловозеро ($\varphi = 68.00^\circ$ с. ш., $\lambda = 35.02^\circ$ в. д.) и Горьковская ($\varphi = 60.27^\circ$ с. ш., $\lambda = 29.38^\circ$ в. д.). Сравнивая поведение возмущения $foF2$, полученного по модели ГСМ ТИП, с результатами по модели IRTAM, можно отметить, что в целом они согласуются. Главная фаза геомагнитной бури приводит к существенному дневному положительному возмущению в $foF2$ в рассматриваемом Западно-Российском секторе, которое сменяется сильным отрицательным возмущением в $foF2$. Что повторяется в результатах расчетов модели ГСМ ТИП. Следует отметить, что ночные положительные возмущения в $foF2$ формируются в районе $65-75^\circ$ с. ш.

Для рассматриваемого в исследовании момента времени ($\sim 00:00$ UT) в высокоширотной области было получено качественное и количественное согласие ионосферного отклика на геомагнитную бурю [Klimenko et al., 2018]. Внезапное начало геомагнитной бури приходится на момент времени ~ 05 UT 17 марта, с последующим падением Dst индекса до -223 нТ приблизительно в 23 UT. Поэтому время 0:02 UT 17 марта было выбрано нами в качестве спокойных условий, соответственно время 0:02 UT 18 марта и 19 марта – в качестве возмущенных условий.

Мы исследовали влияние магнитного поля Земли на распространение коротких радиоволн. По этой причине рассматривалось распространение только обыкновенной моды волны, так как в отсутствие магнитного поля расщепление на компоненты волновой моды отсутствует.

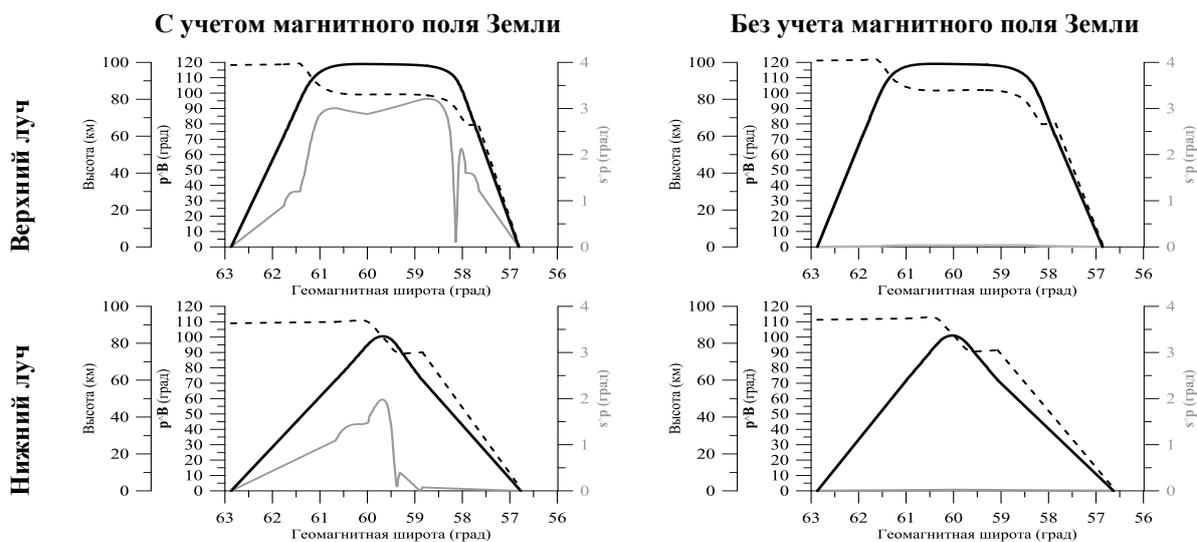


Рисунок 2. Поведение угла $\theta = \mathbf{p}^{\mathbf{V}}$ между векторами импульса и индукции геомагнитного поля (черные пунктирные кривые, ось ординат слева) и угла $\zeta = \mathbf{s}^{\mathbf{p}}$ между лучевым вектором и вектором импульса (серые кривые, ось ординат справа) вдоль лучевой траектории (сплошные черные кривые, вспомогательная ось ординат слева).

Результаты

Результаты расчетов, полученные при использовании модели ГСМ ТИП в качестве среды распространения радиоволн, показаны на рис. 2 и 3. На рис. 2 показано поведение углов между лучевым вектором, \mathbf{s} , и вектором импульса, \mathbf{p} , а также между \mathbf{p} и внешним геомагнитным полем \mathbf{V} для верхних и нижних лучей при распространении в изотропной и анизотропной среде. В целом результаты повторяют результаты, полученные в [Котова и др., 2016; Kotova et al., 2017]: при распространении в анизотропной среде наблюдается усиление неоднородности волны по мере погружения в ионосферный слой, а затем ее ослабление в окрестности точки поворота. Точка поворота лучевой траектории находится по трассе несколько дальше и преломление (или отражение) луча происходит позже по сравнению с распространением в изотропной среде, где угол $\zeta = \mathbf{s}^{\mathbf{p}}$ равен нулю (т.к. $\mathbf{s} = \mathbf{p}$). Наблюдается изменение длины оптического пути. Получено, что для верхнего луча

неоднородность волны развивается сильнее, что связано с погружением в слой с большим значением электронной плотности. Поведение угла $\theta = \rho \cdot V$ в случае распространения в изотропной среде аналогично распространению в анизотропной среде. Для аналогичных расчетов наблюдается незначительное увеличение угла θ в расчетах без учета магнитного поля Земли.

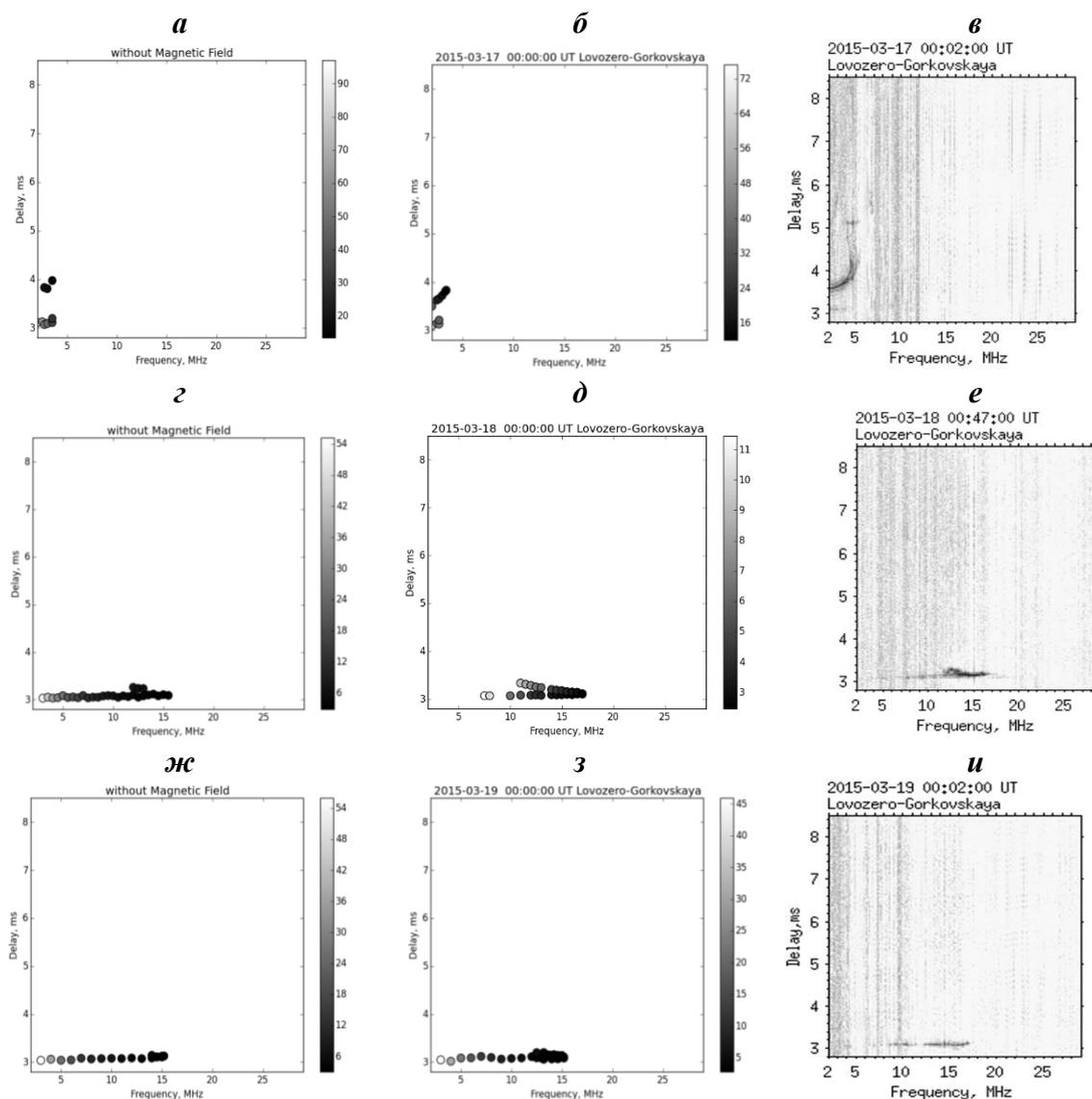


Рисунок 3. Модельные (*а, б, з, д, ж, з*) и экспериментальные (*в, е, и*) ионограммы наклонного зондирования на высокоширотной трассе Ловозеро-Горьковская в момент времени 00:02 UT 17 марта 2015 г. (*а, б, в*), 18 марта 2015 года (*з, д, е*) и 19 марта 2015 года (*ж, з, и*). На панелях (*б, д, з*) и (*а, з, ж*) представлены результаты, полученные с учетом и без учета магнитного поля соответственно. Черно-белой шкалой на модельных ионограммах показано поглощение сигнала в дБ.

На рис. 3 представлено сравнение экспериментальных и модельных ионограмм наклонного зондирования, полученных с учетом и без учета магнитного поля Земли. Расчет интегрального поглощения радиоволны позволил построить модельные ионограммы с учетом ослабления сигнала при распространении в среде. В спокойных условиях мы наблюдаем отражение от слоев *E* и *F*. Наблюдаемая максимальная применимая частота (МПЧ) достигает 5 МГц (рис. 3в), тогда как значение модельной МПЧ не превышает 3.5 МГц (рис. 3б). МПЧ *E*-слоя в случае учета магнитного поля уменьшается на 1 МГц по сравнению с изотропным случаем. Во время главной фазы геомагнитной бури 18 марта происходит сильное поглощение сигнала в 00:02 UT. Экспериментальная ионограмма практически не заметна. Поэтому здесь приводится ионограмма для момента времени 0:47 UT, на которой отчетливо видна МПЧ *Es*-слоя. Во время бури возникает сильный *Es*-слой, который поглощает радиосигнал, поэтому мы не наблюдаем отражения от *F*-области. Можно отметить, что до 7 МГц сигнал отсутствует как в эксперименте, так и в результатах модельных расчетов. Моделируемая

МПЧ при учете магнитного поля Земли соответствует наблюдаемой. В случае изотропии МПЧ *E_s*-слоя меньше на 1.5 МГц. 19 марта след на модельной ионограмме, полученный от отражения верхних лучей, меньше, чем для 18 марта, и повторяет результат, полученный в эксперименте. Задержки сигналов и, как следствие, высоты ионосферных слоев согласуются в модельных и экспериментальных результатах.

При равной частоте волны длина оптического пути для расчетов, проводимых в изотропной среде, меньше, чем в случае анизотропии. Для изотропного случая след на ионограмме, полученный при отражении верхних лучей от ионосферы, менее крут и ближе располагается к следу, полученному от нижних лучей. Можно отметить, что затухание сигнала в изотропной среде больше, чем при анизотропии.

Полученное согласие между модельными и экспериментальными ионограммами подтверждает, что модель ГСМ ТИП воспроизводит высокоширотный ионосферный отклик на геомагнитную бурю 17 марта 2015 г.

Заключение

Модельные ионограммы, полученные при использовании модели ГСМ ТИП (с учетом высыпания авроральных частиц по эмпирической модели ПГИ) и модели распространения радиоволн, хорошо воспроизвели наблюдаемые высокоширотные ионограммы наклонного зондирования в период геомагнитной бури 17-19 марта 2015. Это показало, что модель ГСМ ТИП можно использовать как среду распространения радиоволн в возмущенных условиях. Исследование влияния магнитного поля Земли показало, что распространение в изотропной среде приводит к уменьшению оптической длины пути. Это приводит к изменению угла наклона следа на наклонной ионограмме, полученной при отражении верхних лучей от ионосферы. Отмечено увеличение затухания в случае распространения в изотропной среде. Кроме того, изотропия может привести к изменению МПЧ порядка 30%.

Благодарности. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда проект №17-77-20009 (комплекс по построению ионограмм и влияние магнитного поля исследования) и программы повышения конкурентоспособности «5-100» БФУ им. И. Канта (анализ данных ионозонда и E-слой исследования), работа Благовещенского Д. В. выполнялась при поддержке гранта РФФИ № 18-05-00343.

Список литературы

- Котова Д.С. Алгоритм трехмерной «пристрелки» на основе численной модели распространения коротких радиоволн в ионосфере // *Physics of Auroral Phenomena*. Т. 41. 2018.
- Котова Д.С., Клименко М.В., Клименко В.В., Захаров В.Е. Исследование влияния магнитного поля на высокоширотные КВ трассы во время геомагнитной бури // *Physics of Auroral Phenomena*. Т. 39. №1 (40). С. 119-123. 2016.
- Blagoveshchensky D.V., Maltseva O.A., Anishin M.M., Sergeeva M.A., Rogov D.D. Impact of the magnetic superstorm on March 17-19, 2015 on subpolar HF radio paths: experiment and modeling // *Adv. Space Res.* Vol. 58(6). P. 835-846. doi: 10.1016/j.asr.2016.05.027. 2016.
- Dmitriev A.V., Suvorova A.V., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Ratovsky K.G., Rakhmatulin R.A., Parkhomov V.A. Predictable and unpredictable ionospheric disturbances during St. Patrick's Day magnetic storms of 2013 and 2015 and on 8-9 March 2008 // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* Vol. 122(2). P. 2398-2423. doi: 10.1002/2016JA023260. 2017.
- Karpachev A.T., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Pustovalova L.V. Empirical model of the main ionospheric trough for nighttime/winter conditions // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* Vol. 146. P. 149-159, doi:10.1016/j.jastp.2016.05.008. 2016.
- Klimenko M.V., Klimenko V.V., Despirak I.V., Zakharenkova I.E., Kozelov B.V., Cherniakov S.M., Andreeva E.S., Tereshchenko E.D., Vesnin A.M., Korenkova N.A., Gomonov A.D., Vasiliev E.B., Ratovsky K.G. Disturbances of the thermosphere-ionosphere-plasmasphere system and auroral electrojet at 30° E longitude during the St. Patrick's Day geomagnetic storm on 17-23 March 2015 // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* doi:10.1016/j.jastp.2017.12.017. 2018.
- Kotova D.S., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharov V.E. Numerical simulation of the influence of the May 2-3, 2010 geomagnetic storm on HF radio-wave propagation in the ionosphere // *Radiophysics and Quantum Electronics*. Vol. 57(7). P. 467-477, doi: 10.1007/s11141-014-9529-2. 2014.
- Kotova D.S., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharov V.E., Ratovsky K.G., Nosikov I.A., Zhao B. Using IRI and GSM TIP model results as environment for HF radio wave propagation model during the geomagnetic storm occurred on September 26-29, 2011 // *Adv. Space Res.* Vol. 56(9). P. 2012-2029. doi: 10.1016/j.asr.2015.05.009. 2015.
- Kotova D.S., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Zakharov V.E. Influence of Geomagnetic Storms of September 26-30, 2011, on the Ionosphere and HF Radiowave Propagation. II. Radiowave Propagation // *Geom. Aeron.* Vol. 57, P. 288-300. 2017.
- Namgaladze A.A., Korenkov Yu.N., Klimenko V.V., Karpov I.V., Bessarab F.S., Surotkin V.A., Glushchenko T.A., Naumova N.M. Global model of the thermosphere-ionosphere-protonosphere system // *PAGEOPH*. Vol. 127 (2/3). P. 219-254. 1988.
- Oinats A.V., Ratovsky K.G., Kotovich G.V. Comparison of the Irkutsk Digisonde data with the IRI model predictions for quiet and disturbed geomagnetic conditions in 2003 and 2004 // *Proceedings of XXVII GA URSI*. New Delhi, India. 2005. [http://www.ursi.org/Proceedings/ProcGA05/pdf/G03.10\(0102\).pdf](http://www.ursi.org/Proceedings/ProcGA05/pdf/G03.10(0102).pdf)
- Vorobjev V.G., Yagodka O.I. Empirical model of auroral precipitation power during substorms // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* Vol. 70. P. 654-662. 2008.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.135-138

ВОЗМУЩЕНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НАД ТАЙФУНОМ VONGFONG 2014 г. ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВ SWARM

В.А. Мартинес-Беденко¹, В.А. Пилипенко^{1,2}, В.И. Захаров³

¹Институт физики Земли РАН, г. Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

³МГУ им. Ломоносова, г. Москва, Россия

Аннотация. Сильные метеорологические возмущения в атмосфере, сопровождающиеся генерацией акустико-гравитационных волн и турбулентности, могут оказывать влияние на плазму ионосферы и геомагнитное поле. Для поиска этих эффектов мы проанализировали данные электромагнитных и плазменных измерений на низкоорбитальных спутниках SWARM во время пролетов над интенсивной фазой тайфуна VongFong 2014 г. Зарегистрировано наличие в верхней ионосфере "магнитной ряби" - флуктуаций малой амплитуды (0.5-1.5 нТл) с преобладающим периодом 5-10 с, вызванных мелкомасштабными продольными токами. Эти токи, по-видимому, генерируются акустическими волнами в нижней ионосфере.

Введение

Геофизические процессы с большим выделением энергии в литосфере (землетрясения), атмосфере (тайфуны, ураганы), магнитосфере (магнитные бури и суббури) захватывают все геофизические оболочки. Сильные метеорологические возмущения, сопровождающиеся генерацией акустико-гравитационных волн (АГВ) и турбулентности в атмосфере, могут оказывать влияние и на ионосферу. Ионосферный отклик на тайфуны был обнаружен с помощью радиофизических методов мониторинга ионосферы: наблюдений доплеровского сдвига частоты радиосигналов [Xiao et al., 2007], фазовые наблюдения на СДВ радиотрассах [Rozhnoi et al., 2014], измерения полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы до сигналам спутниковой навигационной системы GPS [Polyakova and Perevalova, 2013].

Возможный канал воздействия атмосферных процессов на возмущения ионосферной плазмы и электромагнитные поля связан с турбулентными движениями нейтральной компоненты в нижней ионосфере [Pokhotelov et al., 1995]. Увлечение заряженных частиц движениями нейтральной компоненты ионосферы приводит к локальной генерации электрических токов и возмущений плотности плазмы. Возбуждаемая в E-слое токовая система включает продольные токи, которые переносят возмущение в верхнюю ионосферу [Surkov et al., 2004; Zettergren and Snively, 2015]. Исходя из этих представлений, можно ожидать повышения уровня электромагнитных шумов и плазменной турбулентности над тайфунами и ураганами, которое можно было бы зарегистрировать на низкоорбитальных спутниках [Исаев и др., 2010].

Благодаря высокой чувствительности магнитометров на борту последнего поколения низкоорбитальных спутников, удалось обнаружить эффекты генерации магнитных возмущений, вызванных воздействием АГВ на проводящую ионосферную плазму. Локальные всплески магнитных флуктуаций, регистрируемые на средних широтах на ночной стороне, могут быть следствием продольных токов, генерируемых среднемасштабными перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ) [Park et al., 2015]. По данным спутника CHAMP (~500 км), Nakanishi et al. [2014] обнаружили наличие "магнитной ряби" на средних и низких широтах - флуктуаций с малой амплитудой (от 1 до 5 нТ), перпендикулярных геомагнитному основному полю, с характерным периодом около нескольких десятков секунд. Эти флуктуации малой амплитуды отличаются от регистрируемых на низкоорбитальных спутниках Pc2-3 пульсаций тем, что наблюдаются в любое местное время, но их амплитуды днем в ~3 раза больше, чем ночью. Их появление и амплитуды не зависят от параметров солнечного ветра и от геомагнитной активности. Авторы полагают, что наблюдаемые магнитные флуктуации обусловлены пространственной структурой продольных токов от ионосферного динамо, возбуждаемого АГВ, распространяющимися от нижней атмосферы до ионосферы. Спутники SWARM (~500 км) подтвердили наличие в верхней ионосфере на средних и низких широтах "магнитной ряби" малой амплитуды (0.1-5 нТл) [Aoyama et al., 2017]. Статистический анализ 54 тайфунов показал, что средние амплитуды этих магнитных флуктуаций во время активности тайфуна больше, чем при спокойных метеороусловиях. Используя данные спутников SWARM, Iyemori et al. [2015] подтвердили, что "магнитная рябь" представляет собой пространственную структуру из мелкомасштабных продольных токов. По их оценкам основной период волны попадает в диапазон акустических волн.

Однако достоверность обнаруженных эффектов оставляет некоторые сомнения, т.к. пролет спутника в нужном месте в благоприятный период (слабая геомагнитная возмущенность, отсутствие плазменных

пузырей, ...) является крайне редким событием. В данной работе мы приведем дополнительные свидетельства метеорологического воздействия на ионосферу и геомагнитное поле по данным электромагнитных измерений на спутниках SWARM во время пролетов над тайфуном VongFong 2014 г.

Данные и их анализ

Спутниковый проект Swarm состоит из трех идентичных аппаратов (А, В и С), работающих на двух разных полярных орбитах: С и А разнесенных на расстояние $\sim 1.4^\circ$ по долготе на высоте ~ 470 км, в то время как орбита В проходит на высоте ~ 510 км (<https://earth.esa.int/web/guest/swarm>). В этом исследовании используются данные измерений вектора магнитного поля с частотой 50 Гц. Данные по регистрации магнитного поля были пересчитаны в локальную систему координат, ориентированную вдоль текущего магнитного поля В. Также на аппаратах SWARM велась регистрация плотности плазмы (с частотой опроса 2 Гц) лэнгмюровскими зондами.

В центре тайфуна образуется цилиндрическая область с диаметром около 30 км - "глаз" тайфуна, где скорость ветра и давление минимальны. Вокруг расположена стена глаза - цилиндр с радиусом ~ 75 км, в которой скорость ветра достигает максимальных значений (до ~ 100 м/с). К периферии тайфуна скорость ветра уменьшается, доходя до ~ 15 м/с на расстоянии 500-1000 км от его центра.

Данные о траекториях тропических тайфунов получены из базы данных информационной технологической компании Unisys (<https://weather.unisys.com/hurricane>). Эти данные состоят из позиций "глаза" тайфуна и скорости ветра (или интенсивности) в течение жизненного цикла тайфуна. Положение центра тайфуна дается с периодичностью 3 ч. Кроме того, использованы космические снимки в видимом канале камерой MODIS (Aqua Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) из Годдардовского Центра Космических Полетов НАСА (<https://ladsweb.modaps.eosdis.nasa.gov>). По траекторным расчетам определены моменты пролета спутника вблизи тайфуна. В данных по магнитному полю удалялся тренд с критическим периодом 30 с. Значения плотности Ne вдоль орбиты приводятся без вычтенного среднего значения $\langle Ne \rangle$ за анализируемый интервал.

Результаты анализа

Рассмотрен тайфун VongFong, двигавшийся от экватора к Японии в западной части Тихого океана в октябре 2014 г. Тайфун развился в приэкваториальной части Тихого океана с 02 до 14 октября 2014 г. Скорость ветра в максимуме составляла почти 80 м/сек. Геомагнитная обстановка во время жизни тайфуна была спокойной: планетарный индекс $Kp < 4$, а величина индекса $|Dst| < 15$ нТ.

Хотя за время существования тайфуна было довольно много случаев пролета спутников вблизи тайфуна, не все из них пригодны для поиска возможных эффектов. На приэкваториальных широтах существует такое характерное явление как экваториальная аномалия - резкие возрастания плотности ионосферной плазмы симметрично по обе стороны от геомагнитного экватора. Также на приэкваториальных широтах регулярно наблюдаются плазменные пузыри [Park et al., 2009] и F-рассеяние [Stolle et al., 2006]. Эти плазменные образования зачастую сопровождаются усилением магнитных флуктуаций. Поэтому измерения непосредственно вблизи геомагнитного экватора (отмечен на карте точечной линией) не рассматривались. С другой стороны, на более высоких, средних широтах интенсивность тайфуна уже значительно убывает. Поэтому для выделения эффектов тайфуна в ионосфере мы рассматривали промежуточные низкие широты.

В период 01:18-01:23 UT 08 окт. 2014 (день 282), оба спутника SWARM-A и -С проходили непосредственно над тайфуном в дневное время (LT \sim 10). Вертикальная проекция орбит спутников

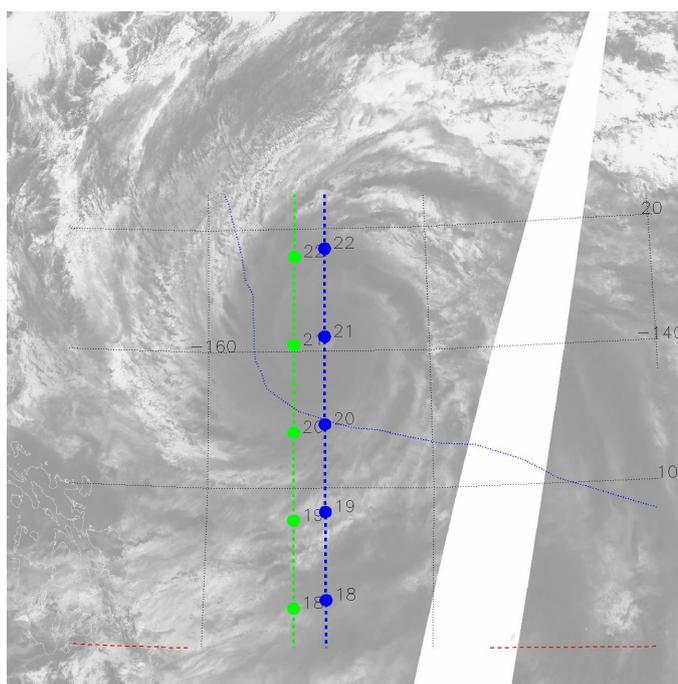


Рисунок 1. Пролет спутников SWARM-A (зеленая линия) и -С (синяя линия) над тайфуном 2014/10/08, 01:15-01:25 UT. Штриховая красная линия обозначает геомагнитный (dip) экватор. Точечная линия показывает траекторию тайфуна по данным портала Unisys.

относительно общей метеорологической картины тайфуна показана на рис. 1. Над "глазом" тайфуна спутники проходили в 01:20.30 UT.

При нахождении над тайфуном, оба спутника зарегистрировали магнитные флуктуации с амплитудами (peak-to-peak) $X \sim 1.5$ nT, $Y \sim 0.5$ nT (рис. 2). Преобладающие периоды флуктуаций 5-10 сек. Флуктуации были чисто поперечные, компонента возмущения вдоль геомагнитного поля отсутствовала $Z \sim 0$. Отсутствие возмущения по Z-компоненте указывает на то, что магнитные флуктуации вызваны продольными токами.

Также на SWARM-A и -C зарегистрирован "пузырь" плазмы с амплитудой $n \sim 8 \cdot 10^4$ м⁻³ на фоне ионосферной плотности $\langle n_e \rangle = (1.0-2.5) \cdot 10^6$ м⁻³ (рис. 2, нижняя панель). Таким образом, относительная величина возмущения плазмы $\sim (3-8)\%$. Временная протяженность пузыря ~ 80 с, что соответствует масштабу пространственной структуры ~ 560 км. Магнитные флуктуации не приурочены к градиентам пузыря, а расплзлись на значительно большее расстояние.

Аналогичная картина плазменных и магнитных возмущений наблюдалась и при других пролетах над тайфуном.

Обсуждение результатов

Рассмотренное явление является одним из частных случаев многоэтапного обмена энергией между волнами и турбулентностью нейтральной атмосферы и возмущениями плазмы ионосферы и магнитного поля. На первом этапе АГВ, генерируемые интенсивными ветрами тайфуна распространяются до ионосферных высот. Благодаря стратификации атмосферы амплитуда АГВ увеличивается с высотой. Область воздействия на ионосферу за счет расхождения волнового фронта оказывается шире, чем характерный размер тайфуна. Низкочастотная часть АГВ ($T > 10$ мин) - внутренние гравитационные волны распространяются вплоть до верхней ионосферы (F-слой), где они вызывают модуляцию плотности ионосферной плазмы.

Высокочастотная часть АГВ - инфразвуковые акустические волны может возбуждаться как ветрами, так и грозовой активностью в области тайфуна. Акустические волны с высокими частотами (> 10 мГц) поглощаются в верхней атмосфере и могут отражаться от резких вертикальных градиентов температуры. Проводящего слоя ионосферы (E-слой), как правило, могут достигать акустические волны с частотами 3-5 мГц [Zettergren and Snively, 2015]. Эти акустические волны генерируют электрические поля и токи. Система генерируемых токов дивергентная, и струи продольного тока вытекают из E-слоя в верхнюю ионосферу, где и могут быть зарегистрированы спутником как флуктуации геомагнитного поля. Возможный минимальный поперечный масштаб возмущения определяется диффузионным расплыванием.

Зарегистрированные над тайфуном магнитные флуктуации по своим свойствам во многом аналогичны магнитной "ряби", обнаруженной на CHAMP и SWARM [Nakanishi et al., 2014; Aoyama et al., 2017]. Магнитные флуктуации являются результатом генерации продольных токов в E-слое ионосферы под воздействием инфразвуковых колебаний, излучаемых тайфуном. Преобладающий период ~ 10 сек соответствует поперечному масштабу колебаний порядка ~ 70 км. Пространственный масштаб акустической волны $L \sim V_s/f \sim 50$ км, при скорости звука $V_s \sim 0.2$ км/с и частоте $f \sim 4$ мГц. Пролет спутника с $V \sim 7.5$ км/с через такую пространственную структуру даст флуктуации с периодом ~ 7 с, попадающим в диапазон наблюдаемых

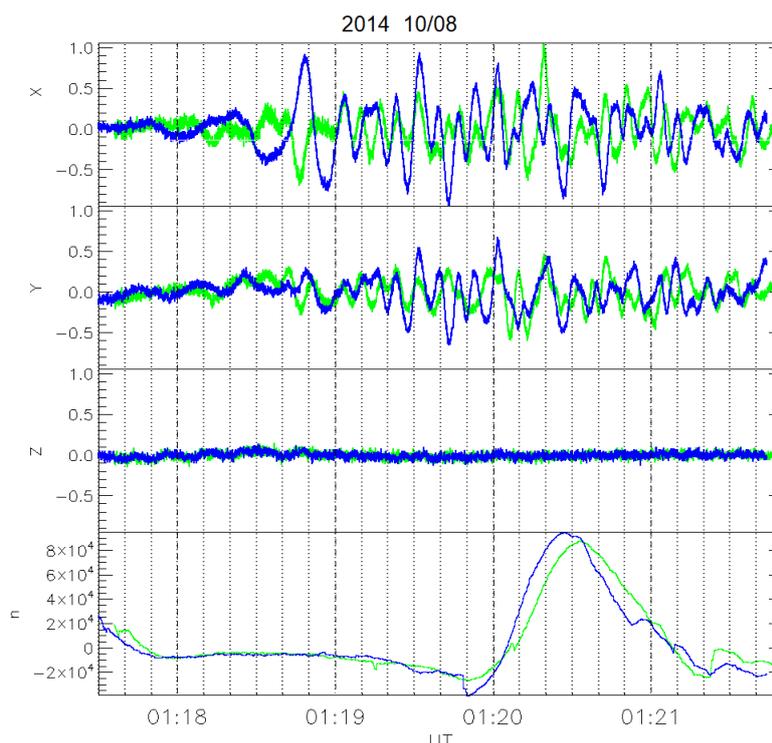


Рисунок 2. Вариации геомагнитного поля (компоненты X, Y, Z в системе координат ориентированной по текущему **B**), и отклонения плотности плазмы n от среднего значения (нижняя панель), зарегистрированные спутниками SWARM A (зеленая линия) и C (синяя линия) 2014/10/08, 01:15-01:25 UT. Временные метки - каждые 10 сек.

периодов магнитных флуктуаций. Для флуктуаций с амплитудой ~ 1 нТл, в поле $B_0=10^4$ нТл, и поперечном масштабе 50 км, сопутствующая плотность продольного тока в ионосфере должна быть $j\sim 0.02$ $\mu\text{A}/\text{m}^2$.

Плазменный пузырь является предположительно результатом воздействия внутренней гравитационной волны на ионосферу. Для спутника это возмущение является квазистатическим, время его наблюдения (в среднем порядка 1 мин) соответствует длине волны порядка нескольких сотен км.

Заключение

Анализ данных электромагнитных и плазменных измерений на низкоорбитальных спутниках SWARM во время пролетов над тайфуном VongFong 2014 г. на низких широтах выявил наличие в верхней ионосфере над тайфуном пятно "магнитной ряби" - флуктуаций малой амплитуды ~ 1 нТл с преобладающим периодом ~ 10 сек, вызванной мелкомасштабными продольными токами. Эти флуктуации возбуждаются предположительно инфразвуковыми волнами, излучаемыми тайфуном.

Благодарности. Данные SWARM предоставлены Европейским Космическим Агентством. Работа поддержана грантом РФФИ 18-05-00108 (ЗВИ) и госзаданием ИФЗ (МВА, ПВА).

Литература

- Исаев Н.В., и др. (2010) Возмущения верхней ионосферы, вызванные тайфунами, Геомагнетизм и аэрономия. 50, 253-264.
- Аояма Т., Т. Iyemori, K. Nakanishi (2017) Magnetic ripples observed by Swarm satellites and their enhancement during typhoon activity, *Earth, Planets and Space*, 69:89.
- Iyemori T., et al. (2015) Confirmation of existence of the small-scale field-aligned currents in middle and low latitudes and an estimate of time scale of their temporal variation, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 22–28.
- Nakanishi K., et al. (2014) Global and frequent appearance of small spatial scale field-aligned currents possibly driven by the lower atmospheric phenomena as observed by the CHAMP satellite in middle and low latitudes. *Earth Planets Space*, 66:40.
- Park J., et al. (2009) The characteristics of field-aligned currents associated with equatorial plasma bubbles as observed by the CHAMP satellite. *Ann. Geophys.* 27:2685–2697.
- Park J., et al. (2015) Nighttime magnetic field fluctuations in the topside ionosphere at midlatitudes and their relation to medium-scale traveling ionospheric disturbances: the spatial structure and scale sizes. *J. Geophys. Res.*, 120, 6818–6830.
- Pokhotelov O.A., Parrot M., Pilipenko V.A., et al. (1995) Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources, *Annales Geophysicae*, 13, 1197-1210.
- Polyakova A.S., Perevalova N.P. (2013) Comparative analysis of TEC disturbances over tropical cyclone zones in the North-West Pacific Ocean, *Adv. Space Res.*, 52, 1416–1426.
- Rozhnoi A., Solovieva M., Levin B. et al. (2014) Meteorological effects in the lower ionosphere as based on VLF/LF signal observations. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, 14, 2671–2679.
- Surkov V.V., Pokhotelov O.A., Parrot M., et al. (2004) Excitation of the ionospheric resonance cavity by neutral winds at middle latitudes, *Ann. Geophys.*, 22, 2877-2889.
- Stolle C., Lühr H., Rother M., Balasis G. (2006) Magnetic signatures of equatorial spread-F as observed by the CHAMP satellite. *J. Geophys. Res.*, 111, A02304. doi:10.1029/2005JA011184
- Xiao Z, et al. (2007) Morphological features of ionospheric response to typhoon. *J Geophys. Res.* 112, 1–5. doi:10.1029/2006JA011671.
- Zettergren M.D., Snively J.B. (2015) Ionospheric response to infrasonic-acoustic waves generated by natural hazard events. *J. Geophys. Res.*, 120, 8002–8024.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.139-142

ВЫДЕЛЕНИЕ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВАРИАЦИЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДАМИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Д.Б. Рождественский¹, В.А. Телегин², В.И. Рождественская²

¹Институт проблем управления РАН, г. Москва, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук, г. Москва, г. Троицк, Россия

Аннотация. Методы спектрального анализа и демодуляции сложного сигнала используются для прогноза наблюдаемых значений слоя F2. Получен прогноз суточного хода и высокочастотной составляющей критической частоты, которую особенно важно учитывать в летние месяцы для среднеширотной ионосферы.

Введение

В настоящее время, когда имеются уверенные знания о многолетних значениях ионосферных параметрах, стало понятно, что влияние на ионосферу магнитных бурь, нарушения радиосвязи и предвестники землетрясений надо искать в высокочастотных вариациях ионосферных составляющих. Для устойчивой радиосвязи необходимо синхронизировать приемо-передающие устройства с изменением критической частоты, так как время пропадания сигнала зависит от вариаций критической частоты, причем настраивать приемник необходимо по тому же закону, по которому меняется критическая частота, т.е. необходимо знать закон изменения f_oF2 во время функционирования канала связи или прогноз критической частоты f_oF2 на этот период времени. Эффективная полоса пропускания приемника задает пределы точности требуемого прогноза для поддержания устойчивой радиосвязи.

Пришло время исследования высокочастотных вариаций ионосферных процессов. Механизм обработки данных наблюдений для оценки высокочастотных и средних значений f_oF2 одинаков, различие заключается только в частоте дискретизации при измерениях, т.е. в интервале измерений. В работах [1-3] были изложены основные методы обработки и прогнозирования критической частоты f_oF2 , построенные на основе демодуляции сложного сигнала. Представление сложного процесса (вариаций критической частоты) в виде отдельных составляющих с последующим прогнозированием каждой позволяет повысить точность прогноза, так как узкополосный сигнал прогнозируется точнее. Естественно, что отдельные составляющие описывают конкретные процессы, им свойственные.

Методы прогноза

Известные многочисленные прогностические модели ионосферных параметров относятся в основном к среднегодовым, среднемесечным и среднесуточным значениям. Высокочастотные составляющие могут быть известны только из конкретных данных. Поэтому прогноз быстроменяющихся или высокочастотных во временной области составляющих является актуальной задачей для устойчивой радиосвязи.

Методы прогнозирования строятся на основе аппроксимации данных наблюдений и экстраполяции их в будущие моменты времени. Метод прогнозирования использует аппроксимацию разрывных функций и демодуляцию сложного сигнала. Предварительно данные наблюдений подвергаются фильтрации с выделением отдельных составляющих, например детерминированной и стохастической или шумовой. Детерминированная составляющая прогнозируется, а математическое ожидание шумовой составляющей приравнивается к нулю. Для первичной обработки данных выбраны фильтры исправленного непрерывного осреднения [3] и фильтры Чебышева второго рода, которые используются в радиотехнических устройствах с частотно-избирательными свойствами и в вычислительной практике как симметричные цифровые фильтры, осуществляющие взвешенное осреднение равноотстоящих отсчетов. Частотные характеристики фильтров Чебышева позволяют получать высокую степень подавления в полосе среза. Для расчета математического ожидания используют операцию скользящего среднего или медианы, которые вносят в исходный ряд искажения в виде постоянной составляющей. Чтобы избежать этого в настоящей работе используются фильтры Чебышева. Для анализа экспериментальных данных критической частоты f_oF2 , полученных на станции ИЗМИРАН был разработан комплекс программ, включающих алгоритмы цифровой фильтрации и спектрального анализа. Для анализа данных использованы методы спектрального анализа, позволяющие по

единой методике проводить выделение отдельных составляющих из данных критической частоты $foF2$. Разбиение процесса на отдельные частотные диапазоны позволяет упростить исследования отдельных процессов, протекающих в ионосфере и определить правила дальнейшей цифровой обработки с помощью численных методов. $f_{изм} = f_{сут} + f_{вс}$, где $f_{изм}$ - измеренное значение критической частоты, $f_{сут}$ - выделенное из измеренного значение суточного хода критической частоты, $f_{вс}$ - высокочастотная составляющая критической частоты. Максимальная частота диапазона определяет интервал дискретизации в данном диапазоне: $\Delta t = 1/2[f_{max}]$. Изменение интервала дискретизации осуществляется сжатием информации, которое возможно после низкочастотной фильтрации и введения коэффициента сжатия. На рис.1 представлено разделение суточной и высокочастотной составляющей для годовых данных 2014 г., состоящих из 35040 значений.

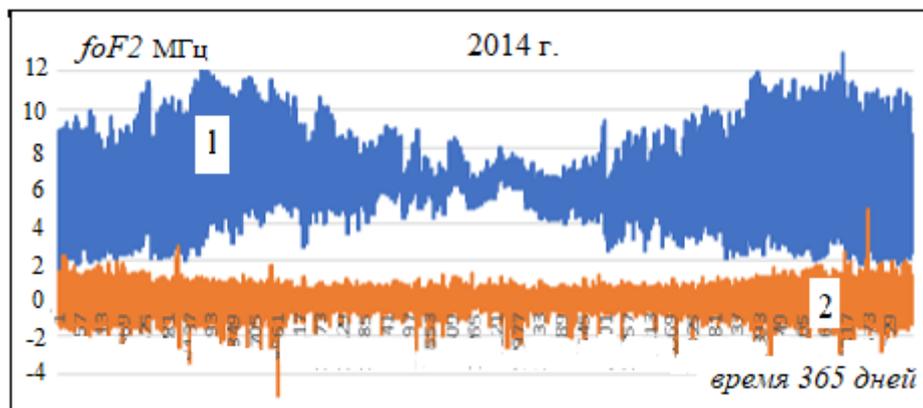


Рисунок 1. Разделение суточной и высокочастотной составляющей для годового хода вариаций критической частоты слоя F2 за 2014 г.: **1** – измеренные значения $foF2$, **2** - высокочастотная составляющая $f_{вс}$.

Видно, что амплитуда высокочастотной составляющей колеблется в пределах 2 МГц имеет неярко выраженный суточный ход. Учет высокочастотной составляющей при прогнозировании радиотрасс особенно важен в летние месяцы, когда вариации амплитуды высокочастотной составляющей превышают вариации суточного хода, что нетрудно видеть на рис. 1. Для реального процесса выделены области прогнозирования отдельных спектральных составляющих критических частот. В разностной составляющей $f_{вс}$ присутствуют составляющие с периодами от 30 мин (частота Найквиста) до 3-х часов. Составляющие суточного хода $f_{сут}$ имеют периоды от 3 до 24 часов. Интервал прогнозирования зависит от спектрального диапазона прогнозируемого процесса. Чем уже диапазон, тем больше интервал прогнозирования. Восстановление происходит на частотах не ниже частоты Найквиста f_n , т.е. не ниже $1/2\Delta t$. Если в процессе присутствуют частоты $f > 1/2\Delta t$, то при восстановлении такого процесса возникает мимикрия частот, которая приводит к искажениям процесса. Поэтому при проведении измерений интервал дискретизации должен быть как можно меньше. Прогнозирование радиотрасс в дециметровом диапазоне подразделяется на три категории – долгосрочное прогнозирование, краткосрочное и оперативное. Предлагаемый метод прогноза не требует привлечения стандартных ионосферных моделей исследуемого процесса. Напротив, он сам может стать основой эмпирической модели ионосферы для прогноза критической частоты в задачах КВ -радиосвязи на расстояниях до 3000 км. Преимуществом предлагаемого метода является использование в методе экстраполяции только экспериментальных данных. В работе [3] показано, что прогноз суточного хода на двое суток можно считать приемлемым. Метод экстраполяции предполагает дальнейшее совершенствование при краткосрочном прогнозировании. Для краткосрочного прогноза использование 15-ти минутных данных позволяют прогнозировать от 30-ти минут.

Прогнозирование высокочастотных составляющих

Высокочастотная составляющая критической частоты может быть отнесена к возмущенной части ионосферы, связанной с солнечным воздействием. Наиболее ярко возмущения проявляются в дневное время, начиная с восхода. Эти высокочастотные вариации имеют суточный и сезонный ход. Здесь и ниже отсчеты ведутся от нуля часов первого января 2014 года с шагом 15 мин. На рис. 2 представлен прогноз выделенной отдельно высокочастотной составляющей для 3-4 января 2014 г. В выбранном для прогнозирования ряде

просматривается суточная вариация высокочастотной составляющей, а в прогнозируемом ряде эта вариация практически неразличима. В предрассветные часы происходит резкое увеличение частоты $foF2$, которое в течение дня постепенно уменьшается к ночи в спокойных условиях среднеширотной ионосферы.

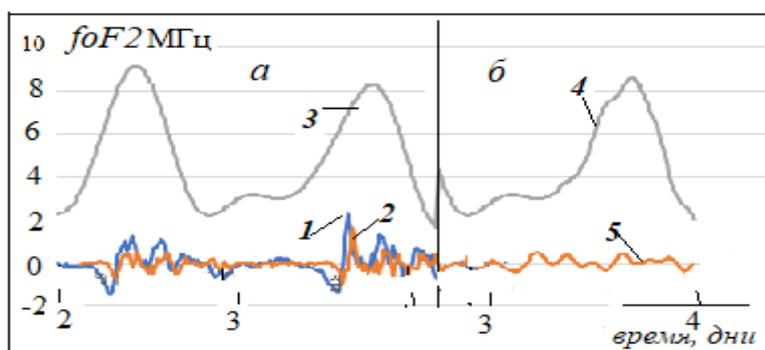


Рисунок 2. Прогноз суточного хода с учетом экстраполяции $f_{\text{вс}}$: кривая 1 – значения $f_{\text{вс}}$ - разности $f_{\text{изм}} - f_{\text{сут}}$, кривая 2 – сглаженные значения $f_{\text{вс}}$, подготовленные для экстраполяции, 3 – прогноз $f_{\text{сут}}$, 4 – прогнозируемые значения $foF2$ с учетом $f_{\text{вс}}$, 5 – прогноз высокочастотной составляющей $f_{\text{вс}}$.

Из рис. 2 видно, что учет $f_{\text{вс}}$ высокочастотной составляющей изменяет вид суточного хода. На рис. 3 приведены примеры экстраполяции суточного хода значений $foF2$ для разных дней и сезонов в 2014 г. с учетом высокочастотной составляющей. Горизонтальная прямая на оси абсцисс означает число отсчетов.

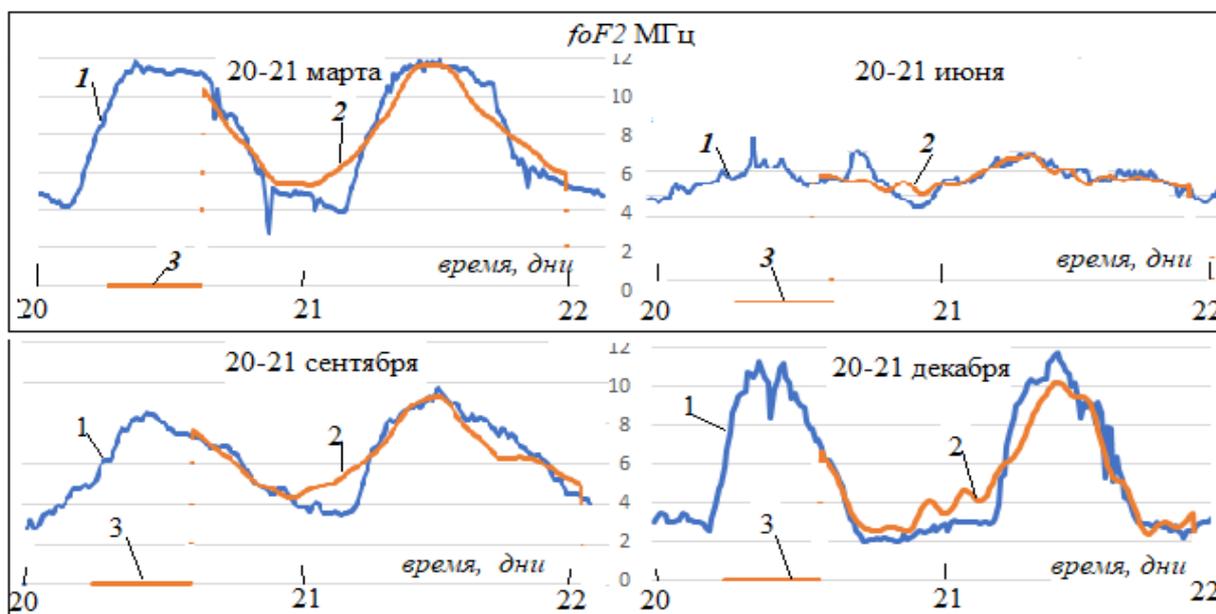


Рисунок 3. Примеры экстраполяции суточного хода значений $foF2$ для сезонов в 2014 г. с учетом высокочастотной составляющей. Как и в предыдущих рис. 1- коррективные значения $f_{\text{изм}}$, 2 - прогноз значений $foF2$, 3 – интервал отсчетов, выбранный для прогноза.

Из приведенных на рис. 3 кривых видно, что наибольшие отклонения прогнозируемых и измеренных данных наблюдаются в предрассветные часы, когда происходит резкое изменение критической частоты за короткое время, однако такие же резкие изменения значений в прогнозе прослеживаются в вечерние часы. В летнее время суточный ход высокочастотной составляющей практически отсутствует в отличие от зимнего, где он выражен ярко. Величина высокочастотной составляющей сравнима с величиной суточного хода и при прогнозе этой составляющей пренебрегать нельзя. Приведенные примеры свидетельствуют о

принципиальной возможности осуществления прогноза критической частоты с помощью метода спектрального анализа и демодуляции сложного сигнала. Вопрос точности экстраполяции требует дальнейшего исследования, однако можно предположить, что прогноз высокочастотной составляющей более точен для зимних сезонов.

Заключение

Разделение суточной и высокочастотной составляющей, получено с помощью комплекса программ, созданных на основе анализа сложного сигнала показало, что интервал прогнозирования зависит от спектрального диапазона прогнозируемого процесса - чем уже диапазон, тем больше интервал прогнозирования, и определяется периодом прогнозируемой составляющей. Амплитуда высокочастотной составляющей для среднеширотной ионосферы существенно меньше амплитуды критической частоты f_oF_2 , как правило не превышает 0.5 МГц. В высокочастотной составляющей присутствуют составляющие с периодами от 30 мин (частота Найквиста) до 3-х часов. Составляющие суточного хода имеют периоды от 3 до 24 часов. При прогнозировании высокочастотной составляющей выбираем интервал прогнозирования равный получасу. Расчеты показывают, что приемлемые значения прогноза высокочастотной составляющей критической частоты могут быть получены в интервале от 0,5 до 5 часов. Выбранный метод экстраполяции положен в основу эмпирической модели ионосферы для прогноза критической частоты в задачах КВ радиосвязи на расстояниях до 3000 км.

Литература

1. Рождественский Д.Б., Телегин В.А., Рождественская В.И. Методы цифровой фильтрации для обработки результатов ионосферных наблюдений // "Physics of Auroral Phenomena" Proc.XXXVIII Annual Seminar, Apatity, p. 149-152, 2015
2. Рождественский Д.Б., Телегин В.А. Метод прогнозирования дискретных наблюдений // "Physics of Auroral Phenomena" Proc.XXXVIII Annual Seminar, Apatity, p.153-156, 2015
3. Рождественский Д.Б., Телегин В.А., Рождественская В.И. Выделение долгопериодных вариаций среднеширотной ионосферы фильтрами Чебышева // "Physics of Auroral Phenomena" Proc.XL Annual Seminar, Apatity, p.128-130, 2017

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.143-145

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ НАПРАВЛЕНИЕМ ДРЕЙФА И ОРИЕНТАЦИЕЙ ПОПЕРЕЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ИОНОСФЕРЕ НАД МОСКВОЙ

Н.Ю. Романова¹, В.А. Панченко², В.А. Телегин²

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

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, Россия

Аннотация. Проведено численное сравнение экспериментальных данных, полученных в F-области ионосферы над Московским регионом. Используются данные, полученные в январе 2015 года. Сравнение проводилось между направлением дрейфа (ионозонд DPS-4, установленный в ИЗМИРАН), и ориентацией поперечной анизотропии мелкомасштабных (несколько сот метров) неоднородностей электронной плотности (радиотомографический приемник, созданный в Полярном геофизическом институте, установленный в МГУ). Получено хорошее согласие между экспериментальными данными. В ряде случаев различные значения ориентации поперечной анизотропии соответствовали изменению в направлении дрейфа.

Введение

Методом радиозондирования и последующей математической обработки радиосигнала [1], разработанными в Полярном геофизическом институте, можно исследовать мелкомасштабные неоднородности электронной плотности в F-области ионосферы с пространственными размерами от нескольких сотен метров до нескольких километров поперёк магнитного поля. Неоднородности анизотропны, 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). Соотношение осей: $\alpha > \beta$. При различных геофизических условиях поперечная анизотропия (ось β) как в высоких широтах [2], так и в средних [3] имеет различную ориентацию (угол Ψ_A) относительно направления на географический север. В работах [2, 3] показано, что причиной поперечной анизотропии неоднородностей (а следовательно, различной ориентацией поперечной анизотропии Ψ_A) в первом случае был дрейф плазмы $E \times B$, во втором случае – горизонтальный нейтральный ветер.

В данной работе исследуются мелкомасштабные неоднородности в F-области ионосферы над г. Москва. Экспериментальные данные об ориентации поперечной анизотропии Ψ_A будут сопоставлены с направлением дрейфа Ψ_D крупномасштабных неоднородностей по данным ионозонда DPS-4, полученными в ближайшее время.

Наблюдения

В период января 2015 г. было рассмотрено 13 случаев, когда, с одной стороны, можно было определить параметры мелкомасштабных неоднородностей α , β и Ψ_A и, с другой стороны, можно было определить направление и скорость дрейфа крупномасштабных неоднородностей.

Опишем кратко суть метода 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. 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. 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.

Опишем кратко суть метода определения параметров мелкомасштабных неоднородностей (подробно метод описан в работе [1]). 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 в участке наибольшей концентрации неоднородностей искаженный радиосигнал имеет вид максимума, в несколько раз превышающий уровень фона. Это означает, что в области пространства, занимаемой максимумом, можно определить пространственные параметры неоднородностей: α , β и Ψ_A . Их можно определить, если аппроксимировать экспериментальный максимум аналогичным теоретическим максимумом – моделью мелкомасштабных неоднородностей. Аппроксимация происходит путем подбора численных значений α , β и Ψ_A . Ширина теоретического максимума зависит от величин α и β . Пространственное положение теоретического максимума зависит от величины Ψ_A и в большинстве случаев определяется с точностью 2-3°. Продемонстрируем метод определения параметров α , β и Ψ_A наглядно, где будет также показано, что ориентация поперечной анизотропии Ψ_A коррелирует с направлением дрейфа Ψ_D в различных геофизических ситуациях: при стационарном и нестационарном направлении дрейфа.

Рассмотрим ситуацию, когда направление дрейфа было стационарным во время каждого из двух спутниковых сеансов, временной интервал между которыми составил около 20 минут (рис. 1 а,б). Такие спутниковые сеансы считаются «близкими», они удобны для демонстрации быстротекущих процессов в ионосфере, например, изменение или неизменность направления дрейфа.

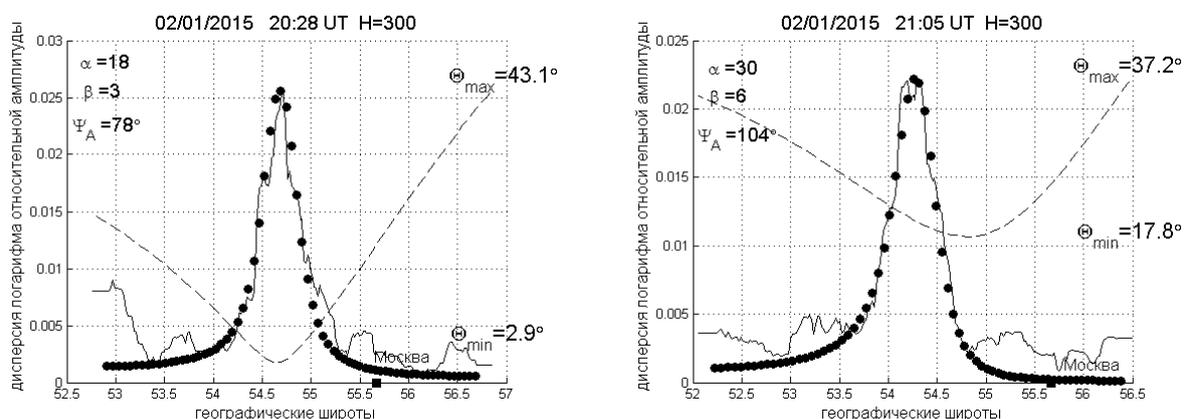


Рисунок 1. Экспериментальные графики дисперсии логарифма относительной амплитуды спутникового сигнала (*тонкая кривая*), в которых присутствует только один изолированный максимум. Аппроксимация теоретическим максимумом (*черные кружки*) каждого экспериментального максимума позволяет определить параметры неоднородностей (в левом верхнем углу каждого рисунка). Пунктиром показан график углов спутника с магнитным полем относительно наблюдателя в Москве.

В каждом экспериментальном графике присутствует единичный максимум, превышающий уровень фона в несколько раз, что свидетельствует о присутствии мелкомасштабных неоднородностей в пространственной области, охватываемой максимумом. В спутниковом сеансе с началом в 20:28 UT $\Psi_A = 78^\circ$, а в сеансе с началом в 21:05 UT $\Psi_A = 104^\circ$. Поскольку β – ось поперечной анизотропии (как мы писали в введении), то при необходимости к текущим значениям можно прибавить 180°. Поэтому для рис. 1а $\Psi_A = 258^\circ$, а для рис. 1б $\Psi_A = 284^\circ$. Очевидно, что ориентация поперечной анизотропии Ψ_A изменилась на несколько десятков градусов, чему должно быть объяснение. Сопоставление с направлением дрейфа, полученном ионозондом DPS-4 в аналогичные моменты времени, показало, что направление дрейфа имело значения $\Psi_D = 263^\circ$ (для сеанса на рис. 1а) и $\Psi_D = 278^\circ$ (для сеанса на рис. 1б). В обоих случаях скорость дрейфа превышала 100 м/с, что на наш взгляд обеспечило хорошее согласие экспериментальных данных. «Близкие сеансы» демонстрируют корреляцию величин Ψ_A и Ψ_D : изменение направления дрейфа Ψ_D привело к аналогичному изменению ориентации поперечной анизотропии Ψ_A , что также может быть обусловлено высокой скоростью дрейфа.

Рассмотрим другую ситуацию: направление дрейфа менялось в течение одного спутникового сеанса (рис. 2). В экспериментальном графике присутствуют два максимума различной величины, превышающие уровень фона, поэтому каждый максимум будет проанализирован индивидуально. Присутствие двух максимумов в графике во время одного спутникового сеанса подробно рассмотрено в работе [4], посвященной исследованию мелкомасштабных неоднородностей высоких широт (арх. Шпицберген). В работе [4]

несколько максимумом являлись показателем изменения направления дрейфа в полярной шапке в пространстве или во времени. Метод [1] предполагает постоянство параметров мелкомасштабных неоднородностей только в области, охватываемой одним максимумом, поэтому в данном примере каждый экспериментальный максимум аппроксимирован индивидуально. Для рис. 1а $\Psi_A = 129^\circ (\equiv 309^\circ)$, а для рис. 1б $\Psi_A = 77^\circ (\equiv 257^\circ)$. Очевидно, что ориентация поперечной анизотропии Ψ_A не просто менялась на протяжении спутникового сеанса, а в различных пространственных областях присутствуют неоднородности с различными параметрами, чему должно быть объяснение. Сопоставление с направлением дрейфа, полученном ионозондом DPS-4 на протяжении всего спутникового сеанса, показало, что направление дрейфа изменялось от $\Psi_D = 265^\circ$ до $\Psi_D = 280^\circ$ при скорости дрейфа 28 м/с (± 9 м/с). Это не очень существенное изменение, величина Ψ_D находится в интервале величин Ψ_{A1} и Ψ_{A2} , что свидетельствует о согласии между экспериментальными данными, полученными разными методами. Наличие в графике двух максимумов, вероятно, связано с малой скоростью дрейфа. Возможно, присутствует влияние нейтрального ветра, но это исследование только планируется.

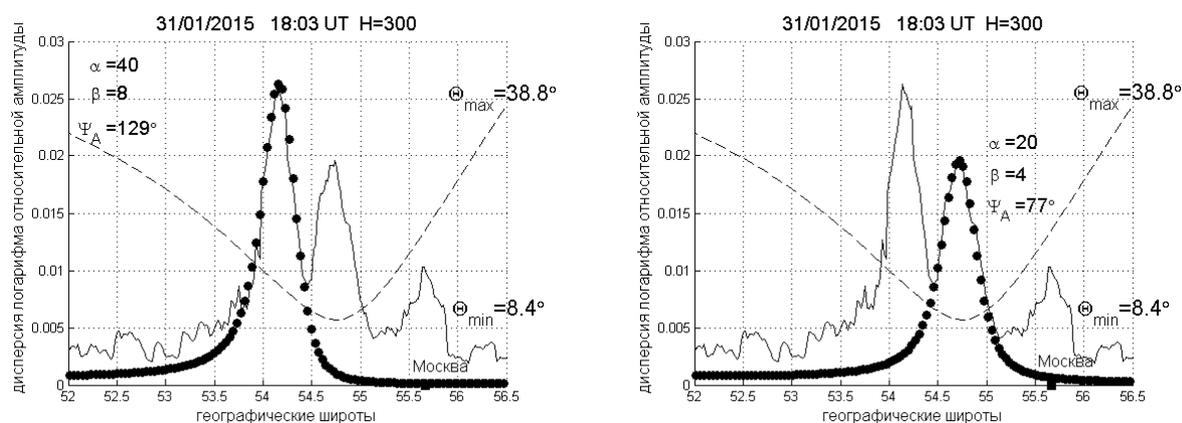


Рисунок 2. В графике дисперсии логарифма относительной амплитуды присутствуют два максимума. Условные обозначения те же, что на рис. 1.

Заключение

В январе 2015 г. методом радиозондирования были исследованы мелкомасштабные неоднородности электронной плотности в F-области ионосферы над г. Москва в ночное время в спокойных геомагнитных условиях. В 13 случаях была численно определена ориентация поперечной анизотропии Ψ_A неоднородностей и сопоставлена с направлением дрейфа плазмы Ψ_D по данным ионозонда DPS-4 в ближайшее время для каждого случая. По результатам сопоставления установлено хорошее согласие между этими экспериментальными данными. То есть, в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, мелкомасштабные неоднородности вытянуты вдоль направления дрейфа.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ No 16-05-01024 А. Авторы благодарят сотрудников лаборатории радиопросвечивания Полярного геофизического института за проведение экспериментальных работ.

Литература

1. 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. 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.
3. Романова Н.Ю. Взаимосвязь между направлением горизонтального ветра и ориентацией поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в F-области среднеширотной ионосферы // Геомагнетизм и Аэронавигация. – 2017. – Т. 57. № 4. – С. 463 - 471.
4. Tereshchenko E.D., Romanova N.Yu., Koustov A.V. VHF scintillations, orientation of the anisotropy of F-region irregularities and direction of plasma convection in the polar cap // Ann. Geophysicae. – 2008. – V. 26. № 7. – P. 1725 - 730.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.146-149

АНАЛИЗ ИОНОГРАММ ВНЕШНЕГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИК-19 В ОБЛАСТИ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА ДЛЯ УСЛОВИЙ РАВНОДЕНСТВИЯ

В.А. Телегин¹, В.Г. Воробьев², О.И. Ягодкина², В.И. Рождественская¹, Е.В. Осипенкова³,
А.А. Каптюг¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

²ФГБНУ “Полярный геофизический институт”, г. Апатиты, Россия

³Московский технологический университет (МИРЭА), г. Москва, Россия

Аннотация. Проведен анализ ионограмм внешнего зондирования, полученных при прохождении спутником Интеркосмос-19 областей аврорального овала и полярной шапки. Показано, что в области высыпаний аврорального овала в магнитоспокойные периоды могут наблюдаться «чистые» ионограммы, на которых полностью отсутствуют дополнительные следы, связанные с неоднородностями в ионосфере. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в области овала сияний в эти периоды отсутствует F-рассеяние.

1. Введение

О сложности процессов, протекающих в полярной ионосфере свидетельствуют многочисленные исследования ученых, проводимые на протяжении длительного времени [Брюнелли и Намгаладзе, 1988; Мишин, Ружин, Телегин, 1989; Карпачев, 2016; Клименко и др., 2015]. Поэтому сопоставление результатов внешнего зондирования ионосферы, полученных со спутника ИК-19, с местоположением аврорального овала, может пролить свет на их взаимосвязь с вариациями ионосферных параметров. Тщательные исследования высокоширотных ионограмм внешнего зондирования на спутнике Интеркосмос-19 [Карпачев, 2016] выявили длинные удаленные земные отражения и короткие дополнительные земные следы сильного F-рассеяния на ионограммах в области дневного каспа. Наиболее интересной особенностью ионограмм Интеркосмос-19 оказалось наличие полосы шумов и множественных следов около 6 МГц и в интервале 8-10 МГц. Тем не менее, в высоких широтах наблюдаются и «чистые» ионограммы, т.е. ионограммы на которых полностью отсутствуют дополнительные следы, связанные с неоднородностями в ионосфере.

2. Изменение критической частоты вдоль трассы пересечения аврорального овала спутником

В настоящей работе нас интересовали характерные структуры высокоширотной ионосферы, в окрестностях которых наблюдались «чистые» ионограммы. На рис. 1 приведен пример «чистой» ионограммы внешнего зондирования, когда полностью отсутствуют дополнительные следы неоднородностей ионосферы, что имеет место в спокойных геомагнитных условия [Карпачев и Телегин, 2008]. Хорошо видны четкие отражения двух компонент (обыкновенной и необыкновенной) от внешней ионосферы и Земли. Вероятность появления незашумленных («чистых») ионограмм сильно уменьшается на широтах более +70° ШЛТ. На рис. 2 показан отрезок траектории при пересечении спутником ИК-19 овала полярных сияний в процессе его движения в сторону высоких широт (слева направо на рис. 2) возможны пять вариантов внешнего зондирования в рамках классического подхода (зондирование вертикально вниз в конусе 60 град.): спутник находится левее овала, спутник находится в овале и облучается область левее овала, спутник – в овале и облучается овал, спутник правее овала и облучается овал, спутник правее овала и облучается область вне овала. Рассмотрение таких возможных вариантов необходимо для понимания причин появления рассеянных ионограмм, и соответствующих им ионосферных неоднородностей в высоких широтах. Для оценки положения «чистых» ионограмм в области овала сияний проводилось координатное сравнение по модели высыпаний [Vorobjev et al., 2013]. Надо отметить, что эта модель показывает границы овалов дискретных и диффузных высыпаний, приведенных к высоте 110 км. Высота орбиты спутника ИК-19 изменялась от 550 км до 1050 км. Для рассматриваемых ниже трех случаев пересечения спутников аврорального овала высота спутника изменялась от 560 км до 810 км.

Наклонение магнитного поля на высоте спутника для этих случаев менялась от 75° до 88°. В таком случае, при проецировании координат овала на высоты спутника мы получаем смещение к югу границ трех характерных высокоширотных структур менее, чем на 1.5 градуса и этим эффектом в первом приближении

можно пренебречь. Тем не менее, надо хорошо представлять возможное положение спутника относительно областей дискретных и диффузных высыпаний.

Как показывает анализ, на ионограммах, полученных в высоких широтах южного и северного полушарий, практически всегда наблюдается уширение отраженного сигнала. В отдельных случаях уширение отраженного сигнала такое сильное, что становится невозможным определение критических частот. Чтобы показать, что «чистые» ионограммы в высоких широтах все же встречаются, были взяты три интервала времени, когда траектория спутника ИК-19 пересекала высокоширотную ионосферу в магнитоспокойные периоды ($AL > -200$ нТл).

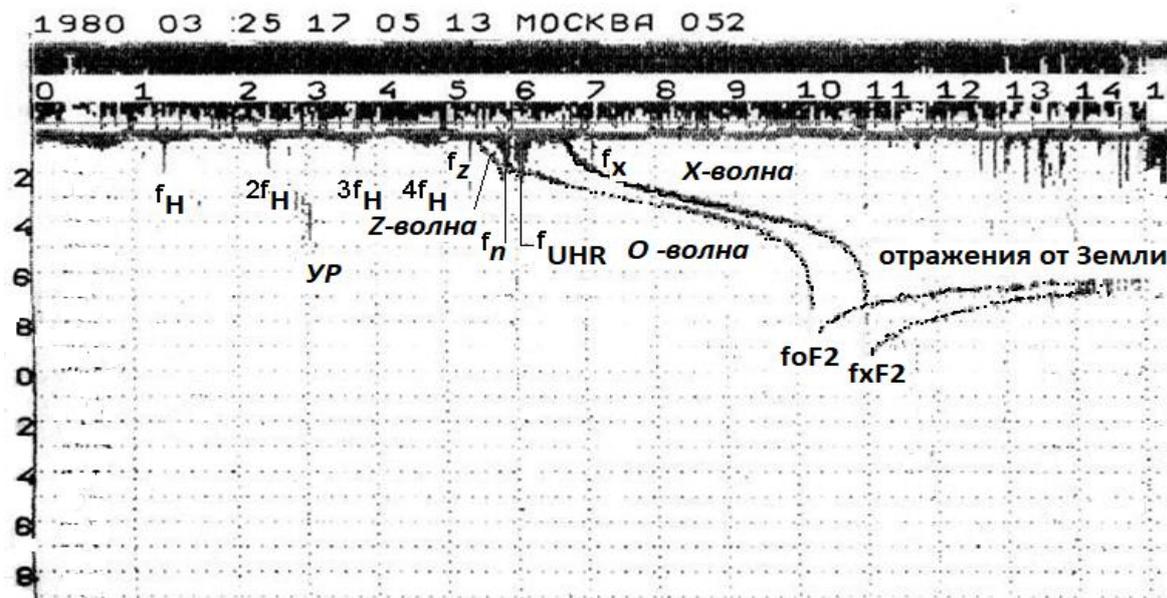


Рисунок 1. Пример «чистой» ионограммы внешнего зондирования

На рис. 3, 4 и 5 приведены результаты внешнего зондирования, полученные в период 14-15 апреля 1980 г. в интервалы времени: 17:50-18:05 UT (рис. 3); 21:10-21:24 UT (рис. 4); 00:31-00:46 UT (рис. 5), и построены траектории движения спутника ИК-19 в исправленных геомагнитных координатах. На рис. 3а, 4а и 5а видно, что спутник движется с дневной стороны в область ночного сектора. На этих картах, с учетом магнитной активности показано положение овалов высыпаний авроральных частиц: цифрой 1 обозначен овал дискретных форм сияний, цифрой 2 - область диффузных высыпаний экваториальнее овала, а цифрой 3 - область мягкого диффузного свечения к полюсу от овала дискретных форм. Карты построены для исправленных геомагнитных координат больше 60 градусов с указанием мест зондирования. Ионозонд работал в режиме ZAP 4, т.е. зондирование проводилось через 400 км. Координаты полученных ионограмм внешнего зондирования отмечены кружочками (цифра 4) или звездочками (цифра 5). Цифрой 5 отмечены координаты, где фиксировались «чистые» ионограммы, подобно представленным на рис. 1. Рассеяние может быть и не очень сильным, тогда хорошо виден отраженный от ионосферы след, а может быть и настолько сильным, что следа на ионограмме не видно. Цифры 6 и 8 обозначают начало и конец выбранного участка траектории движения спутника. (Цифра 6 - для «чистых» ионограмм).

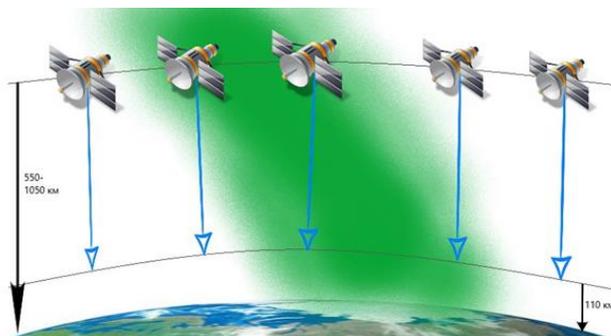


Рисунок 2. Положение ИК-19 относительно овала полярных сияний

В рамках данной работы проводилось исследование «чистых» ионограмм, а анализ всего многообразия возможных проявлений F-рассеяния будет предметом дальнейшего исследования. На рис. 3б, 4б и 5б показано изменение критической частоты вдоль траектории движения спутника ИК-19. В основании каждого из трех графиков цифрами 1, 2, 3 отмечены зоны высыпания, соответствующие аналогичным областям на рис. 3а, 4а и 5а. Цифрами 4, 5 и 6 показано наличие критических частот на ионограммах внешнего зондирования. Черными точками (цифра 7) наверху каждого графика отмечены сильно рассеянные ионограммы, когда невозможно определить критическую частоту.

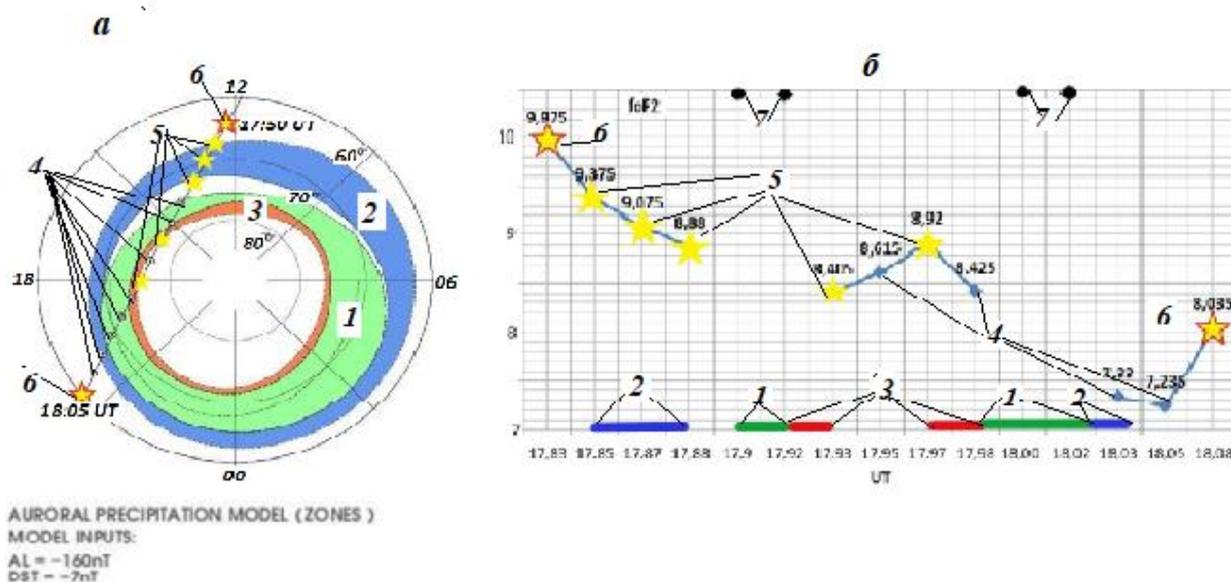


Рисунок 3. Координаты 15-ти зондирований 14.04.1980 г. в интервале времени 17:50-18:05 UT: *a* - траектория спутника ИК-19 относительно трех высокоширотных структур; *b* - график распределения $foF2$.

На рис. 3б видно, что при движении спутника с дневной стороны на вечернюю чистые ионограммы наблюдаются в области аврорального овала вплоть до вечернего сектора и затем на ночной стороне, когда спутник выходит из зоны аврорального овала. Хорошо видно, что в области дискретных форм ионограммы настолько зашумлены, что определить критическую частоту невозможно. Внутри полярной шапки при некотором увеличении критической частоты также наблюдается «чистая» ионограмма.

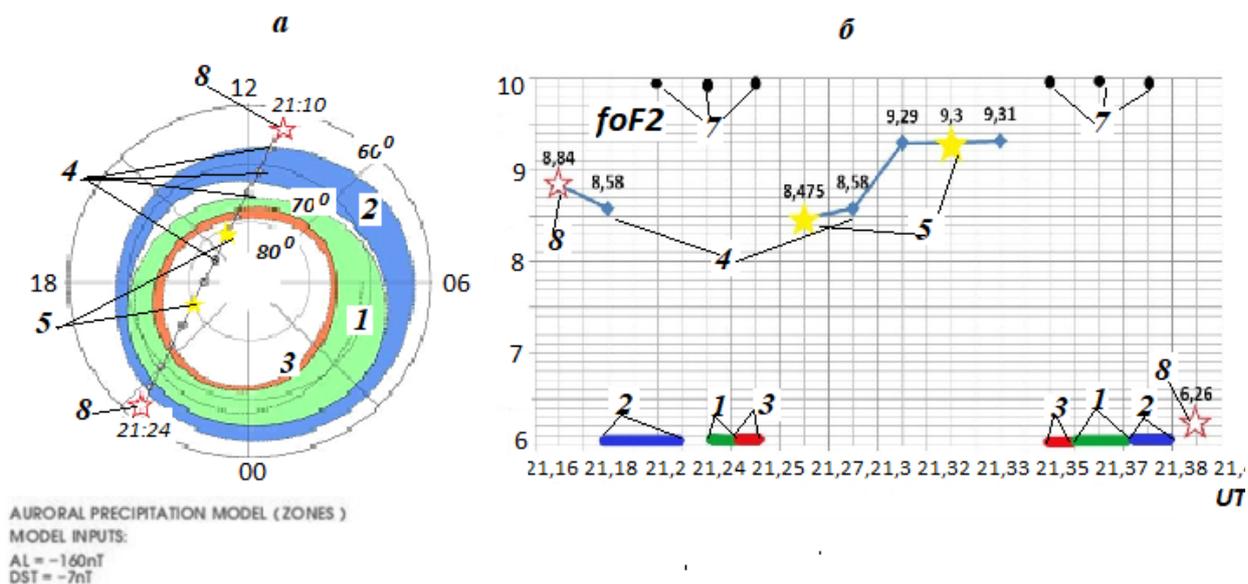


Рисунок 4. Координаты 14-ти зондирований 14.04.1980 г. в интервале времени с 21:10 до 21:24: *a* - траектория спутника ИК-19 относительно трех высокоширотных структур; *b* - график распределения $foF2$.

На рис. 4б в вечернее время «чистые» ионограммы наблюдаются только в области полярной шапки, а в областях аврорального овала критическая частота практически не определяется. На рис. 5б «чистые» ионограммы имели место только вне аврорального овала на границе полярной шапки. В отличие от рис. 3 и 4 здесь наблюдается резкое уменьшение критической частоты при прохождении спутником полярной шапки. После прохождения полярной шапки значение критической частоты восстанавливается в области мягкого диффузного свечения и уменьшается вдвое в области дискретных форм. Далее в области диффузных высыпаний и дискретных форм критическая частота не определяется и только вне этих областей фиксируется значение критической частоты 9.39 МГц. В данном примере F-рассеяние наблюдается в области полярной шапки, но, несмотря на резкое уменьшение критической частоты, её все же удается определить.

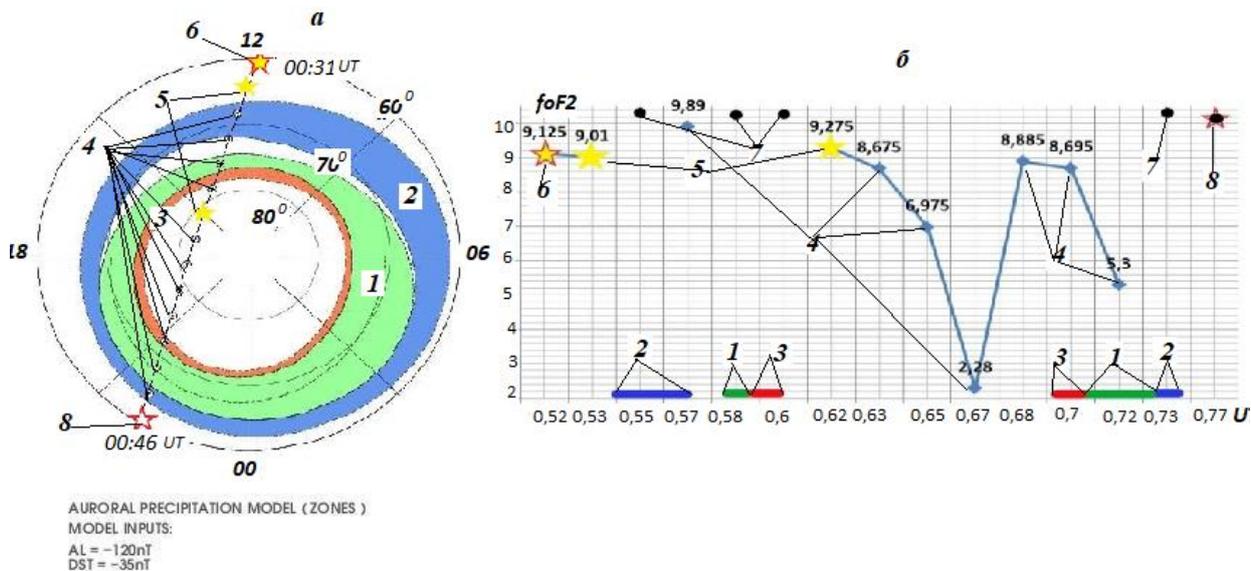


Рисунок 5. Координаты 15-ти зондирований 15.04.1980 г. в интервале времени с 00:31 до 00:46 UT: **а** - траектория спутника ИК-19 относительно трех высокоширотных структур; **б** - график распределения $foF2$.

3. Заключение

Анализ ионограмм, полученных на борту спутника Интеркосмос-19, показал, что критическая частота F2 слоя меняется существенно, т.е. ионосфера в высокоширотной области не является плоскостной структурой. Наличие «чистых» ионограмм характерно для плоскостной однородной ионосферы. В рассматриваемых случаях «чистые» ионограммы наблюдались в основном вне области дискретных высыпаний аврорального овала и при значительных градиентах критической частоты. При увеличении градиентов $foF2$ на ионограммах наблюдается F-рассеяние. В данной работе впервые исследуется вопрос о возможности наблюдения «чистых» ионограмм внутри областей авроральных высыпаний различного типа и в непосредственной близости от них.

Литература

- Telegin V.A., Karpachev A.T. Characteristics of F-spread on the topside ionogram of interkosmos-19 satellite, 2016 / www.ikir.ru/ru/Events/Conferences/IV-international/downloads/section_5/section_5_report_0008.pdf
- Карпачев А.Т. Особенности высокоширотных ионограмм, полученных при зондировании на спутнике ИНТЕРКОСМОС-19. //Гелиофизические исследования № 14. С.17-30. 2016, ИПГ ISSN: 2304-7380
- Брюнелли В.В., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука. 1988. 542 с.
- Мишин Е.В., Ружин Ю.Я., Телегин В.А. Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой М.: Гидрометеиздат. 1989. 263с.
- Клименко М.В., Клименко В.В., Бессараб Ф.С., Ратовский К.Г., Захаренкова И.Е., Степанов А.Е., Котова Д.С., Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Влияние геомагнитных бурь 26-30 сентября 2011 года на ионосферу и распространение радиоволн КВ-диапазона. / Геомагнетизм и аэронавигация. Т.55. №6. С.769-789. 2015
- Vorobjev V.G., Yagodkina, O.I., Katkalov, Y. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atm. S-Terr. Phys. V. 102. Issue (September). P. 157 – 171. 2013.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.150-153

УЧЕТ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ДЛЯ РЕТРОСПЕКТИВНОГО АНАЛИЗА И СООТВЕТСТВУЮЩЕЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИОНОГРАММ ВНЕШНЕГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В.А. Телегин¹, В.А. Гарбацевич¹, И.И. Иванов², А.А. Каптюг¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

²Южный федеральный университет (ЮФУ), г. Ростов, Россия

Аннотация. На примере спутника ИК-19 рассмотрены и объяснены аспекты скачкообразного изменения характера ионограмм внешнего зондирования при переходе от одного диапазона частот радиозондирования к другому в рамках одного и того же сеанса радиозондирования. Установлена определяющая роль геометрии диаграмм направленности независимо функционирующих фрагментов антенн. Понимание данного вопроса является необходимым для интерпретации ионограмм внешнего зондирования в высоких широтах, отличающихся наличием большого числа неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля.

Введение

В настоящей работе использованы данные, полученные с помощью ионозонда ИС-338, установленном на искусственном спутнике Земли (ИСЗ) «Интеркосмос-19» [1,2]. Целью статьи является учет геометрии диаграммы направленности ИС-338 и возникающих при этом дополнительных возможностей отображения неоднородностей.

Входные данные для анализа и интерпретации ионограмм внешнего зондирования. Ионозонд ИС-338 [1], зондировал ионосферу с высот от 550 до 1050 км на 338 частотах в диапазоне от 0,3 до 5 МГц и от 5 до 15,95 МГц. Нижние частоты излучались дипольной антенной длиной 50 м (плечо 25 м) а в верхней части диапазона использовался диполь длиной 15 м (плечо 7,5 м). Антенны были ориентированы под углом 45° к вектору скорости спутника. На рис. 1 дана ориентация дипольных антенн ионозонда относительно вектора движения спутника ИК-19.

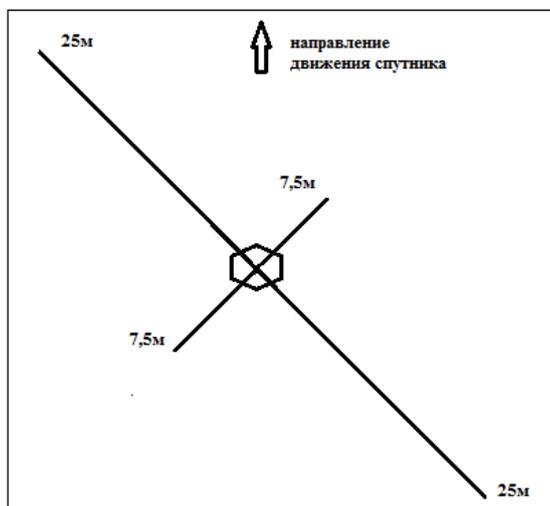


Рисунок 1. Ориентация дипольных антенн ИК-19 [1] относительно направления движения спутника ИК-19.

На рис. 2 изображены диаграммы направленности (ДН) антенн ИС-338 для диапазона 1-5 МГц, рассчитанные без учета влияния окружающей плазмы и переизлучения элементами конструкции спутника. Ось Z направлена перпендикулярно поверхности земли, ось X – вдоль дипольной антенны, длиной 50 м, ось Y показывает максимальную энергию излучения в горизонтальной плоскости. Изменение яркости диаграммы направленности от слабого к сильному соответствует изменению частот излучения от 0,3 до 5 МГц.

Особенности ДН:

- 1) Ширина главного лепестка по уровню 0,7 амплитуды составляет порядка 60 градусов с разбросом от - 5 градусов до + 5 градусов в зависимости от несущей частоты сигнала.
- 2) Плоские сечения показывают, что объемные изображения ДН для различных несущих частот сходны (частоты от 0,3 до 5 МГц).

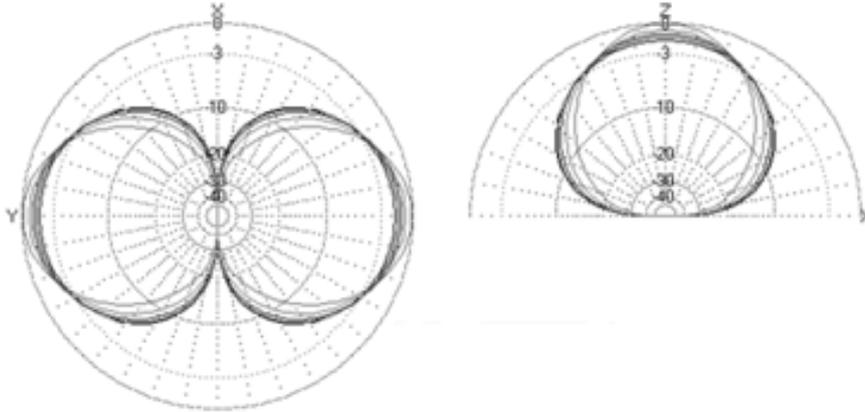


Рисунок 2. Плоские сечения ДН ИС-338 для дипольной антенны ИС-338 с длиной плеча 25 м.

На рис. 3 показано трехмерное изображение ДН для частоты 3 МГц. Оттенками черного и серого цвета показана интенсивность излучения. Усиление затемненности окраски соответствует усилению интенсивности излучения. Направление осей соответствует направлению осей на рис. 2. Стрелка показывает направление движения спутника.

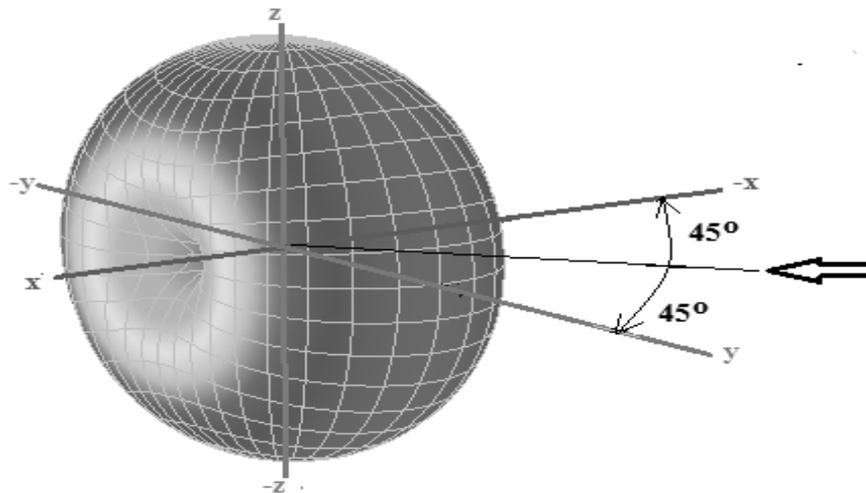


Рисунок 3. Объемное изображение ДН дипольной антенны ИК-19, у которой есть два плеча по 25 м.

На рис. 4 изображены ДН антенн ИСЗ для диапазона 5-15,95 МГц, рассчитанные без учета влияния окружающей плазмы и переизлучения элементами конструкции спутника. Ось Z направлена перпендикулярно поверхности земли, ось X – вдоль дипольной антенны, длиной 7,5 м, ось Y показывает максимальную энергию излучения в горизонтальной плоскости.

На рис. 5 показано трехмерное контрастное изображение ДН для частоты 10 МГц. Оттенками черного и серого цвета показана интенсивность излучения.

Особенности ДН:

- 1) Ширина главного лепестка по уровню 0,7 амплитуды составляет порядка 60 градусов с разбросом от - 3 градусов до + 7 градусов в зависимости от несущей частоты сигнала.
- 2) Как следует из рисунка 4, плоские сечения ДН показывают, что объемные изображения ДН для различных несущих частот сходны.

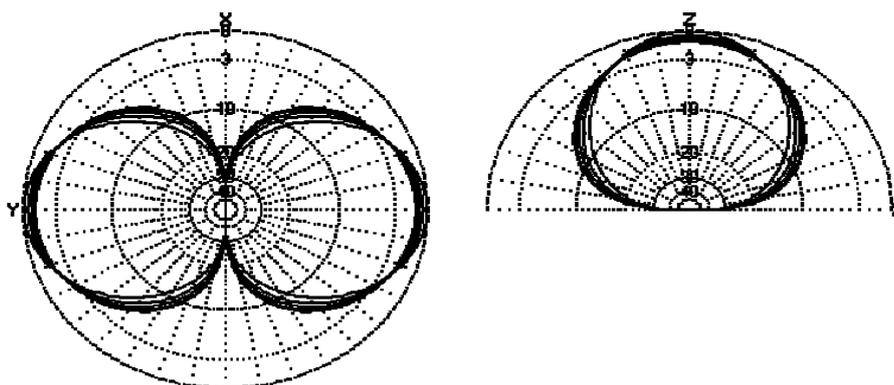


Рисунок 4. Плоские сечения ДН ИС-338 для дипольной антенны ИС-338 с длиной плеча 7,5 м.

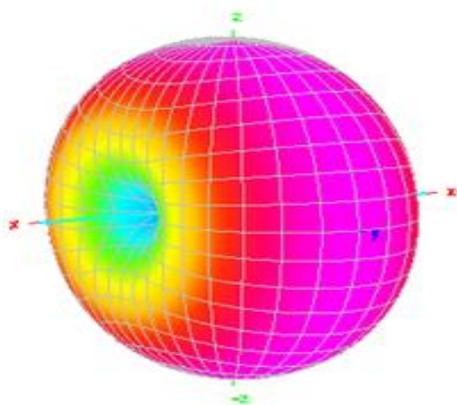


Рисунок 5. Объемное изображение ДН дипольной антенны ИК-19, у которой есть два плеча по 7,5 м.

На основе проведения численного моделирования можно сделать вывод, что на высоте спутника в горизонтальной плоскости относительно направления движения максимум излучения на частотах от 0.3 до 5 МГц расположен под углами 45° и 225° и излучение на частотах от 0.3 до 5 МГц сконцентрировано в секторах $0-90$ градусов и $180-270$ градусов, а при работе на частотах от 5 до 16 МГц максимум излучения находится на углах 135° и 215° , а само излучение сконцентрировано в секторах от 90 до 180 градусов и, соответственно, $270 - 360$ градусов.

В случае плоскостной ионосферы можно с хорошей точностью считать, что ДН антенны во всем диапазоне от 0,3 до 16 МГц лежит в пределах конуса с углом 60 градусов, направленного вниз. Это является оправданным при анализе ситуации, когда зондирование ведется в условиях плоскостной ионосферы. Однако, для условий высокоширотной ионосферы, когда имеются крупномасштабные неоднородности, а также большое число неоднородностей, сильно вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля, необходимо учитывать реальную ДН.

В работе [3] был проведен подробный анализ сложных ионограмм с двойным отражением на частотах от 3 до 5 МГц. Также были смоделированы условия в ионосфере, которые могут отвечать за такие отражения, было проведено численное моделирование распространения радиоволн в приближении геометрической оптики и была численным путем получена ионограмма, которая полностью воссоздала особенности экспериментальной ионограммы. Однако, в работе [3] расчет распространения радиоволн проводился без учета реальной ДН антенн ИС-338.

Традиционно ДН ионозонда рассматривалась, как конус, направленный вниз. Однако реальная ДН позволяет осуществлять зондирование вбок, что обеспечивает возможность обнаружения неоднородностей, расположенных сбоку от ИК-19.

На рис. 6а показана выбранная модель ионосферы [3], а на рис. 6б представлена траектория ИСЗ, когда он слева огибает неоднородность.

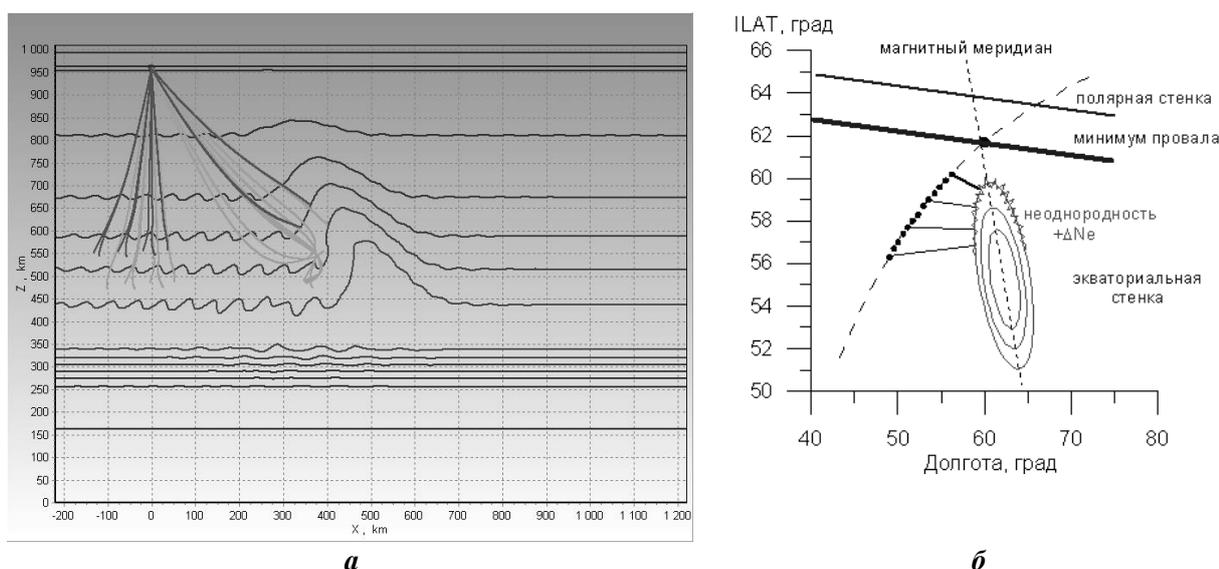


Рисунок 6. Модель ионосферы с крупномасштабной неоднородностью (а), а также схема расположения главного ионосферного провала, самой неоднородности и траектории ИК-19 (б).

Точками на рис. 6б показаны координаты, когда ионозонд зондировал ионосферу через 50 км, так называемый режим непрерывной передачи телеметрической информации. Именно такое частое зондирование (через 8 сек) и позволило [3] воссоздать такую подробную картину. На рис. 6а видно, что лучи, отражающиеся от неоднородности, отклоняются от вертикали на 45 градусов, что несколько превышает величину плюс/минус 30 градусов в рамках общепринятых представлений. Хотя еще и не является критическим (уменьшается на 7 Дб, см рис. 2). Из рис. 6б видно, что двойные следы являются следствием отражения на частотах 3-5 МГц, что полностью согласуется с нашим выводом, что излучение в этом диапазоне происходит в секторе 0-90 градусов относительно движения ИСЗ. Следовательно, нам сильно повезло - ИС338 удачно подсветил неоднородность, облетая ее слева. Можно предположить, что если бы ИК-19 пролетал справа от неоднородности, то мы могли ничего не увидеть, возможно, что-то запечатлелось бы на ионограммах в диапазоне частот 5-16 МГц, но хватило ли нам этой информации, чтобы так же [3] точно восстановить крупномасштабную неоднородность?

В условиях высокоширотной ионосферы вытянутые вдоль магнитного поля неоднородности могут достигать высоты спутника и в отдельных случаях достигать больших высот. В таких случаях, при анализе данных внешнего зондирования необходимо учитывать реальную геометрию диаграмм направленности антенн ионозонда. Интерпретация ионограмм внешнего зондирования может дать информацию о возможном наличии протяженных неоднородностей сбоку от траектории ионозонда, но это является предметом отдельного рассмотрения.

Литература

1. Васильев Г.В. и др. Спутниковая система импульсного зондирования ионосферы ИС-338. // сборник «Аппаратура для исследования внешней ионосферы», М., ИЗМИРАН, 1980, с. 12, 13-29.
2. Васильев Г.В. и др. Устройство для преобразования и оперативного хранения ионограмм в цифровом виде в системе ИС-338 // сборник «Аппаратура для исследования внешней ионосферы», М., ИЗМИРАН, 1980, с. 90-100.
3. Карпачев А.Т., Жбанков Г.А., Телегин В.А. Выделение крупномасштабной неоднородности в области главного ионосферного провала по данным внешнего зондирования на ИСЗ «Интеркосмос-19». // Геомагнетизм и аэронавигация, Т. 52, № 2, 2012, с. 219 – 225.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.154-156

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ F-РАССЕЯНИЯ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА ИК-19 В ПЕРИОД РАВНОДЕНСТВИЯ

В.А. Телегин, Н.А. Дятко, А.А. Каптюг

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

Аннотация. В настоящей работе выполнена оценка частоты (везде далее вероятности) появления для разных типов F-рассеяния в различных интервалах инвариантных широт в зависимости от локального времени. Исследования проведены для периода равноденствия 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 (PLAT) в зависимости от локального времени (LT). Исследования выполнены для периода равноденствия. Следует отметить, что анализ закономерностей появления различных типов F-рассеяния на основе результатов, полученных при внешнем зондировании ионосферы, ранее не производился.

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 обработано около 50000 ионограмм. 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.

Таблица 1. Наиболее часто встречающиеся типы F-рассеяния (вероятность $> 30\%$) и временные интервалы их наблюдения (в скобках, часы, LT) в различных диапазонах инвариантных широт

PLAT, град.	Наиболее часто встречающиеся ($>30\%$ случаев) типы рассеяния и временные интервалы их наблюдения (в скобках, LT)
[60, 70]	000 (7-20), 111 (0-7; 20-24)
[40, 50]	000 (0-24)
[20, 30]	000 (0-24), 010 (8-11)
[-5, 5]	000 (0-1; 5-24)
[-30, -20]	000 (0-23), 010 (0-1; 15-24)
[-50, -40]	000 (0-2; 9-16), 010 (6-9; 15-20), 011 (4-6)
[-70, -60]	000 (12-17), 111 (0-8; 20-24), 010 (9-10)

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 , $i = 1, \dots, 8$). Частота появления данной комбинации рассчитывалась как отношение $\xi_i = N_i / N_{\text{tot}}$.

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

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

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 больше 30%. Как оказалось, в основном это типы 000, 111, 010 и (в меньшей степени) тип 011 (см. табл. 1).

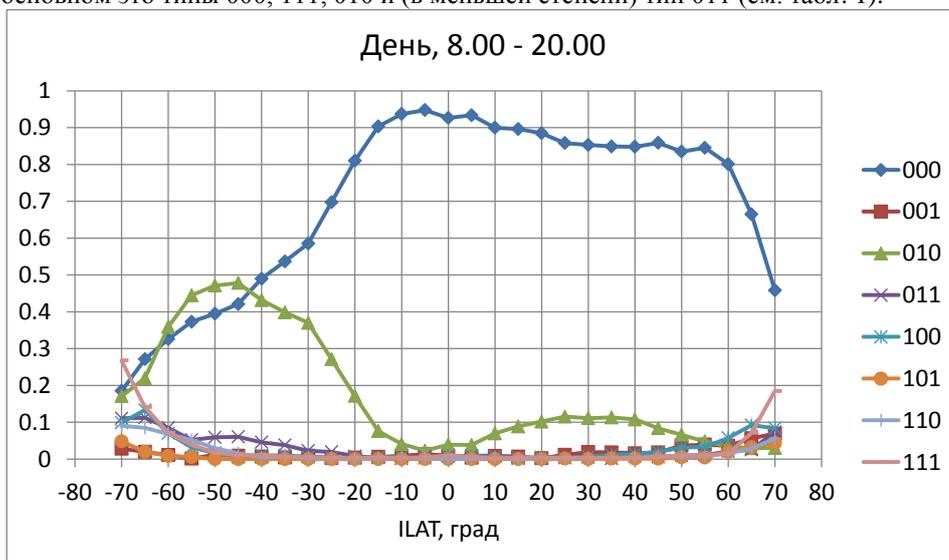


Рисунок 1. Зависимость вероятности появления различных типов F-рассеяния в дневное время от широты

Как следует из табл. 1, в экваториальной области и в средних широтах северного полушария ионосфера в основном невозмущенная (преобладает тип 000). В области более высоких северных широт появляется F-рассеяние типа 111, причем этот тип рассеяния наблюдается в основном в ночное время.

В южном полушарии возмущения в ионосфере (типы рассеяния отличные от 000) наблюдаются на более низких широтах, чем в северном полушарии. Причем в экваториальных и средних широтах южного полушария наблюдается F-рассеяние типа 010. В высоких широтах южного полушария (как и в высоких широтах северного 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 рис. 1 (для дневного времени) и 2 (для ночного времени).

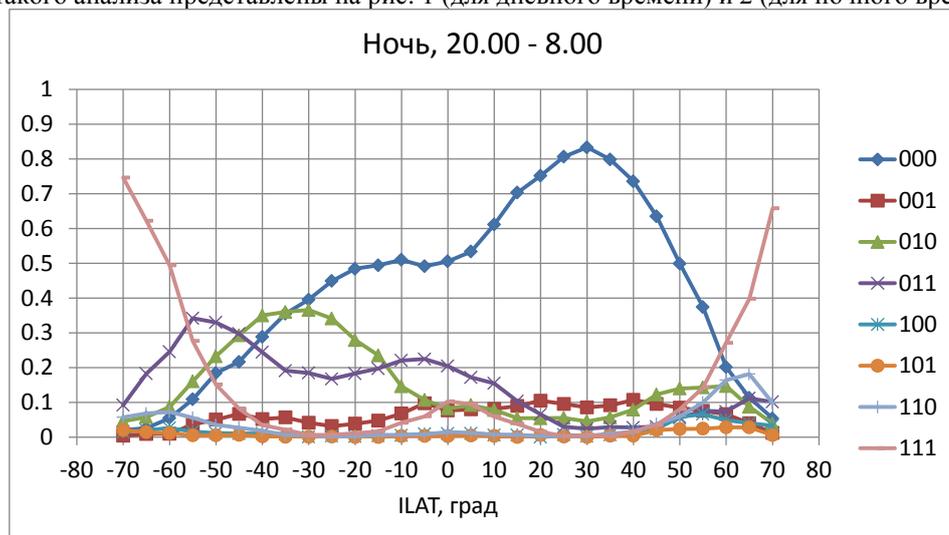


Рисунок 2. Зависимость вероятности появления различных типов F-рассеяния в ночное время от широты

Как видно из рис. 1, вероятность появления F-рассеяния (т.е. типов рассеяния отличных от 000) в дневное время в интервале широт [-20, 60] достаточно мала (< 20%). В северном полушарии в области высоких широт (~ 70 градусов) суммарная вероятность появления F-рассеяния увеличивается до 50%, причем наиболее часто встречается рассеяние типа 111 (~ 20%). В южном полушарии суммарная вероятность появления F-рассеяния

резко возрастает (от 20 % до 80%) при переходе из экваториальных к высоким широтам. При этом в области средних широт преобладает рассеяние типа 010, а в области высоких широт – рассеяние типов 111 и 010.

В ночное время распределение вероятности появления различных типов F-рассеяния заметно меняется. В области высоких широт (как в северном, так и в южном полушариях) суммарная вероятность рассеяния близка к 100%, причем наиболее часто встречающимся типом рассеяния (~ 70%) является тип 111. В южном полушарии в области экваториальных и средних широт достаточно высока вероятность появления (до 35%) рассеяния типов 010 и 011.

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 [2]. 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 [3] было проведено сравнение результатов внешнего 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 вероятности появления F-рассеяния в течение суток.

В настоящей работе сравнения с данными вертикального зондирования не проводилось. Но по данным внешнего зондирования мы рассчитали вероятности 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.

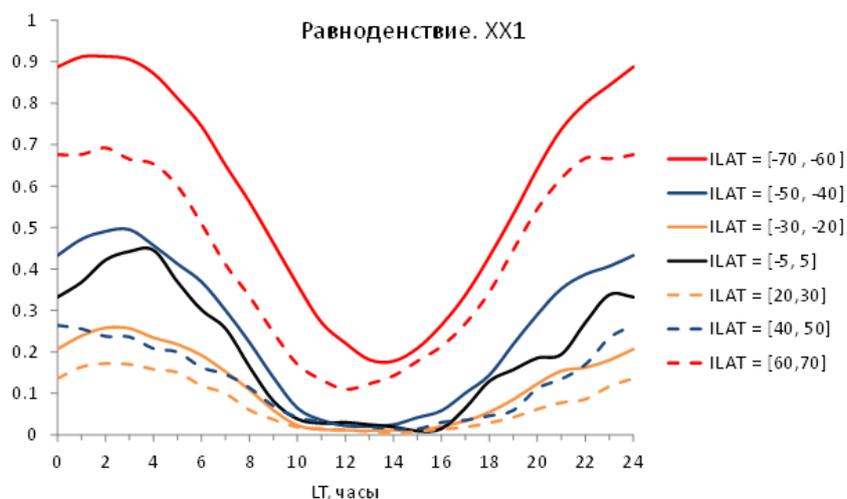


Рисунок 3. Суточный ход вероятности появления рассеяния типа XX1

Как видно из рис. 3, во всем рассмотренном диапазоне широт вероятность появления F-рассеяния (XX1) увеличивается в ночное время. Этот факт согласуется с результатами, полученными при зондировании ионосферы с поверхности Земли [3]. Кроме того, вероятность появления рассеяния увеличивается при переходе от низких к высоким широтам. Отметим также, что в одинаковых интервалах широт вероятность появления F-рассеяния в южном полушарии выше, чем в северном.

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. с.447-455, 2008
2. Гершман Б.Н., Э.С. Казимировский, В.Д. Кокуров, Н.А. Чернобровкина. Явление F-рассеяния в ионосфере. М.: «Наука», 1984
3. 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.201, с. 160-169, 2015

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.157-159

ДВА НОВЫХ АСПЕКТА ПРИМЕНЕНИЯ КВ-РАДИОЛОКАЦИИ В АРКТИКЕ

В.А. Телегин^{1,2}, В.В. Коваленко²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва, Россия

Аннотация. Актуальность рассматриваемого материала обусловлена необходимостью эффективного освоения Северного морского пути. Первый аспект относится к решению задач оперативной океанографии для морей Северного Ледовитого океана на основе использования методов и средств прибрежной КВ-радиолокации. Отработка этого подхода ведется в настоящее время на черноморском полигоне. В дальнейшем предполагается, что данная технология будет адаптирована к условиям морей Северного Ледовитого океана. Второй аспект относится к возможностям применения в высоких широтах, создаваемой в России системы внешнего зондирования ионосферы Земли. Наличие в авроральной ионосфере неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля, оказывает значительное влияние на распространение радиоволн КВ-диапазона и должно учитываться при интерпретации ионограмм внешнего зондирования. В качестве примера могут быть использованы данные спутника ИК-19.

Среди характерных для оперативной океанографии средств реально-временного измерения и съема данных об океанической среде заметное место заняли радиолокационные системы, эксплуатирующие эффект дальнего распространения волн вдоль поверхности моря при настильном приповерхностном зондировании и эффекты взаимодействия поля зондирующих сигналов с неровностями поверхности.

Причины этой значимости также связаны с повышенной пространственной и временной изменчивостью свойств океанической среды в прибрежных районах (прибрежных водах [1, 2]). Эти причины стоит отметить в сравнении с другими средствами наблюдения. Среди этих средств: различные контактные измерители в виде океанологических станций и средств, развертываемых с различных носителей и средства дистанционного зондирования океана со спутниковых платформ. В общем случае справедливо следующее утверждение.

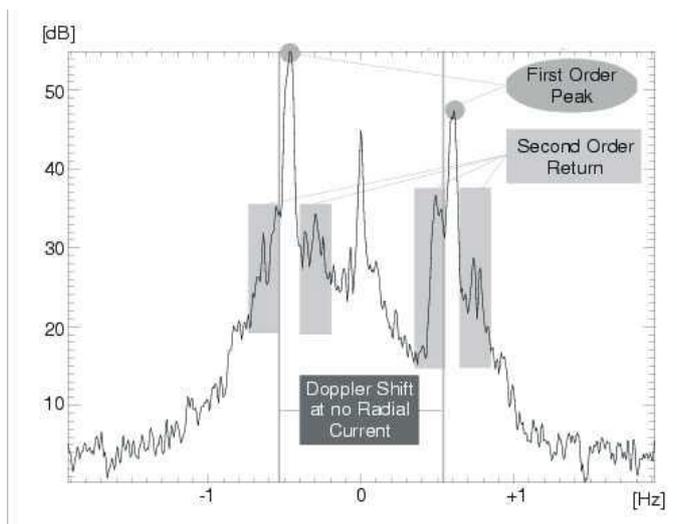


Рисунок 1. Форма сигнала, отраженного от морской поверхности на некотором расстоянии от радара

Чем выше изменчивость океанической среды, тем больше требуется измерений, тем плотнее в пространстве должны быть размещены измерители и тем чаще пользователь должен получать соответствующие данные. Даже при построении наблюдательной системы в виде нерегулярных сеток, при которых плотность размещения измерителей согласуется с изменчивостью среды, указанное утверждение по отношению к прибрежным областям остается справедливым. Здесь требование большого числа станций, осуществляющих контактные измерения, должно быть признано трудновыполнимым. Периоды съема океанических данных со спутников известны. При всей полезности спутниковых данных в приложениях оперативной океанографии, временная изменчивость среды оставляет желать более частых измерений, чем обеспечивают спутниковые системы. В этих условиях

радиолокация оказалась в положении единственного инструмента, способного покрыть практически непрерывными реально-временными измерениями прибрежные районы [3]. Вопрос лишь в качестве указанных измерений и их способности усваиваться теми моделями, которые также должны соответствовать

изменчивости прибрежных районов и, таким образом, связывать с нужным разрешением поверхностные и под - поверхностные процессы.

Использование КВ-радаров для съема информации об океанских течениях началось в 1970-х годах. Объект измерений – течения, прибрежные вихри, характеристики морского волнения. На больших площадях измеряются радиальные компоненты скорости течений и/или компоненты скорости течений, характерные для бистатической (мультистатической) локации, когда излучатель и приемник разнесены. Физика отражений от морской поверхности – брэгговское резонансное рассеяние. Этот тип рассеяния связан с когерентным отражением зондирующего сигнала неровностями океанской поверхности с характерным масштабом, равным $\frac{1}{2}$ длины волны излученного сигнала. На рис. 1 приведен характерный доплеровский спектр [3]. На рисунке хорошо видно, что спектр отражений от морской поверхности содержит два явно выраженных пика отражения первого порядка, называемых линиями Брега. Они являются результатом однократного резонансного рассеяния электромагнитной волны на морских волнах. Кроме отражения первого порядка имеются также и отражения второго порядка, обусловленные рассеянием на морских волнах. Доплеровские сигналы будут симметричными относительно нулевой отметки в случае, если поверхность океана не движется. Наличие течений в направлении на радар или от него будет смещать линии Брега влево или право, соответственно.

Кружочками на рис. 1 отмечены два резонансных пика первого порядка. Две вертикальные линии показывают положение резонансных пиков Бреговского рассеяния в случае отсутствия радиальных течений. В данном случае оба пика смещены вправо, что говорит о наличии морского течения от радара. По наличию и величине пиков второго порядка можно судить о подповерхностных течениях на глубину до нескольких метров.

Системы радаров КВ диапазона обеспечивают получение в реальном времени информации в виде синоптической картины распределения векторов поверхностных течений и информации о волнении (синоптическая информация о поверхностном волнении). Характерный для КВ радиолокации диапазон частот: 3-30 МГц (длина волны 100-10 метров). Характерная длина поля приемных антенн (L) – 100 метров. Наибольшее распространение получили радары, рассчитанные на диапазон частот 12-25 МГц.

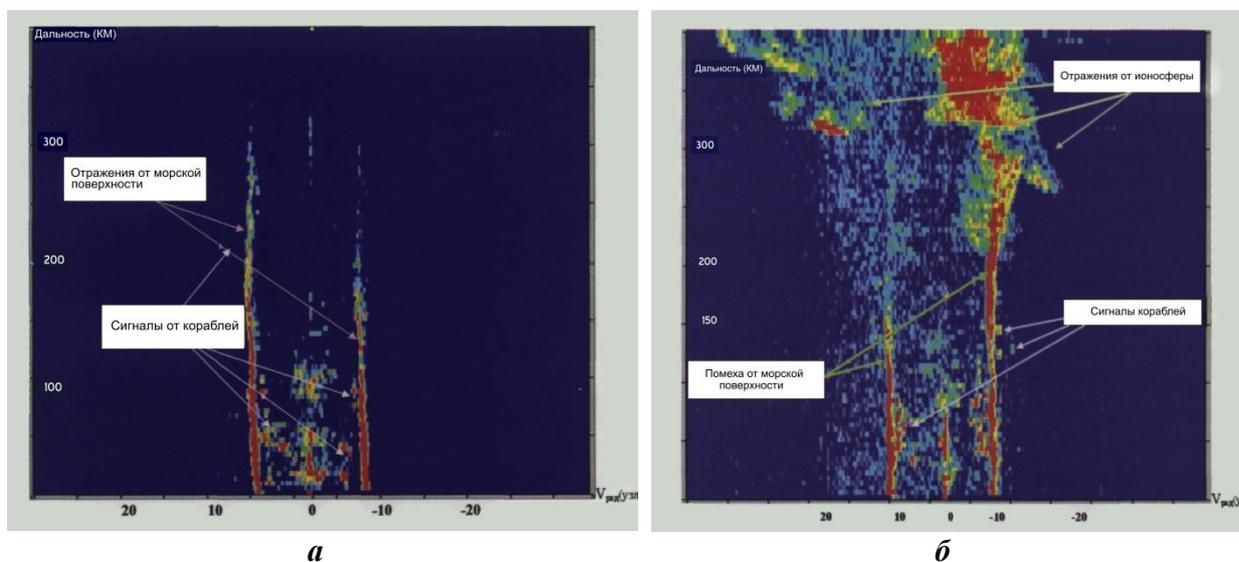


Рисунок 2. Отраженные сигналы от кораблей, морской поверхности и ионосферы в дневное (а) и переходное (б) время суток. По оси X отложены скорости в радиальном направлении (минус – от радара), по оси Y – расстояние от радара

В течение 5 лет на черноморском полигоне института океанологии РАН (ИОРАН) в г. Геленджик ведутся работы с радаром CODAR американского производства. Дальность действия радара не превышает 20 км, что в первую очередь определяется выбором частоты 25 МГц. Сопоставление данных о величинах скоростей, полученных с помощью радара и контактными методами, показали очень хорошее соответствие [4]. В 2019 году на полигоне будет установлен радар WERA немецкого производства, работающий на двух частотах 13 и 25 МГц [3]. Использование частоты 13 МГц позволит увеличить дальность работы до 100 км, а наличие двух таких радаров позволит построить карту морских течений в секторе 100×100 км², что позволит перейти к решению задач оперативной океанографии с усвоением данных радиолокационного зондирования гидрофизическими моделями. В дальнейшем, вся разработанная методика численного моделирования, измерения данных о состоянии морской среды, усвоения этих данных моделями будет адаптирована применительно к морям Северного ледовитого океана. Последующее развитие радиолокационных методов

зондирования морской поверхности на черноморском полигоне ИОРАН будет заключаться в уменьшении частоты зондирующего сигнала с целью получения отраженного сигнала на расстояниях до 300 км от радара. При этом мы будем получать и сигналы, отраженные от ионосферы.

На рис. 2 приведены уровни сигналов от морской поверхности и кораблей из работы [5]. Видно, что скорость морских течений можно определять на расстояниях до 300 км. При наличии перемещающихся неоднородностей в ионосфере их динамику можно наблюдать в результате рассеяния зондирующего сигнала на этих неоднородностях.

Теперь кратко перейдем ко второму аспекту, заявленному в данной статье. В течение последних 13 лет в ИЗМИРАН была проведена большая работа по обработке практически всего объема ионограмм внешнего зондирования, полученных на спутнике ИК-19 (1979-1981гг). В 40% случаев мы имеем дело с так называемыми «чистыми» ионограммами, на которых четко виден след, отраженный от ионосферы и земли, и легко можно определить критическую частоту слоя F2. В остальных случаях след уширяется, появляются дополнительные отражения по мере увеличения в ионосфере неоднородностей разного масштаба. Дальнейшее усиление неоднородностей различного масштаба и интенсивности приводит к полному размытию следа и появлению вместо него некоего облака точек. Число таких размытых ионограмм достигает 10% от общего количества. В основном они наблюдаются в высоких широтах и на магнитном экваторе. Анализ таких случаев и указал на необходимость учитывать реальную диаграмму направленности антенн ионозонда ИС-338 на спутнике ИК-19. В настоящее время расчет диаграммы направленности антенны в КВ диапазоне не представляет большого труда. Результаты расчета для двух диполей в диапазоне 0.3-5 МГц и 5-16 МГц показаны в статье [6] данного сборника. Понятно, что при пересечении спутником участков ионосферы с сильно вытянутыми вдоль магнитного поля неоднородностями необходимо учитывать реальную диаграмму направленности антенн.

Заключение

Вновь создаваемые системы внешнего зондирования ионосферы и прибрежной радиолокации морской поверхности в качестве дополнительной информации могут обеспечить нас новыми знаниями о неоднородностях в высокоширотной ионосфере и об их динамике. Возможность получения такой информации необходимо закладывать еще на этапе проектирования данных систем.

Литература

1. Ann Kristin Sperreik. Modeling coastal circulation in Norway using a high-resolution 4D-Var ocean assimilation system. Thesis for degree of PhD, University of Bergen, 2017
2. Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод. Изд. «Мир», 1988
3. Helzel T., B. Hansen. How monitoring by Coastal Radar becomes more and more important as tool for hazard management and environmental protection. Press-release WERA. www.helzel.com
4. Зацепин А.Г., Горбачкий В.В., Мысленков С.А., Шпилев Н.Н., Дудко Д.И., Ивонин Д.В., Сильвестрова К.П., Баранов В.И., Телегин В.А., Куклев С.Б. «Сравнение характеристик течений, измеренных КВ и СВЧ радиолокаторами на гидрофизическом полигоне ИОРАН в Черном море, с данными ADCP и дрейфтеров»// «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса», 2017, г.Москва, ИКИ, т.14, №7, с. 250-266
5. Евстратов Ф.Ф. Проблемы и достижения в создании в Российской Федерации загоризонтных РЛС поверхностной волны. В кн. Диалектика технологий воздушно-космической обороны М. «Издательский дом «Столичная энциклопедия», 2011.с. 204-220
6. Телегин В.А., Гарбацевич В.А., Иванов И.И., Каптюг А.А. Учет особенностей диаграмм направленности для ретроспективного анализа и соответствующей интерпретации ионограмм внешнего зондирования. Труды 41 семинара по физике авроральных явлений, “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XLI Annual Seminar, Apatity, 2018

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.160-163

СРАВНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПЭС И МОДЕЛЬНОГО АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА

С.А. Черноус¹, И.И. Шагимуратов², М.В. Филатов¹, И.И. Ефишов²

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

²Калининградский филиал ИЗМИРАН, г. Калининград, Россия

Аннотация. Работа посвящена оценке практической возможности использования параметров и характеристик аврорального овала. Проводится сравнение местоположения модельных представлений границ аврорального овала по модели NORUSCA с овалом неоднородностей полного электронного содержания (ПЭС), построенного по данным ГНСС измерений, и определяющего прохождение трансionoсферных сигналов в полярной ионосфере. Делается вывод о хорошем совпадении тенденций смещения границ обеих овалов. Отмечается, что точные количественные зависимости модельных и измеряемых параметров требуют дальнейшего изучения с привлечением большого массива современных экспериментальных данных и их статистической обработки.

Введение

Настоящая работа связана с решением задачи прогноза появления мелкомасштабных неоднородностей в полярной ионосфере, возникающих одновременно с появлением дискретных форм полярных сияний [1-3]. Наличие пространственно-временного соответствия оптических полярных сияний и возмущений полярной ионосферы, влияющих на распространение сигналов навигационных спутников (ГНСС) может позволить такой прогноз осуществить. Действительно, если мы обеспечим надежный прогноз пространственно-временного распределения полярных сияний, то на основании количественных зависимостей распределения неоднородностей полного электронного содержания в ионосфере и распределения полярных сияний мы получим и прогноз появления неоднородностей, влияющих на распространение высокочастотных навигационных сигналов. Известно, что для регистрации локальных оптических полярных сияний может применяться сеть наземных камер полного обзора неба, имеющих ограниченное по сравнению с спутниковыми методами поле зрения, однако их достоинство заключается в высоком пространственном и временном разрешении конкретных авроральных событий, по которым можно установить физические механизмы развития неоднородностей ПЭС. Так как нам требуются не только и не столько наблюдения в реальном времени, а прогноз, то мы призываем обратить внимание на существующие модели аврорального овала, которые на настоящем этапе развития полярной геофизики позволяют состояние оптического овала прогнозировать. Зная соответствие между овалом полярных сияний и овалом неоднородностей ПЭС, мы сможем прогнозировать и условия распространения трансionoсферных сигналов.

Овал полярных сияний

Выдающееся открытие местоположения полярных над поверхностью Земли в любой момент времени. было сделано по данным сети непрерывно работающих оптических камер С-180 с обзором 180° в период Международного геофизического года (1957 – 1958) советскими учеными Оно позволило связать различные физические явления в земных оболочках – магнитосфере и ионосфере с наблюдаемыми на земной поверхности явлениями. Советские ученые О. Хорощева, Я. Фельдштейн и Г. Старков доказали асимметрию этого кольца, положение которого определялось не географическим, а магнитным полюсом, установили его непрерывность, и нашли возможность его математического представления [4-6].

Оказалось, что овал «дышит», он смещается к экватору при большой солнечной активности, а ширина его значительно увеличивается. Удачным оказалось и само слово «овал», ясно выражающее реальную геометрию мгновенного положения кольца сияний. Это одно из самых значимых открытий в физике ближнего космоса, оно вошло в историю геофизики, как авроральный овал Фельдштейна. И когда ученым из первых измерений геомагнитного поля на спутниках стало известно, что магнитосфера Земли тоже несимметрична, стало понятно, что, определяя границы, ширину, асимметрию и другие параметры овала, можно узнать о явлениях, происходящих в ближнем космосе, то есть проводить диагностику околоземного космического пространства. Множество работ в области геокосмических исследований стали обязательно включать в себя (и до сих пор включают) сравнение новых данных с характеристиками овала, и овал является практически естественной системой координат в космической геофизике. В настоящее время появились сомнения в современности

парадигмы аврорального овала, высказанные на основании ошибочного мнения утверждающего, что понятие аврорального овала объединяет все типы активных полярных сияний [7]. Действительно, с точки зрения исследователя магнитосферных механизмов формирования различных форм сияний, использование концепции овала ограничено. Однако, это гораздо в меньшей степени касается процессов в ионосфере. На самом деле, модель овала и его математическое описание были построены исключительно для дискретных форм сияний [8] что делает его полезным для диагностики влияния полярной ионосферы на распространение навигационных сигналов GPS и ГЛОНАСС в Арктике. Именно с дискретными формами сияний в период авроральной суббури связаны вариации и неоднородности полного электронного содержания (ПЭС), определяющие распространение трансionoсферных сигналов навигационных спутников [9-10]. Таким образом, кроме традиционного значения овала, используемого много лет, он получает новую жизнь в радиофизических полярных исследованиях.

Модель краткосрочного прогноза NORUSCA

В 1997 году в лаборатории Военно-Воздушных сил США был построен виртуальный пятнадцатиминутный Kp индекс WING, который определялся на основании полученных зависимостей Kp от параметров солнечного ветра [11]. Реализована эта зависимость с помощью измерений на спутнике ACE, находящемся в точке либрации между Землей и Солнцем на расстоянии около одного миллиона километров от Земли. То есть, можно прогнозировать полярные сияния в зависимости от виртуального Kp, определяемого по параметрам солнечного ветра. Таким образом, двумя ключевыми позициями прогноза являются 1) зависимость положения овала сияний от Kp и ее описание в работе Г.В. Старкова [12, 13]; 2) зависимость виртуального Kp от параметров солнечного ветра (индекс WING).

Зная индекс WING (виртуальный Kp) можно построить овал сияний заблаговременно от 1 до 2 часов в зависимости от скорости движения заряженных частиц от Солнца. Модель прогноза NORUSCA была реализована в рамках Норвежско-Российского проекта [14] на базе данных ПГИ с участием ученых Геофизического института на Аляске и размещена в Интернете на сайте Университета на Свальбарде (Шпицберген) <http://kho.unis.no>

Положения неоднородностей ТЕС и полярных сияний аврорального овала в условиях различной гелиогеофизической активности

При помощи программного обеспечения, разработанного для прогноза обнаружения сияний аврорального овала были построены профили овалов полярных сияний и совмещены с профилями неоднородностей для 4-х станций (AB18 66.71N 162.61W, TIXI 71.38N 128.52E, KIR0 67.51N 21.03E, NNVN 61.47N 44.90W) (рис. 1).

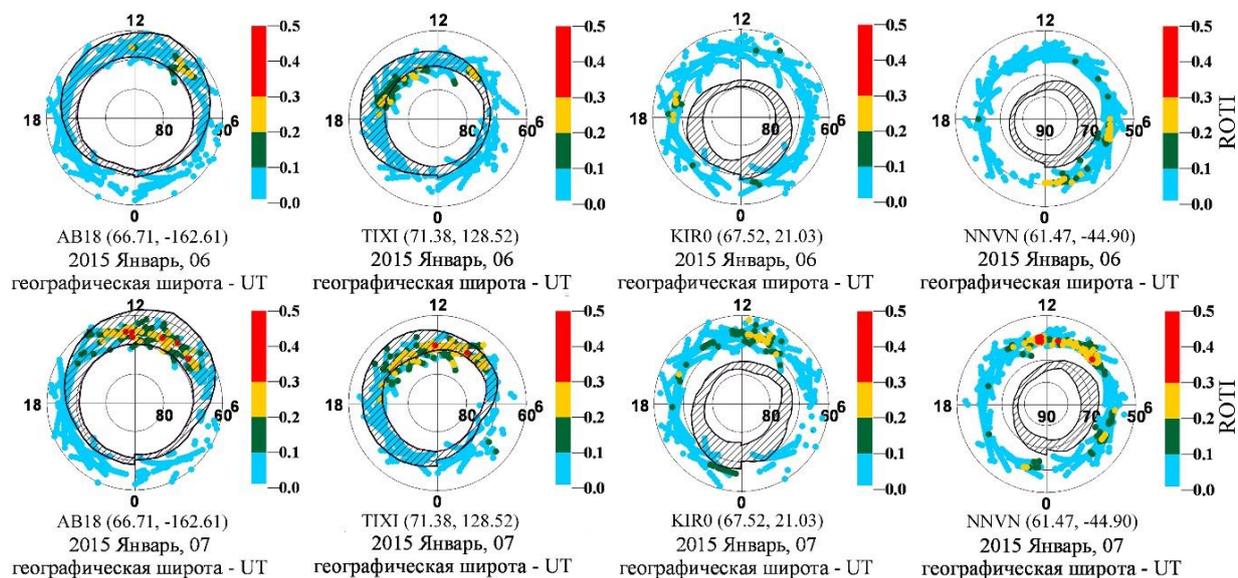


Рисунок 1. Пространственные распределения сияний и неоднородностей ПЭС (ROTI) для спокойного уровня 06.01.2015 и возмущенного 07.01.2015. Интенсивность ROTI обозначена отрезками разного цвета согласно шкале справа от изображения овалов.

На рис. 1 представлены пространственные распределения сияний и неоднородностей ПЭС для спокойного уровня 06.01.2015 и возмущенного 07.01.2015. Очевидно, что при различной возмущенности картины распределений могут значительно отличаться.

Сразу отметим важную особенность при сравнении пространственных распределений сияний и неоднородностей ПЭС в период магнитной бури 07.01.2015. И те, и другие распределения имеют овальную форму с максимальной шириной и интенсивностью в полуночные часы местного времени. Причем, именно на тех станциях, которые расположены вблизи полуночи, наблюдается хорошее подобие фигур этих распределений. Это говорит о том, что основными формами сияний, претендующими на роль индикатора областей ионосферы, нарушающих нормальное распространение радиоволн, являются дискретные дуги и полосы сияний, обычно располагающиеся в ночном секторе. Как видно из рис. 1 на станциях AB18 и TIXI наблюдается совпадение овалов сияний и неоднородностей. Это соответствует ночному времени суток. Однако на станциях KIR0 и NNVN овалы не совпадают. Это может быть связано как с географическим положением станций, так и с распределением сияний по высоте. Действительно, лучи дуг полярных сияний могут начинаться на высоте около 110 км и заканчиваться на высотах 300-500 км, а их направление соответствует направлению силовых линий магнитного поля Земли. Трасса навигационный спутник – навигационный приемник может пересекать лучистую дугу полярного сияния на любой высоте. Поэтому совпадение авроральных овалов и овалов неоднородностей ТЕС отнюдь не является необходимым, важно, что и то, и другое распределение имеет овальную структуру. Взаимное положение овалов полярных сияний и неоднородностей в ионосфере и позволит нам оценивать и прогнозировать появление этих неоднородностей по данным о полярных сияниях, хотя для этого придется решать трехмерную задачу. С авроральными возмущениями в проведенных измерениях неоднократно ассоциировались интенсивные фазовые флуктуации на разнесенных станциях в авроральных и субавроральных широтах [12-16]. В качестве следующего примера представлены данные по пространственно-временному распределению фазовых флуктуаций GPS сигналов, обусловленных ионосферными неоднородностями во время геомагнитной бури 2 октября 2013г. с представлением одновременных овалов полярных сияний согласно [8, 7-11]:

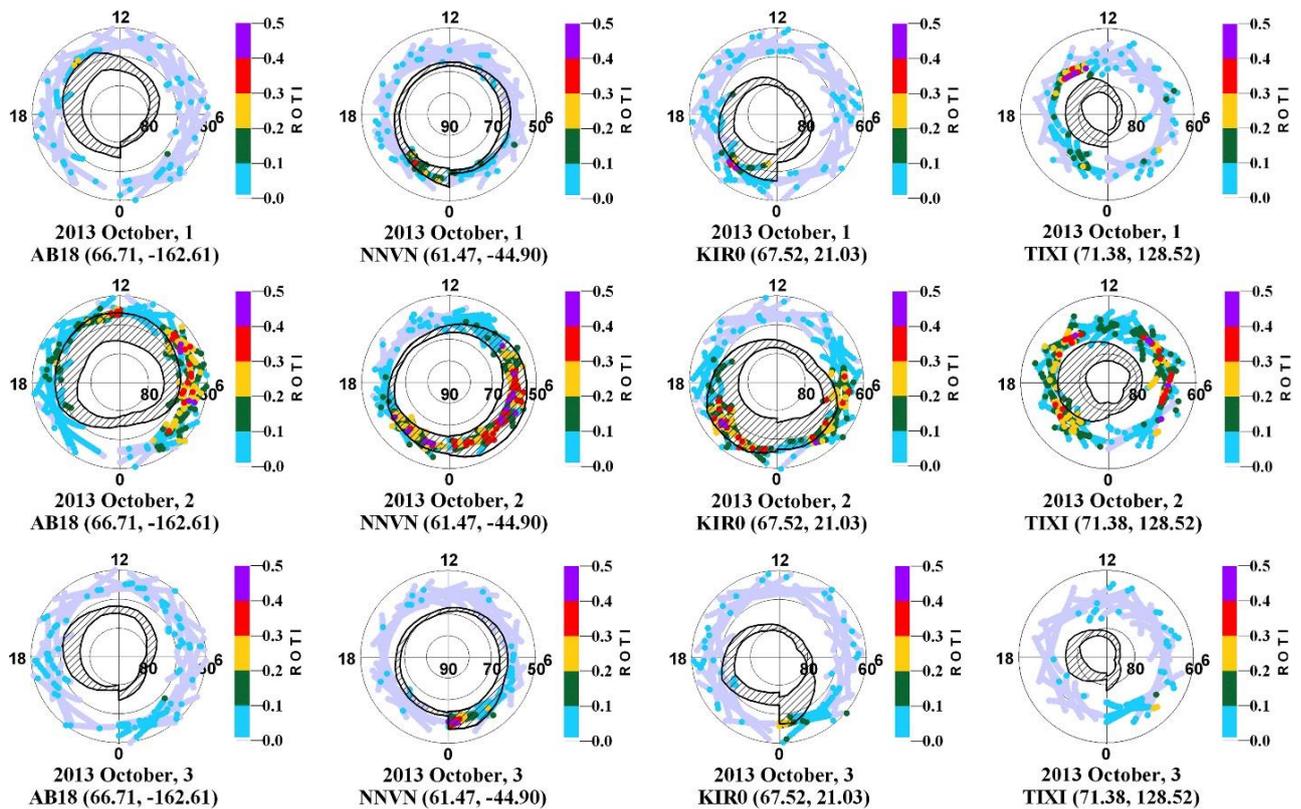


Рисунок 2. Пространственные распределения интенсивности сияний и неоднородностей ПЭС для спокойного уровня 01.10.2013, 3.10.2013 и возмущенного 2.10.2013. Интенсивность ROTI обозначена отрезками разного цвета согласно шкале справа от изображения овалов.

В этом случае, как и в предыдущем, также обнаруживается овальная структура пространственно-временного распределения, как полярных сияний, так и неоднородностей в ионосфере. Очевидно, что в возмущенный день 2 октября 2013 г. овалы сближены между собой в то время, как в спокойные дни 1 и 3 октября они значительно расходятся.

Заключение

Сравнение пространственно-временного распределения неоднородностей ПЭС и модельного аврорального овала продемонстрировало возможность прогноза нарушений распространения ГНСС сигналов высокоорбитальных спутников в Арктике во время развития дискретных форм полярных сияний.

Литература

1. Черноус С.А., Швец М.В., Филатов М.В., Шагимурагов И.И., Калитёнков А.Н. Исследования особенностей навигационных сигналов в период авроральных возмущений // Химическая физика том34, №10, с. 33-39 2015.
2. 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.
3. Aarons J., *GPS system phase fluctuations at auroral latitudes* // Journal of Geophysical Research, 102, A8, 1997, pp. 17219-17231
4. Хорошева О.В. Пространственно-временное распределение полярных сияний // М.: Наука, 1967. 82 с.
5. Исаев С.И. Морфология полярных сияний // Л.: Наука, 1968. 167
6. Feldstein Ya.I., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances. // *Planet. Space Sci.* 1967 vol. 15, no. 2, pp. 209–230.
7. Лазутин Л.Л. Овал полярных сияний — Прекрасная, но устаревшая парадигма// солнечно-земная физика, 2015. т. 1, № 1, с.23 -35.
8. 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.
9. Chernouss S.A., Shagimuratov I.I., Ievenko I.B., Filatov M.V., Efishov I.I., Shvets M.V., Kalitenkov N.V. Aurora as Indicator of the Ionospheric Impact on TransIonospheric Navigation Signals. // Proceedings of V Intern. Conf. “Atmosphere, Ionosphere, Safety” (AIS-2016), Kaliningrad, Russia, 2016, pp. 185—191
10. Черноус С.А., Шагимурагов И.И., Калитенков Н.В. Оценка состояния приема навигационных сигналов GPS/ГЛОНАСС в Арктике с помощью регистрации полярных сияний. // Всероссийская научно-практическая конференция «Сервис безопасности в России: опыт, проблемы, перспективы. Арктика - регион стратегических интересов: правовая политика и современные технологии обеспечения безопасности в арктическом регионе». 29.09.2016
11. Costello, K. A., *Moving the Rice MSFM into a RealTime Forecast Mode Using Solar Wind Driven Forecast Models*, Ph.D. dissertation, Rice University, Houston, TX, June 1997.
12. Starkov, G. V., *Mathematical model of the auroral boundaries* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 34, 3, 331336, 1994.
13. Starkov, G.V., *Statistical dependences between the magnetic activity indices* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 34, 1, 101-103, 1994.
14. Sigernes F., M. Dyrland, P. Brekke, E. K. Gjengedal, S. Chernouss, D.A. Lorentzen, K. Oksavik and C. S. Deehr real time aurora oval forecasting – SvalTrack I
15. Shagimuratov I.I., S.A. Chernouss, I.I. Efishov, M.V. Filatov, N.Y. Tepenitsyna, G.A. Yakimova, E.M. Koltunenکو, M.V. Shvec. Occurrence of GPS signals phase fluctuations during auroral activity // “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity, PGI Kola Science Centre, Russian Academy of Science, 2015, pp. 107-110.
16. Черноус С.А., Шагимурагов И.И., Ефишов И.И., Тепеницина Н.Ю., Черняк Ю.В. Флуктуации фазы GPS сигналов во время геомагнитной бури 1 октября 2013 года. Труды XX Региональной конференции по распространению радиоволн. СПб ГУ 18 - 20 ноября 2014 г. с. 84-87.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.164-167

SIMULTANEOUS MONITORING OF MIDDLE ATMOSPHERE OZONE AT APATITY AND PETERHOF IN THE WINTER 2017/2018

Y.Y. Kulikov, A.F. Andriyanov, V.G. Ryskin (*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia*)
S.I. Osipov, A.V. Poberovsky (*St. Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*)
V.I. Demin, A.S. Kirillov, B.V. Kozelov, V.A. Shishaev (*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*)

Introduction

We present preliminary results of observations of the ozone emission line in winter 2017/2018 by method of microwave radiometry. Measurements of spectra of middle atmosphere ozone were executed with the help of two of mobile ozonemeters (observation frequency 110836.04 MHz). One spectrometer was installed at physical faculty in Peterhof (60N, 30E) in 28 km from the centre of Saint Petersburg [1]. Another spectrometer was installed at Polar Geophysical Institute in Apatity (67N, 33E). Both devices had identical techniques as measurement and an estimation of vertical structures of ozone. Results of joint ground-based measurements of middle atmosphere ozone content with the use microwave equipment are presented. The importance of similar observations in the studying of the influence of various disturbances on ozone layer is discussed. The comparative analysis of received results with satellite MLS/Aura data, and also with ozonesonde data at station Sodankyla (67N, 27E) and with model profiles is given.

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 [2]. The device consists of an uncooled heterodyne receiver tuned to a fixed frequency 110836.04 MHz corresponding to a rotational transition of ozone molecules $\nu_{0,6}-\nu_{1,5}$, 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. The parameters of the device allow to measure a spectrum of the emission ozone line for time about 15 min with a precision of ~ 2%. 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 O_3 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 criterion of the accuracy of inverse problem solution is the best fit ozone spectral lines calculated by the retrieved profile of the O_3 concentration to the original experimental spectrum. The error of estimating the vertical distribution of ozone on the measured spectra by above described device does not exceed 20%.

The results of observations and discussion

In winter of 2017/2018 in Apatity the total duration of microwave observations was 40 days. There were three continuous series with a temporal resolution of 15 min from 22.12.2017 to 28.12.2017, from 19.02.2018 to 22.02.2018 and from 13.03.2018 to 16.03.2018. All observations in Apatity were supported by microwave measurements in Peterhof from 01.11.2017 to 31.03.2018. Unfortunately, now observation data have not been fully processed. It should be noted that continuous series were planned to reveal the influence of charged particles on the content of mesospheric ozone in the auroral zone (Apatity). The first series at the end of December was held at a very low altitude of the Sun at noon - in condition of the "polar night". Under these conditions it can be expected that sunlight does not affect the behavior of mesospheric ozone during the day.

On Fig. 1 MLS/Aura satellite measurements temperature data over Apatity at the level of 10 hPa corresponding to approximately height of 30 km for winter of 2017/2018 are given. This winter there was a sudden stratospheric warming in the middle of February, 2018. The warming lasted about a week. The maximum temperature rose to 240K on February, 16, which is higher on 50 K of the mid-temperature the January. The development of the stratospheric warming over the Apatity occurred under the classical scheme [3] from top to bottom. Experimental confirmation of this scheme can be found in [4, 5].

In Fig. 2 shown the temporal variations of ozone density (ground-based microwave data) and temperature MLS/Aura data (thick continuous line) at 25, 40 and 60 km in the winter 2017/2018. On the lower panel shown the variations of ozone density (open rhombuses) at altitude 25 km. In addition, here direct measurements of ozone density (balloon probe data) at an altitude of 25 km in the meteorological station of Sodankyla marked by black squares are given. This station is located in close proximity to the Apatity station at the same latitude. On the middle panel Fig. 2 the O₃ density variations at an altitude of 40 km (thin line) according to MLS/Aura are shown.

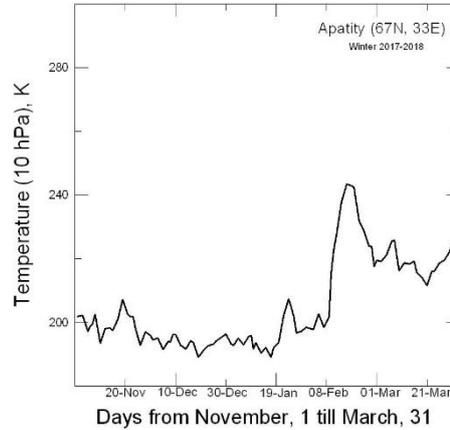


Figure 1. Change of temperature in the course of time at a level 10 hPa over Apatity in the winter 2017/2018 (MLS/Aura data)

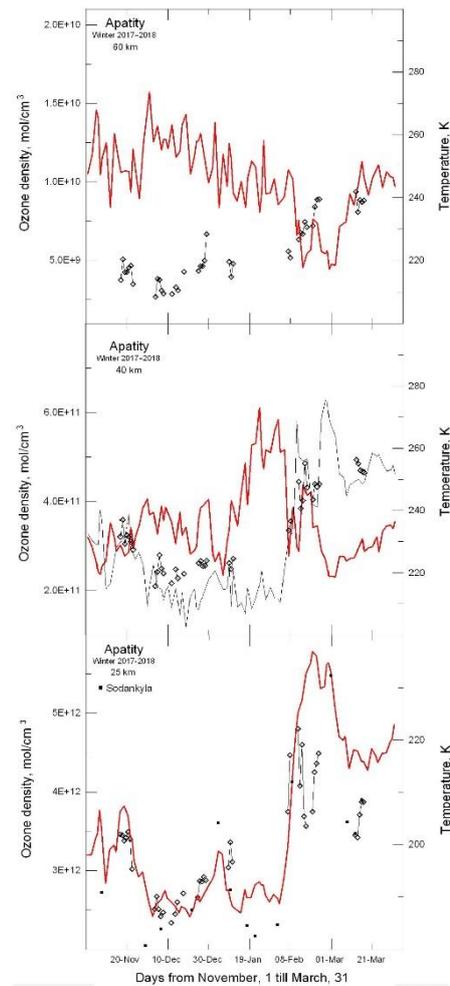


Figure 2

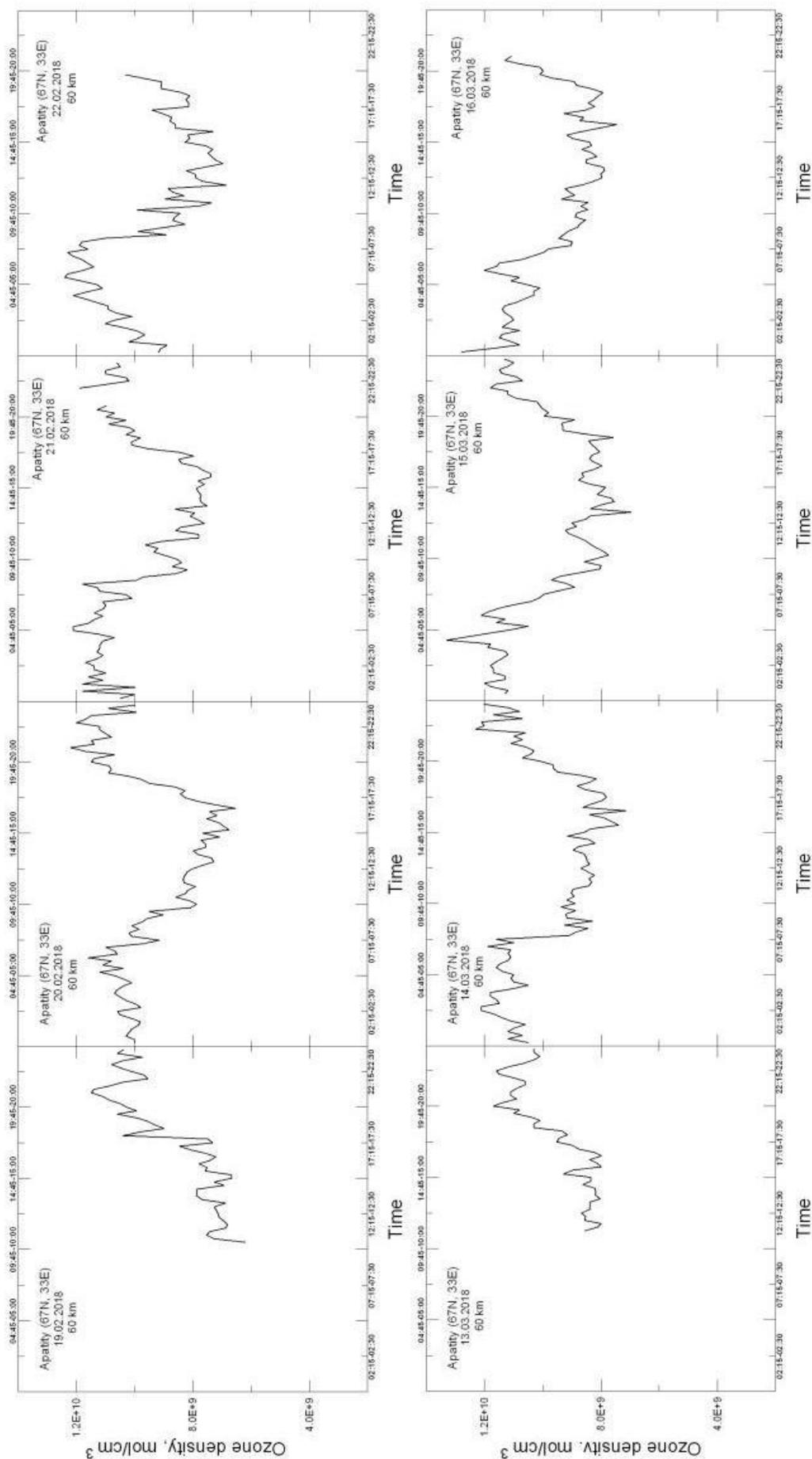


Figure 3. Diurnal variations of ozone at height 60 km in continuous series of microwave measurements from 19.02.2018 till 22.02.2018 and from 13.03.2018 till 16.03.2018. The temporal resolution of 15 min.

On the Fig. 3 changes in mesospheric ozone at an altitude of 60 km for two continuous observation series in February and March 2018 are presented. The average amplitude of diurnal variations of O₃ was about 30%.

On the Fig. 4 the diurnal changes in mesospheric ozone at an altitude of 60 km during the polar night 28.12.2017 are shown. Note the significant variations in the O₃ density, which apparently are not associated with sunrise and sunset. The amplitude of changes in ozone density reached 80%. Nevertheless the variations in the O₃ density correlate with the diurnal changes in O₃ concentrations at the altitudes of the mesosphere modeled by *Rodrigo et al.* [6,7] for mid-latitudes.

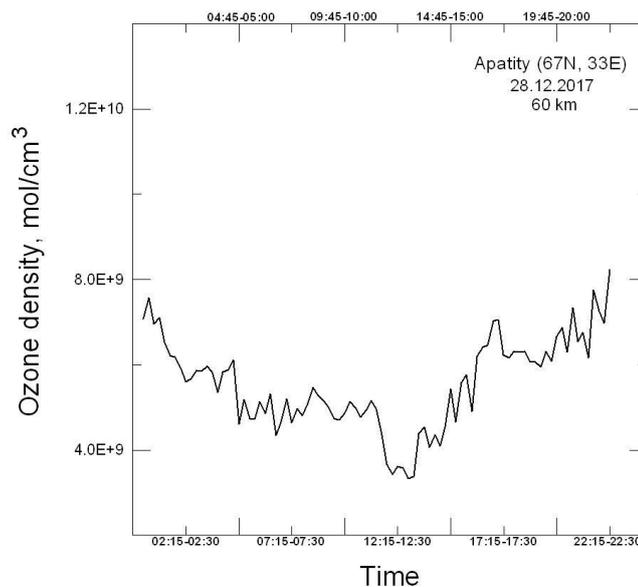


Figure 4

Conclusion

1. We show the new results of studying the dynamics of ozone content in the middle atmosphere over Apatity (67N, 33E) during the winter 2017/2018 by the microwave radiometry method.
2. Microwave results (vertical distribution of ozone) were compared with satellite data – altitude profiles of ozone and temperature in the layer of 20-60 km (MLS/Aura), and also with ozonesonde data at stations Sodankyla (68N, 27E).
3. Unusual diurnal variations in ozone at altitude 60 km, which were caused by polar night in December 2017, were observed over Apatity.

Acknowledgments. The work was supported the RFBR grant 15-05-04249.

References

1. Тимофеев Ю.М., В.С. Косцов, А.В. Поберовский, Ю.Ю. Куликов, А.А. Красильников. Измерения вертикальных профилей содержания озона над Санкт-Петербургом наземной микроволновой аппаратурой. Вестник Санкт-Петербургского университета, Серия 4 (Физика и химия), Выпуск 4, декабрь, с. 44-53, 2008.
2. Kulikov Y.Y., A.A. Krasilnikov, A.M. Shchitov, New mobile ground-based microwave instrument for research of stratospheric ozone (some results of observation), The Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW'07) Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 25 – 30, 2007, v. 1, p. 62 – 66. 2007.
3. Schoeberl M.R. Stratospheric warming: Observations and theory. *Rev. Geophys.*, v. 16(4), p. 521-538, 1978.
4. Krasilnikov A.A., Y.Y. Kulikov, V.G. Ryskin. Ozone behavior in the upper atmosphere during the winter of 1999/2000 from simultaneous microwave observations in Nizhny Novgorod (56°N, 44°E) and Apatity (67°N, 35°E). *Ceomag. Aeron.*, v. 42, №2, p. 265-273, 2002.
5. Manney G.L., et. al. Aura Microwave Limb Sounder observations of dynamics and transport during the record-breaking 2009 Arctic stratospheric major warming. *Geophys. Res. Lett.*, 36, L12815, doi: 10.1029/2009GL012815, 2009.
6. Rodrigo R., J.J. Lopez-Moreno, M. Lopez-Puertas, F. Moreno, A. Molina. Neutral atmospheric composition between 60 and 220 km: A theoretical model for mid-latitudes. *Planet. Space Sci.*, v. 34, p. 723-743, 1986.
7. Rodrigo R., M.J. Lopez-Gonzalez, J.J. Lopez-Moreno. Variability of the neutral mesospheric and lower thermospheric composition in the diurnal cycle. *Planet. Space Sci.*, v. 39, p. 803-820, 1991.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.168-171

INFLUENCE OF THE SOLAR ACTIVITY ON CAVE AIR TEMPERATURE REGIMES

Penka Stoeva and Alexey Stoev

Space Research and Technology Institute - BAS, Stara Zagora Department, P.O. Box 73, 6000 Stara Zagora, Bulgaria; e-mails: penm@abv.bg, stoev52@abv.bg

Abstract. Caves and their evolution are influenced by solar activity as all the natural processes. The study of this influence needs constant monitoring of the air temperature and physical parameters of the cave – rock temperature, condense processes, heat exchange etc. We consider cave air temperature response to climate and solar and geomagnetic activity for four show caves in Bulgaria (latitude $\varphi=42.50^\circ$, longitude $\lambda=25.30^\circ$) for a period of 46 years (1968 – 2013). Everyday noon measurements in Ledenika, Saeva dupka, Snezhanka and Uhlovitsa cave have been used. Cave temperatures in the zone of constant temperatures (ZCT) are compared with surface temperatures recorded at meteorological stations situated near about the caves – in the towns of Vratsa, Lovech, Peshtera and Smolyan, respectively. The Hansen cave, Middle cave and Timpanogos cave from the Timpanogos Cave National Monument, Utah, USA have also been examined for comparison (latitude $\varphi=40.27^\circ$, longitude $\lambda=111.43^\circ$). It has been found that the correlation between cave air temperature time series and sunspot number is better than that between the cave air temperature and A_{pmax} indices; that t°_{ZCT} is rather connected with the first peak in geomagnetic activity, which is associated with transient solar activity (CMEs) than with the second one, which is higher and connected with the recurrent high speed streams from coronal holes. Decreasing trends in the air temperatures of all examined show caves have been identified, except for the Ledenika cave, which is ice cave. The well known mechanism of cooling is clearly expressed – the dry surface air lowers the temperature of the cave air and the drier air evaporates water from the cave environment, which further cools the cave.

On the contrary, increasing trends in the air temperatures on the surface, measured at the meteorological stations near about the show caves in Bulgaria have been identified. The trend is decreasing for the Timpanogos cave system, USA. It can be concluded that surface temperature trends depend on the climatic zone, in which the cave is situated, and there is no apparent relation between temperatures inside and outside the caves.

Our results can help in studying heat exchange between the surface and subsurface air and its influence on their unique microclimate.

Introduction

The relation solar activity – regional climate is well studied from observations of the Sun in astronomical observatories and registration of meteorological conditions in the Earth’s atmosphere in meteorological stations. It is also well known that basic reason for global climate changes are changes in the Earth’s cloud cover.

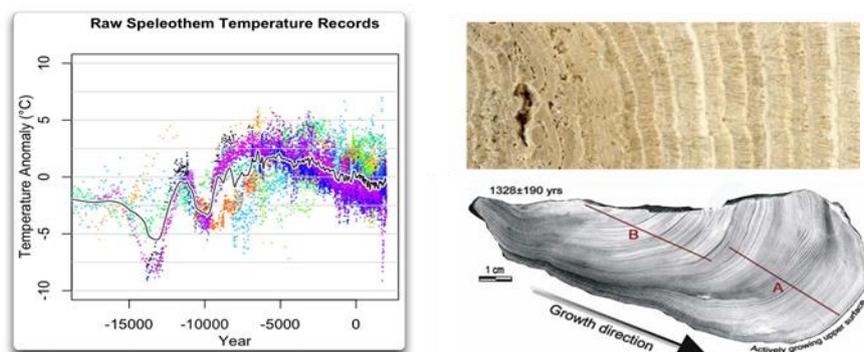


Figure 1. Climate changes over the last two glacial periods (<https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/paleoclimatology-data>). Cave speleothem and densitogram of luminescence intensity, cave Duhlata.

High negative correlation is ascertained between galactic and solar cosmic ray fluxes and the tropospheric temperature. It comes into evidence that the more long lasting powerful active events on the Sun, the larger number of days without clouds on Earth, and the higher temperature of the boundary layer.

Speleothems are secondary mineral deposits formed in caves. They are used for estimation of past climate conditions. Studying the evolution of secondary Karst formations, we find direct connection between their enlargement and the cave air temperature. On the other hand, we know about the direct connection between cave air temperature and solar activity. Thus, we can define an indirect index of solar activity, determining the influence of solar activity on formation and enlargement of secondary Karst formations.

Not only does inflowing air affect cave temperature, but it is also affects cave humidity. Natural cave humidity is about 95-100%. Cold air is usually dry, and when it enters the cave environment and warms it becomes even drier. Some areas could reach humidity as low as 60%. The drier air evaporates water from the cave environment, further cooling the cave since evaporation requires large amount of heat.

Most caves exhibit enough variations of the temperatures and humidity during periods of extreme temperature fluctuations on the surface and warrant serious investigation [Bramberg, 1973; Davies, 1960; Nepstad & Pisarowicz, 1989]. Although temperature readings within many show caves have been taken, little research has been conducted to determine what effects the modifications and human presence in the cave are having on the cave climate and environment.

Climate changes over the last two glacial periods - a quarter million years - are presented by the calculated temperatures from various speleothem records from all over the world caves at the NOAA Paleoclimatology web site (<https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/paleoclimatology-data>).

Temperature, past precipitations, nature of soil and vegetation cover, pollution, air composition, glaciation, fluvial erosion and deposition, and groundwater flows can be usually read by luminescence from cave speleothems and deposits (an example from the cave Duhlata, near the village of Bosnek).

The obtained time series are with duration of hundreds of thousands years and should be calibrated by instrumental records. Thus, large number of global change parameters can be reconstructed.

Experimental data

We used the data of four show caves related to the 36-year period (1968 – 2003). Those caves are situated at different altitude and geographic latitude. The caves were formed in the limestone around 400 000 years ago.

Air temperature in the ZCT is daily measured, at noon, by mercury thermometers with an accuracy of 0.1°C. Everyday data have been averaged and monthly and yearly mean values of the air temperatures have been derived [Stoiev & Stoieva, 2002].

Data for the air temperature outside the caves have been taken from meteorological stations situated near about the caves: in the towns of Vratsa (Ledenika cave), Lovech (Saeva dupka cave), Peshtera (Snezhanka cave) and Smolyan (Uhlovitsa cave), National Institute of Meteorology and Hydrology, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia.

Timpanogos Cave National Monument protects three interlinked limestone caverns - Hansen Cave (elevation 1920m), Middle Cave, and Timpanogos Cave. The caves are relatively new - they were formed along fractures in the limestone around 200 000 years ago and are still actively changing.

The temperatures in Hansen Cave, Middle Cave, and Timpanogos Cave (Carmell Falls and Lower Passage) have been taken from the Western Regional Climate Centre (<http://www.nps.gov/tica/RMweb/MonitoringData.html>). For the 1991- 2000 period data were collected every 2 hours by a Campbell Scientific network. The annual average temperatures on the surface, for the same period of 36 years (1968 – 2003) have been taken from the Timpanogos Cave Station, UTAH (428733).

Mean annual Sunspot Number and Apmx indices have been taken from the National Geophysical Data Centre, Boulder, CO.

Methods of the research

In order to assess trends in the examined air temperatures, linear regression is applied. Seasonal fluctuations of the mean annual air temperature in the ZCT of the caves have been identified by Fourier analysis, which could be applied as the time series is with equally spaced values. The same analysis has also been applied for the Sunspot number and Apmx indices (representatives of the solar and geomagnetic activity) for the same period of data available.

Seasonal patterns of both the air temperatures in the ZCT in every cave, and Sunspot number and Apmx indices have been examined via autocorrelograms. In order to uncover the correlations between air ZCT temperatures in the caves and solar and geomagnetic activity, cross-spectrum analysis has been applied.

Results and discussion

The air ZCT temperature and Sunspot number or Apmx indices for the period of 46 years, for the caves Saeva dupka, Snezhanka, Ledenika and Uhlovitsa are simultaneously presented as two dimensional scatterplots. The curves are very similar and some of them are mutually shifted. Here, plots for the Uhlovitsa cave are presented at Fig. 2 and 3. All the maxima in the temperature coincide or lag the respective Sunspot or Apmx maxima by a period of 1-3 years. t_{ZCT}° is rather connected with the first peak in geomagnetic activity, which is associated with transient solar activity, i.e., coronal mass ejections (CMEs) than with the second one, which is higher and connected with the recurrent high speed streams from coronal holes [Webb, 2002].

By the **Fourier analysis** we have uncovered two recurring cycles in the temperature time series for the four caves – with a period of about 10 years, and a small one - about 5 years. The 10 year periodicity coincides with the mean cycles of solar and geomagnetic activity. The cycle with a period of 5 years in the yearly mean air temperature in the ZCT of the examined caves coincides with that found for the yearly mean and minimal temperatures in Bulgaria.

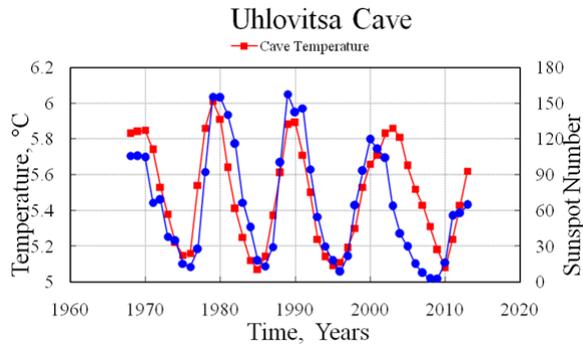


Figure 2. Mean annual air ZCT temperature (○) versus Mean annual Sunspot Number (■) for the 1968 – 2003 period, for the Uhlovitsa cave, Bulgaria.

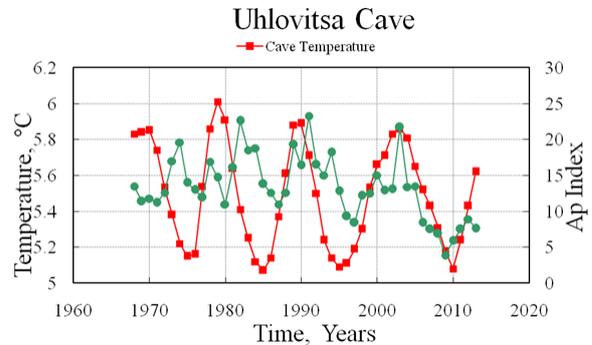


Figure 3. Mean annual air ZCT temperature (○) versus annual Apmax indices (■) for the 1968 – 2003 period, for the Uhlovitsa cave, Bulgaria.

It has been found by **cross-spectrum analysis** that the correlation between temperature time series and sunspot number is closer than that between the cave air temperature and Apmax indices [Stoeva et al., 2004].

We can compare altitudes, periodicities in the t°_{ZCT} , phase shifts of the temperature and sunspot time series, and correlation coefficients obtained for the studied caves (Table 1).

Table 1

Cave	Altitude, m	Periodicity in t°_{ZCT} , Years	Phase shift, Years	Correlation coefficient at 0.05 level of statistical significance
Saeva dupka	320	10	3	$r = 0.8253$
Snezhanka	540	10	1	$r = 0.7292$
Ledenika	1260	10	0	$r = 0.7172$
Uhlovitsa	1480	11	0	$r = 0.8021$

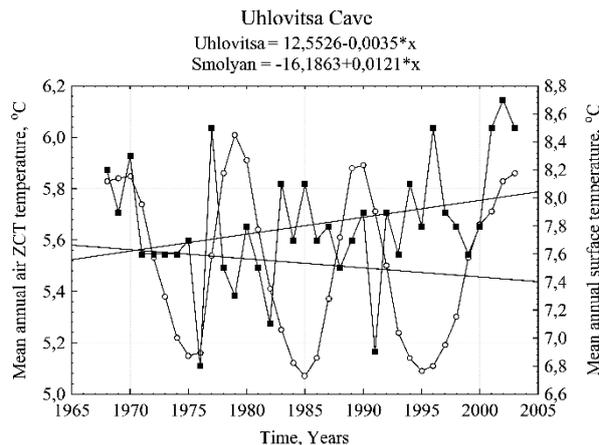


Figure 4. Mean annual air ZCT temperature (○) versus Mean annual surface temperature (■) recorded at meteorological station situated near about the the Uhlovitsa cave (Smolyan), Bulgaria, for the 1968 – 2003 period.

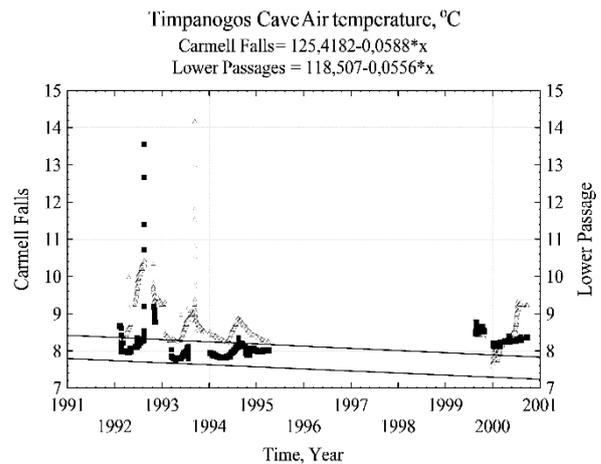


Figure 5. Air temperatures in the Timpanogos cave (Carmell Falls (Δ) and Lower Passage (■)), Utah, USA for the 1991 – 2000 period.

The course of the air ZCT temperature and the surface temperature recorded at meteorological station situated near about the respective cave have been investigated. Decreasing trends in the air temperatures of all the examined caves

have been identified, except for the Ledenika cave, which is an ice cave. On the contrary, increasing trends in the air temperatures on the surface, measured at the meteorological stations near about the caves, have been identified. This is in accordance with increasing trends in the extreme temperatures in Southern Bulgaria (Uhlovitsa cave), during the 1931-2000 period and expectations for warmer climate [Tsekov, 2002]. But caves are situated in different climatic zones - Temperate Continental (Ledenika and Saeva dupka), Transitional and Continental (Snezhanka), and Continental and Mediterranean (Uhlovitsa) [Geography of Bulgaria, 2002]. Timpanogos Cave System is in a zone with wet continental climate. We have discussed that increasing or decreasing trends exist in absolute minimum or maximum temperatures in different climatic zones. For the Ledenika and Saeva dupka caves (Temperate Continental climate) the absolute minimum temperatures increase and absolute maximum temperatures decrease. For the Timpanogos region decreasing temperature trend have been identified.

Cave temperature decrease could be explained with the fact that the examined caves are show caves. Because of the greater open entrances and artificial passages they experience greater volume of airflow than the other caves. The dry surface air lowers the temperature of the cave air and the drier air evaporates water from the cave environment, which further cools the cave. The same mechanism of cooling has been previously noted at Lehman Cave [Stark, 1969], at the Greenbrier Caverns [Cropley, 1965] and at Wind Cave [Nepstad & Pizarowicz, 1989]. It can be concluded that surface temperature trends depend on the climatic zone, in which the cave is situated.

Conclusion

Investigations of the cave air temperature response to variations of the climate and solar and geomagnetic activity show that cave systems very faithfully preserves a record of environmental changes, which is very important for prognosis of their future and ecological protection.

This work can contribute to studying the mechanisms of heat transport in the subsurface and calibration of long period climatic data read from speleothems and deposits in caves. It is an example of how the cave and its fragile ecosystem depend on the cave climate changes.

References

- Bramberg S.A., April 1973. Environments in Lehman Caves, Nevada. *Bulletin of the National Speleological Society*, v. 35, N 2, pp. 35-47.
- Cropley, January 1965. Influence of surface conditions on temperatures in Large cave systems. *Bulletin of the National Speleological Society*, v. 27, N 1, pp. 1-10.
- Davies W.E., January 1960. Meteorological Observations in Martens Cave, West Virginia. *Bulletin of the National Speleological Society*, v. 22, Part 1, pp. 92-100.
- Geography of Bulgaria (Physical and socio-economical geography)*, 2002. Geographical Institute – Bulgarian Academy of Sciences (in Bulgarian). ForKom. Sofia, Bulgaria.
- Nepstad J. and J. Pizarowicz, 1989. Wind cave, South Dakota: Temperature and Humidity Variations, *Bulletin of the National Speleological Society*, v. 51, pp. 125-128.
- Stark N., July 1969. Microecosystems in Lehman Cave, Nevada, *Bulletin of the National Speleological Society*, v. 31, N 3, pp. 73-81.
- Stoev A. and Muglova (Stoeva), P., 2002. *Cave microclimate in Bulgaria*. Ter ART Press. Sofia (in press).
- Stoeva P., A. Stoev, N. Kiskinova, 2004 Long-term changes in the cave atmosphere air temperature as a result of periodic heliophysical processes, IAGA & ICMA Conference on Long Term Changes and Trends in the Atmosphere, 09-14 June 2004, Sozopol, Bulgaria, accepted by the Journal: *Physics and Chemistry of the Earth*, (in press).
- Tsekov M., 2002, Analyses of the climate change in a local place in south Bulgaria, *Comptes Rendus de l'Academie Bulgarie des Sciences*, T. 55, No 10, pp. 21-26.
- Webb D.F., 2002. CMEs and the solar cycle variation in their geoeffectiveness In: *Proceedings of the SOHO 11 Symposium on From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO, 11-15 March 2002, Davos, Switzerland. A symposium dedicated to Roger M. Bonnet. Edited by A. Wilson, ESA SP-508, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-818-2, 2002, pp. 409 – 419.*
- <https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/paleoclimatology-data>
- <http://www.nps.gov/tica/RMweb/MonitoringData.html>

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.172-174

DETERMINATION OF THE TOTAL OZONE COLUMN WITH CONSIDERATION OF THE CLOUD OPTICAL DEPTH

R. Werner¹, B. Petkov², D. Valev¹, A. Atanassov¹, V. Guineva¹, A.S. Kirillov³

¹ Space Research and Technology Institute (SRTI) - BAS, Stara Zagora Department, Stara Zagora, Bulgaria

² Institute of Atmospheric Sciences and Climate (ISAC) - CNR, Bologna, Italy

³ Polar Geophysical Institute (PGI), Apatity, Russia

Abstract. Since the installation of a GUV-2511 instrument in February 2015 automatic measurements of the solar irradiances at wavelengths 305, 313, 320, 340, 380, 395 nm in the UV spectral range and the irradiance at the wavelength interval from 400 to 700 nm in the visible range have been carried out. The GUV instrument receives the solar irradiance from the sky. Therefore a simple calculation based on the Beer-Lambert Law is not applicable. So-called Lookup tables are prepared - for a multitude of ozone values irradiance ratios depending on different parameters as zenith angle and cloud optical depth were calculated previously using the Tropospheric Ultraviolet and Visible (TUV) radiation transfer model. The total ozone column amount was retrieved by interpolation of the tables for real measured ratios of the irradiance at 313nm, a wavelength with significant ozone absorption, and a second irradiance at 340 nm, which is insensitive against ozone absorption. For the estimation of the optical depth the ratio of the observed and the estimated for cloudless conditions irradiances at 380 nm is determined depending on the zenith angle. In addition a lookup table was previously calculated to obtain the actual optical depth in dependence from the zenith angle and the irradiance ratios at 380 nm. Ozone column data from OMI-instrument satellite Aura on the Earth Observing System were used for comparisons and to find the exact wavelength centre position for the 313 nm filter to minimise the ozone retrieval error for our algorithms. All observations from February 2015 up to January 2018 were included in the data processing.

Introduction

The calculations of the Total Ozone Column (TOC) for measurements in Sun direction are based on the Beer-Lambert law. To retrieve TOC's from global UV irradiance measurements, so called Lookup tables (LUT) were calculated, by help of radiation transfer models, where the irradiance ratios are modeled as function of the zenith angle for different TOC [Stammes, 1991]. In a previous work 2D LUT were calculated and the TOC were determined from irradiance ratios, which were smoothed and for the ratios an upper envelope was calculated to reduce the influence of clouds on the irradiance ratios [Werner *et al.*, 2017]. Here we use a 3D LUT depending not only from the zenith angle but additionally from the cloud optical depth.

The main goal of the presented here study is the better consideration of the cloudiness in order to enhance the TOC processing procedure.

Estimation of the cloud optical depth

The arbitrary solar irradiance at wavelength λ on an area at zenith angle ϑ (at the top of the atmosphere) is given by:

$$(1) \quad \frac{I_0(\lambda, \vartheta)}{I_{Sun}(\lambda)} = \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 * \cos \vartheta$$

where R is the actual distance to the Sun and R_0 the mean Earth-Sun distance. The measured irradiances at 380 nm at clear days (cld) were regressed against the arbitrary solar irradiance:

$$(2) \quad I_{cld}(\lambda, \vartheta) = -4.74 + 82.09 * \frac{I_0(\lambda, \vartheta)}{I_{Sun}(\lambda)}$$

The ratio of actual measured irradiances to the irradiances at clear days was determined by:

$$(3) \quad Irr(\lambda, \vartheta)_{ratio} = \frac{I_{meas}(\lambda, \vartheta)}{I_{cld}(\lambda, \vartheta) * corr}$$

A LUT for the irradiance ratio changing with the zenith angle for different optical depths was calculated. It was established that the irradiance ratio depends only weakly from the zenith angle. So we used the dependence from the ratio only for the zenith angle of 50 deg. regardless of the actual zenith angle for which the measurements were carried out.

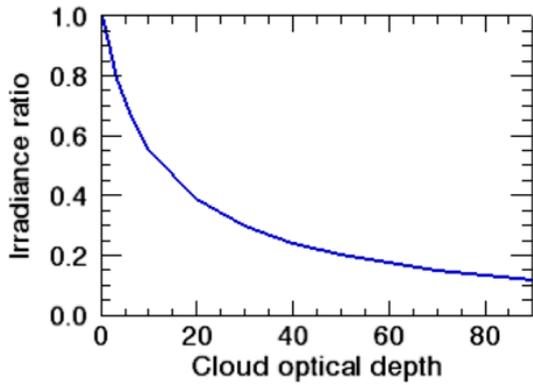


Figure 1. The cloud optical depth (COD) is determined by the Irradiance ratio eq. (3) for the wavelength unaffected from ozone at 380nm.

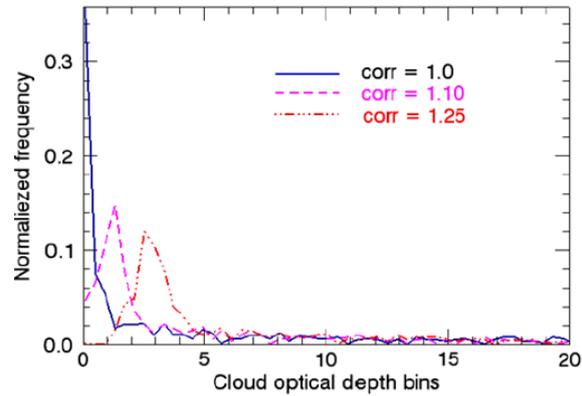


Figure 2. Histogram of the COD corresponding to the distribution of scattered stratocumulus [Beaulne et al., 2005].

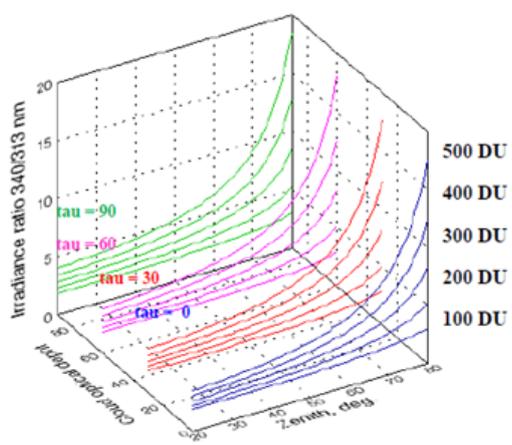


Figure 3. 3D LUT for the determination of TOC.

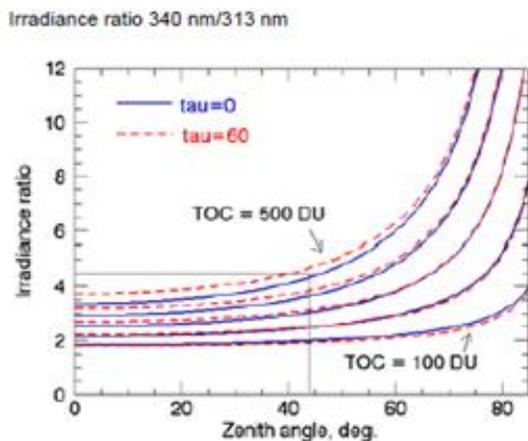


Figure 4. Comparison of the LUT for the COD $\tau = 0$ and $\tau = 60$. If the COD would be neglected the TOC can be under or overestimated depending of the zenith angle. In the figure for an irradiance ratio of about 4.5 and a zenith angle of 44 deg, for $\tau = 0$ a value of 520 DU is estimated. However, if the real COD is of about 60 then a TOC of 480 DU is found.

From the calculated dependences the cloud optical depth is determined using the experimentally found ratio $Irr(\lambda, \vartheta)_{ratio}$. The correction factor $corr$ guarants $Irr(\lambda, \vartheta)_{ratio} < 1$ and shifts the maximum of the COD histogram to greater values (see Fig. 2).

Determination of TOC

To estimate the TOC a 3D LUT was calculated by help of a the TUV [Madronich, 1993] radiation transfer model, where the ratio of an irradiance (340 nm) unaffected of ozone and an irradiance (313 nm) absorbed by ozone in dependence of the zenith angle for different TOC and COD. The TOC is determined for actual values of the irradiance ratio, the COD and the zenith angle from the LUT (see Fig. 3) by spline interpolation.

COD influence on the determination of TOC

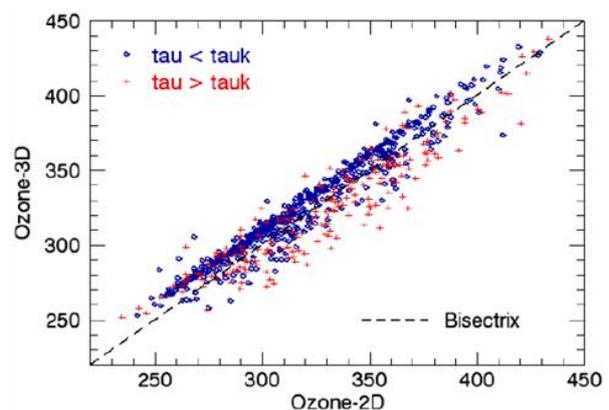


Figure 5. Comparison of the TOC determined by the 2D (Ozone-2D) and the 3D (Ozone-3D) algorithm. The Ozone-3D values are systematically smaller than the Ozone-2D values, especially for greater COD with $\tau \geq \tau_k$ (with $\tau_k = 11.5$). Therefore, the mean ozone values of the 2D and the 3D series are different as well.

Results

TOC results obtained by the 2D and the 3D algorithms were compared with measurements performed by the OMI-AURA satellite. Some of the statistics for days when the results are available for all processing types are summarized in Table 1. The best results are obtained for the 2D algorithm when the COD are smaller than a limit of $\tau_k = 11.5$. An improvement can be received by combination of results of the 2D algorithm for $\tau < \tau_k$ with the ones of the 3D-algorithm for $\tau \geq \tau_k$.

Table 1. Results of statistic study of the 2D and 3D algorithm in comparison with TOC obtained by the OMI satellite.

	N_{coinc}	R	R^2	σ_{abs} in DU	σ_{rel} in %
2D	514	0.966	0.933	9.6	3.0
3D	514	0.953	0.908	11.1	3.4
2D $\tau < \tau_k$	385	0.977	0.954	7.7	2.4
3D $\tau < \tau_k$	385	0.971	0.943	8.4	2.6
2D $\tau \geq \tau_k$	129	0.937	0.878	13.7	4.3
3D $\tau \geq \tau_k$	129	0.959	0.919	10.4	3.1
2D-3D comb.	514	0.973	0.947	8.5	2.6

The regression results of the TOC obtained by 2D-3D combination against the OMI TOC are graphically presented in Fig. 6. and Fig. 7.

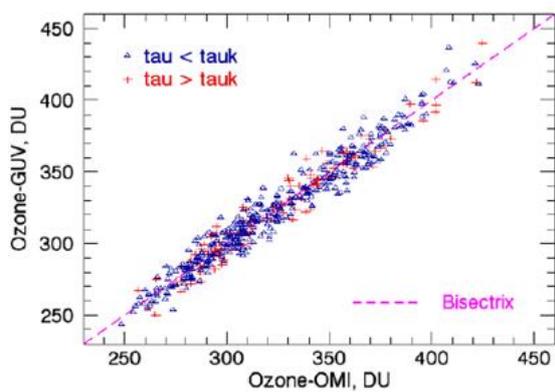


Figure 6. Regression of the TOC-GUV results obtained by the combination of 2D and 3D algorithm against the TOC retrieved from measurements by the OMI-AURA satellite. Systematic differences depending on tau are not visible.

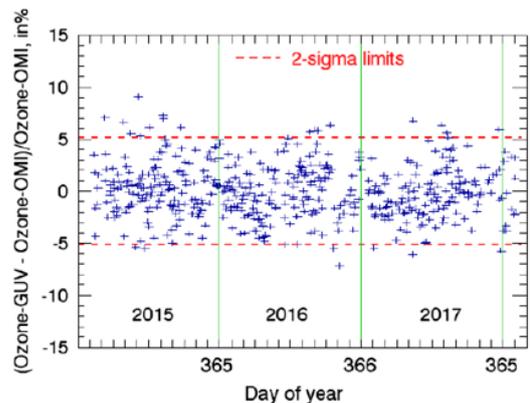


Figure 7. Deviations of the Ozone-GUV related to the satellite OMI TOC.

Conclusions

The statistical analysis shows that the combination of the two developed algorithms for retrieval of the TOC from the measurements performed by a GUV 2511-instrument installed in Stara Zagora allows obtaining TOC with uncertainties of about 8.5 DU, corresponding to 2.6% (1-sigma values). The improvement is only about 10% in relation to the 2D algorithm, but the 3D algorithm, which works also for the TOC retrieval under strong cloudiness, allows obtaining ozone for greater number of days than the 2D algorithm.

References

- Beaulne A., H.W. Barker, J.-P. Blanchet, 2005, Estimating Cloud Optical Depth from Surface Radiometric Observations: Sensitivity to Instrument Noise and Aerosol Contamination, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 62, pp. 4095- 4104, doi.org/10.1175/JAS3544.1
- Madronich S., UV radiation in the natural and perturbed atmosphere, in *Environmental Effects of UV (Ultraviolet) Radiation*, M. Tevini, ed. (Lewis, Boca Raton, 1993), pp. 17– 69.
- Stamnes K., J. Slusser, M. Bowen, 1991, Derivation of total ozone abundance and cloud effects from spectral irradiance measurements, *Appl. Opt.* Vol. 30, Iss. 30, pp. 4418-4426, doi.org/10.1364/AO.30.004418
- Werner R., B. Petkov, D. Valev, A. Atanassov, V. Guineva, A. Kirillov, *Ozone Determination by GUV 2511 Ultraviolet Irradiation at Stara Zagora*, *Sun and Geosphere*, 2017, Vol.12, No.2, 2017, <http://www.sungeosphere.org/>

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.175-178

ЕЩЕ РАЗ О СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЯХ МЯГКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Ю.В. Балабин¹, А.А. Луковникова², А.А. Торопов³, А.В. Германенко¹, Б.Б. Гвоздевский¹,
Л.И. Щур¹, В.Ф. Григорьев¹

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

²Институт солнечно-земной физики, г. Иркутск, Россия

³Институт космических исследований и аэронавтики, г. Якутск, Россия

1. Введение

Наличие довольно длинного ряда наблюдений на двух станциях космических лучей (Апатиты и Баренцбург), а также появление новых точек наблюдений в других климатических зонах (Тикси, Якутск, Саяны, Ростов), вместе с новым подходом к сравнению данных от разных станций, позволили получить новую информацию о сезонных вариациях мягкого гамма-излучения в нижней атмосфере. Измерения на всех станциях выполняются однотипными сцинтилляционными детекторами, изготовленными в ПГИ. Они имеют эффективный диапазон регистрации 20-400 кэВ и включены в режим мониторинга фонового гамма-излучения, приходящего из верхней полусферы. Помимо возрастных, связанных с осадками, поток фонового гамма-излучения имеет годовую вариацию. Уже установлено, что сезонная вариация связана с наличием снежного покрова на земной поверхности. Представление профилей в абсолютных единицах (скорость счета в имп/мин) показало, что максимум потока, приходящийся на теплый бесснежный период, из года в год на станции держится на постоянном уровне, тогда как минимум, на каждой станции наступающий весной перед таянием снега, зависит от толщины накопившегося за зиму снега. Фаза роста от минимума к максимуму очень короткая и совпадает с периодом схода снежного покрова. Кроме того, в минимуме и на фазе роста отмечается значительное уменьшение событий возрастания гамма-излучения, связанных с осадками, хотя весной погода неустойчивая и с обильными осадками. Сезонная вариация на станции в Ростове-на-Дону отсутствует, как и постоянный снежный покров.

2. Экспериментальное обеспечение и ранее полученные результаты

Сцинтилляционный детектор гамма-излучения (ГИ) на основе кристалла NaI(Tl) Ø62×20 был создан в ПГИ. Детекторы калиброваны по известным линиям элементов. К настоящему времени детекторы установлены в шести пунктах: Баренцбург (Шпицберген, 78° с.ш.), Апатиты (67° с.ш.), Ростов-на-Дону (47° с.ш.), Монды (Саяны, 52° с.ш. 3000 м), Якутск (62° с.ш.), Тикси (71° с.ш.). Как видим, набор станций охватывает довольно широкие геофизические условия как по климатическим зонам, так и по высоте. Длинный ряд данных имеется на двух станциях Апатиты и Баренцбург, где такие детекторы производят непрерывный мониторинг с 2009 г [1, 2]. На других станциях детекторы установлены в 2015-16 г. Таким образом, данные от других станций пока способны только качественно подтвердить выводы, сделанные на основе экспериментальных данных от станций Апатиты и Баренцбург. Эффективный диапазон регистрации у детекторов составляет 20-400 кэВ. Особенностью данного мониторинга является то, что все детекторы установлены в свинцовых стаканах с толщиной стенок 5 см, что исключает влияние фонового ГИ от почвы и окружающих предметов. Прием ГИ производится из верхней полусферы в конусе с углом при вершине 150-160 градусов. Поток ГИ из верхней полусферы в атмосфере формируется в основном космическими лучами [3]. Ранее измерялась относительная сезонная вариация, за базовый уровень принималось многолетнее среднее значение потока на станции.

3. Сезонные вариации гамма-излучения и снежный покров

На рис. 1 и 2 показаны многолетние профили вариаций ГИ на станциях Апатиты и Баренцбург. "Бахрома" на профиле – возрастания во время осадков. Использовано суточное усреднение. Небольшое снижение высокого летнего уровня от 2010 к 2015 и увеличение в 2017 – отражение модуляции космических лучей 11-летним циклом солнечной активности, максимум которой был пройден в 2015-16 г. Представление вариаций в абсолютных значениях сразу же обнаружило факт, что в бесснежный теплый период фоновый поток ГИ остается постоянным из года в год (с поправкой на солнечную модуляцию), а уменьшение связано с толщиной снежного покрова.

Рабочей гипотезой, объясняющей эту годовую вариацию гамма-излучения, предлагается альбедная. Снег (вещество, богатое протонами) эффективно тормозит и задерживает отраженные от почвы нейтроны (точно, как полиэтиленовая защита на нейтронном мониторе [4]), и они не выходят из почвы в атмосферу. Подобная

годовая вариация, четко следующая за толщиной снежного покрова, наблюдается на бессвинцовой секции нейтронного монитора, чувствительной к нейтронам умеренных энергий (сотни кэВ). Узким местом гипотезы является то, что не ясно, в результате каких реакций нейтронов с ядрами каких элементов возникает ГИ (захват, неупругое столкновение и др.). Хорошо известно [4], что свободные нейтроны в плотном веществе распадаются редко. Не имея заряда, они способны даже при тепловой энергии попасть в ядро атома и вступить в реакцию. Такой вариант поведения свободного нейтрона в веществе намного вероятнее, чем его распад.

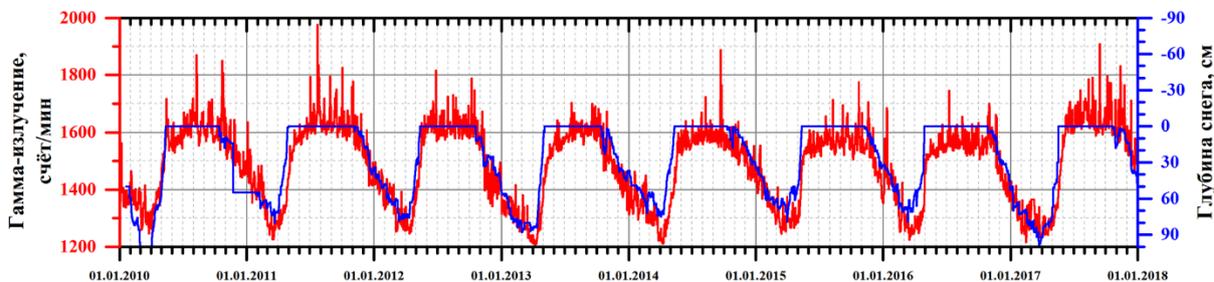


Рисунок 1. Изменения счета гамма-детектора (канал >20 кэВ) на ст. Апатиты в 2010-2017 г. (левая шкала) и толщины снежного покрова (правая шкала). Шкала глубины снега направлена вниз. Взят абсолютный счет детектора, имп/мин.

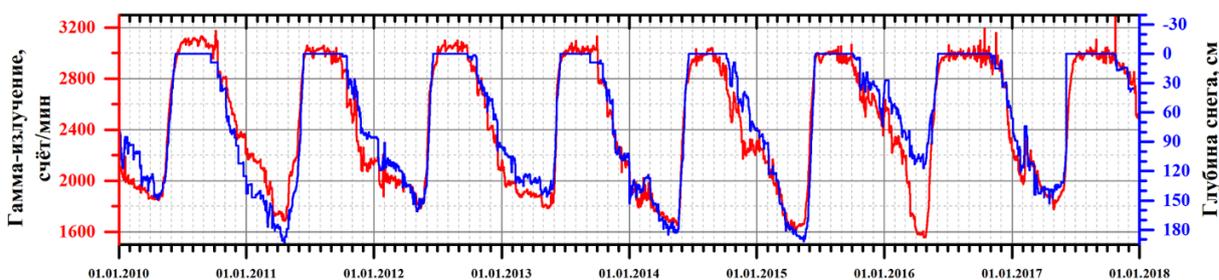


Рисунок 2. Изменения счета гамма-детектора (канал >20 кэВ) на ст. Баренцбург в 2010-2017 г. (левая шкала) и толщины снежного покрова (правая шкала).

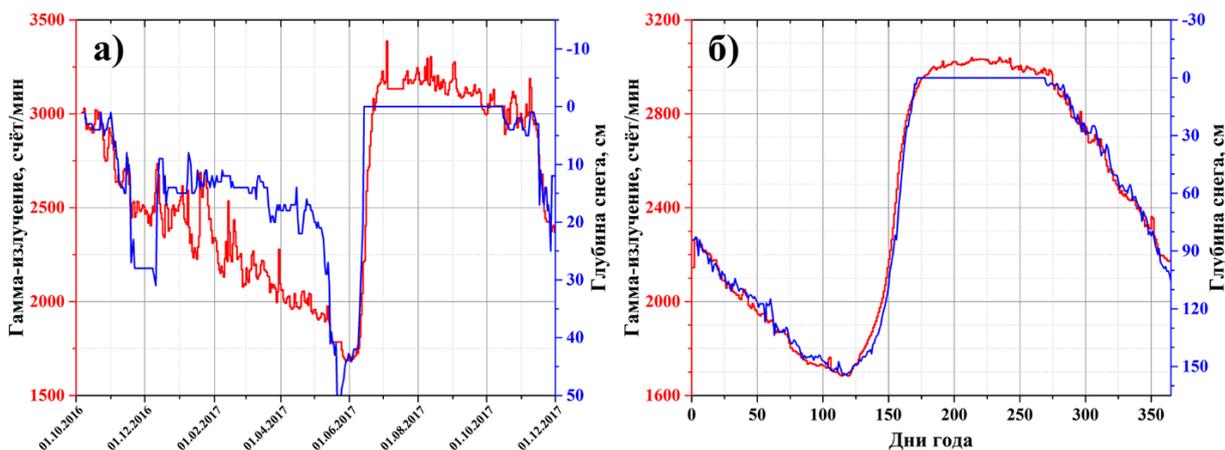


Рисунок 3. а) Пример годовой вариации счета гамма-детектора на одной из новых станций (Тикси) (канал >20 кэВ) в 2016-2017 г. Слева шкала счета детектора, справа – глубина снежного покрова. б) Профиль годовой вариации гамма-излучения и толщины снежного покрова, полученные методом наложения эпох за 8 лет наблюдений (2010-17 г.) в Баренцбурге.

Интересно отметить, что детектор ГИ, установленный в Ростове-на-Дону, никакой годовой вариации не показывает. Из шести перечисленных станций это единственная, где годовой вариации нет. Согласно архиву метеоданных [5], зимой 2016-17 длительный и существенный (более 10 см) снежный покров в Ростове-на-Дону не возникал.

На рис. 2 в счете детектора и толщины снежного покрова наблюдается сильное расхождение зимой 2016 г. Расхождения на станции Тикси еще сильнее (рис. 3а). Нужно учитывать следующее. Как следует из метеоданных, зимой в Тикси часто отмечаются сильные ветра, сдувающие снежный покров. В этом случае измерения толщины снежного покрова на метеостанции дают заниженное значение. С октября в Тикси (по метеоданным) отмечаются устойчиво отрицательные температуры, следовательно, выпавший снег не тает, а с каждым новым снегопадом он накапливается. Однако, снег сдувается и скапливается на подветренных склонах холмов и оврагах. Таким образом, интегрально слой снега в данном регионе значительный, но на метеоплощадке его может быть немного. Этим же эффектом объясняется расхождение в Баренцбурге в 2016 г. Метеоплощадка там располагается на пологом подножии холма, тянущегося по берегу залива. При сильных южных ветрах снег частично сдувается с площадки. Также следует отметить, что эффект оказывает количество воды, содержащейся в снеге, а не сам снег. При сильных ветрах и поземках снег перемещается и уплотняется [6]. Наиболее надежные данные получаются на метеостанции Апатиты. Она располагается на низменном берегу озера, в пределах 100-200 м со всех сторон к ней подступает лес. В таких условиях ни интенсивного выдувания снега, ни значительного уплотнения не происходит, и метеоданные о толщине снежного покрова надежные.

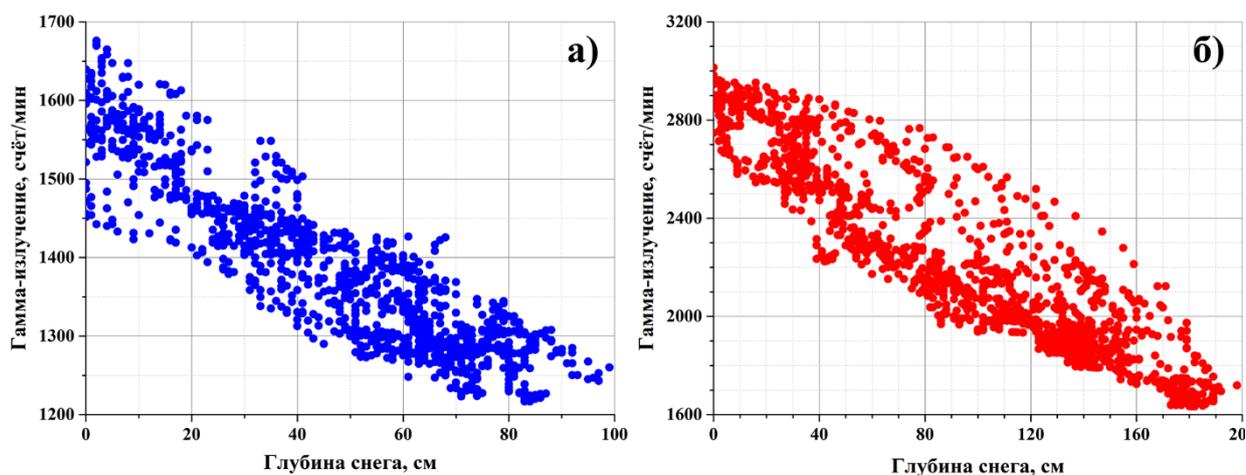


Рисунок 4. Зависимость счета детектора гамма-излучения от толщины снежного покрова в Апатитах (а) и в Баренцбурге (б). Связь между счетом детектора на станции и толщиной снежного покрова довольно точная. В Апатитах она линейная, в Баренцбурге немного отклоняется.

Многолетние данные Апатитов и Баренцбурга были использованы для получения среднего профиля вариации. Применен метод наложения эпох. Результат показан на рис. 3б. Минимум потока ГИ наступает, когда толщина снежного покрова максимальна. При таянии снега поток гамма-излучения быстро восстанавливается до прежнего уровня. Применение метода наложения эпох позволило существенно повысить точность. Также на основе этих данных была построена зависимость «счет детектора – толщина снежного покрова» (рис. 4). Помимо общего поля густо расположенных точек на этих зависимостях наблюдаются отдельные цепочки точек (например, в верхней части рис. 4б). Детальное изучение данных показало, что отдельные цепочки точек соответствуют весенним периодам таяния снега. Накопление снега происходит постепенно в течение длительного зимнего периода, тогда как таяние происходит довольно быстро (менее 1 месяца), по-видимому, фон ГИ несколько запаздывает. Это легко объяснить следующим образом. Основным фактором является не сам снег, а наличие на поверхности земли слоя, содержащего воду (вещество с высокой долей протонов) в любой форме. При отрицательных температурах это лежащий сверху снежный покров. Весной при таянии происходит быстрое уменьшение толщины снежного покрова, однако, при этом почва наполняется водой и эффект продолжает действовать еще некоторое время, пока содержание воды в почве не уменьшится. Соответственно, наблюдается отставание в восстановлении потока излучения при таянии.

Несмотря на то, что эта зависимость близка к линейной, определим по указанным зависимостям показатель ослабления μ , считая, что на рис. 4 представлен участок экспоненциальной зависимости интенсивности ГИ от толщины снежного покрова в виде $I=I_0 \cdot \exp(-\mu x)$, где x – толщина снежного покрова. В силу малости значения μ на коротком участке значений x отклонения от линейности малы. Предположение экспоненциальной зависимости вполне обосновано, поскольку поглощение потоков излучений в веществе происходит по экспоненциальному закону в большинстве случаев [3]. Вычисленные значения показателя ослабления излучения для Баренцбурга и Апатитов на основе приведенной формулы оказываются очень

близкими и составляют $\mu = 0.0014 \text{ см}^{-1}$. Одинаковое значение μ является важным фактом и указывает на единый процесс, обуславливающий эту вариацию и зависимость интенсивности ГИ от снежного покрова. Имеющиеся данные позволяют сделать предположение, что после соответствующей калибровки сезонные вариации ГИ можно применять для оценки водных запасов в снежном покрове. Отметим важное преимущество нового метода. Измерения на метеоплощадке подвержены влиянию локальных условий (сдувание ветром, проседание и уплотнение снега при оттепелях). Измерения содержания воды в снежном слое по уровню ГИ являются, во-первых, интегральными, во-вторых, дают информацию непосредственно о полном содержании воды в снежном слое.

4. Заключение

Анализ большой базы данных мониторинга гамма-фона на двух станциях и данные первого года наблюдений еще на ряде станций позволяет сделать однозначный вывод: годовая вариация гамма-излучения в приземном слое атмосферы связана с толщиной снежного покрова, точнее, эквивалентного слоя воды.

В настоящее время ощущается недостаток данных как по вариациям на станциях в других климатических зонах, так и по механизму ядерного взаимодействия нейтронов умеренных энергий с веществом.

Однако, при соответствующей эмпирической калибровке такой детектор гамма-излучения может служить измерителем запасов воды в приземном слое почвы и в снежном покрове. Чувствительность такого измерителя невелика, но его достоинство в том, что он измеряет интегральные средние запасы, свободные от ошибки, связанной с локальными условиями на метеоплощадке.

Литература

1. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Вариации естественного рентгеновского фона в полярной атмосфере // Геомагнетизм и аэронавигация, 2014, Т. 54, № 3, С. 376.
2. Balabin Y.V., A.V. Germanenko, B.B. Gvozdevsky, X-ray increase while precipitation as an atmosphere phenomenon // Proceeding of VI International conference "Atmosphere, Ionosphere, Safety", 2018, V. 1, P. 189.
3. Хаякава С. «Физика космических лучей. Ч.1: Ядерно-физический аспект; Ч.2: Астрофизический аспект.», М.: Наука, 1974, 1042 С.
4. Дорман Л.И. «Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей», М.: Наука, 1975, 402 С.
5. <https://rp5.ru>
6. Матвеев Л.Т. «Курс общей метеорологии», Л.: Гидрометеиздат, 1984, 752 С.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.179-182

МИКРОКЛИМАТИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В УСЛОВИЯХ СЛАБОВСХОЛМЛЕННОГО РЕЛЬЕФА

В.И. Демин¹, Е.А. Заров²

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

²Югорский государственный университет, г. Ханты-Мансийск, Россия

Аннотация. Исследованы микроклиматические вариации температуры воздуха на территории полевой учебно-экспериментальной станции «Мухрино» (Югорский университет, Ханты-Мансийский АО). Обнаружено, что зимой при низких температурах и слабом ветре в условиях даже очень выровненного участка с относительными превышениями менее 1 м метров в приземном слое возникают неоднородности температуры, достигающие 0.5-2.5°C.

Введение

В качестве основного источника о климатических ресурсах того или иного участка территории принято привлекать данные ближайших метеорологических станций (мс). Однако полевые исследования показывают, что климатические показатели из-за особенностей микроклимата на близких расстояниях могут изменяться даже сильнее, чем при переходе из одной климатической зоны в другую [1]. В частности, микроклиматическая изменчивость термических характеристик воздуха может на порядок превышать их характерный широтный и высотный градиент.

В холмистом рельефе при скоростях ветра более 2 м/с хорошем турбулентном перемешивании (например, в дневные часы) термические различия невелики и колеблются в пределах от 0.5 до 1.5°C [1]. Однако зимой, а ночью во все сезоны, радиационное выхолаживание в тихую погоду при ясном небе, приводит к тому, что воздух, охлажденный на выпуклых формах рельефа, как более тяжелый стекает по склонам, и скапливается в понижениях, образуя «озера холода». Такое перераспределение воздуха по элементам рельефа приводит к возникновению больших неоднородностей в поле температуры.

Согласно климатическим данным, в слабохолмистой местности с относительными превышениями (Δh) ≤ 50 м на Европейской территории России (ЕТР), в наиболее холодный месяц в верхней части холма по сравнению с ровным местом в среднем теплее примерно на 2°C [4]. В реальных условиях в зависимости от погоды разность температур вдоль склона изменяется в широком диапазоне: при отсутствии стоковых течений разности остаются небольшими (около 0°C), а с их появлением достигает уже 4-5°, а в отдельных случаях и 8-12°C [5].

Предположение, что небольшими вариациями рельефа можно пренебречь, не имеет достаточного физического обоснования. В работе [3] сообщается, что в условиях очень выровненного участка протяженностью около 500 м и с перепадом высот 20 м разность минимальных температур при ясной штилевой погоде во все сезоны превышала 5-6°C, достигая 9°C. Можно допустить, что в Арктике диапазон вариаций окажется более значительным, так как в период полярной ночи и низкой инсоляции радиационное выхолаживание при установившейся погоде может продолжаться в течение многих дней. Так при исследовании на Кольском п-ове заметные вариации температуры (до 15-18°C) наблюдаются в слабохолмистом рельефе при перепадах высот 20-50 м [2]. В теплое полугодие диапазон вариаций меньше (до 5-8°C) из-за непродолжительности ночного времени, необходимого для охлаждения.

Известно, что вариации температуры над слабохолмистой местностью нельзя сводить к разнице высот сравниваемых участков. Ее влияние в холмистом рельефе с относительными превышениями до 100-150 м, перекрывается влиянием неоднородностей подстилающей поверхности и форм рельефа [1, 4, 5], а привычный высотный градиент в термическом режиме четко начинает проявляться обычно при разностях высот, превышающих 200-250 м. Тем не менее, возникает вопрос: какие минимально возможные высотные неоднородности начинают отражаться в поле температуры в приземном слое воздуха?

Целью данной работы было оценка возможных вариаций температуры на небольшом расстоянии в условиях слабохолмистого рельефа.

Использованные данные

В работе использованы данные измерений температуры воздуха на полигоне учебно-экспериментальной станции «Мухрино» (Югорский государственный университет) и на Кольском п-ове.

Результаты и обсуждение

Из всех термических характеристик наибольшей микроклиматической изменчивости подвержены минимальные температуры. В летний период на слабоволнообразной равнине (с базисом эрозии менее 50 м) отклонения величины минимальной температуры воздуха от его фонового значения в первую очередь обусловлено особенностями подстилающей поверхности, а также формой рельефа. Причем роль последнего в формировании особенностей среднего минимума невелика, а преобладающее значение имеют особенности подстилающей поверхности (характер почвы и растительности, близость больших водоемов, болот и т.д.). В зимний период, когда снежный покров сглаживает условия излучения, а водоемы замерзают, роль неоднородностей подстилающей поверхности снижается и в наибольшей степени проявляется топография района, определяющая условия радиационного выхолаживания, стока и притока холодного воздуха по элементам рельефа и площадь воздухообора.

Для исследования микроклиматических вариаций температуры в условиях очень выровненного рельефа выбран полигон учебно-экспериментальной станции «Мухрино», расположенный в центральной части Западной Сибири в 30 км к юго-западу от города Ханты-Мансийска на левобережной террасе Иртыша (рис. 1). Перепады высот на исследуемой территории очень незначительные: в микрорельефе перепад высот не превышает 50 см, тогда как мезорельеф изменяется в пределах 1.5-2 м.

В работе использованы результаты измерений на 2 автоматических метеорологических станциях (МС) с датчиками температуры Campbell Scientific model 0TCRT и ветра Young model 05103-5. Одна из МС находится на небольшом возвышении (гряда, облесенная невысокой сосной с наличием вересковых кустарничков), а вторая удалена от гряды на 20 – 30 м в и размещена в небольшом понижении (мочажина). Анализ проводился для наиболее холодных месяцев (декабрь, январь, февраль) – в это время болото промерзло и покрыто снегом, а, следовательно, неоднородности подстилающей поверхности не должны оказывать заметного влияния на распределение температуры.

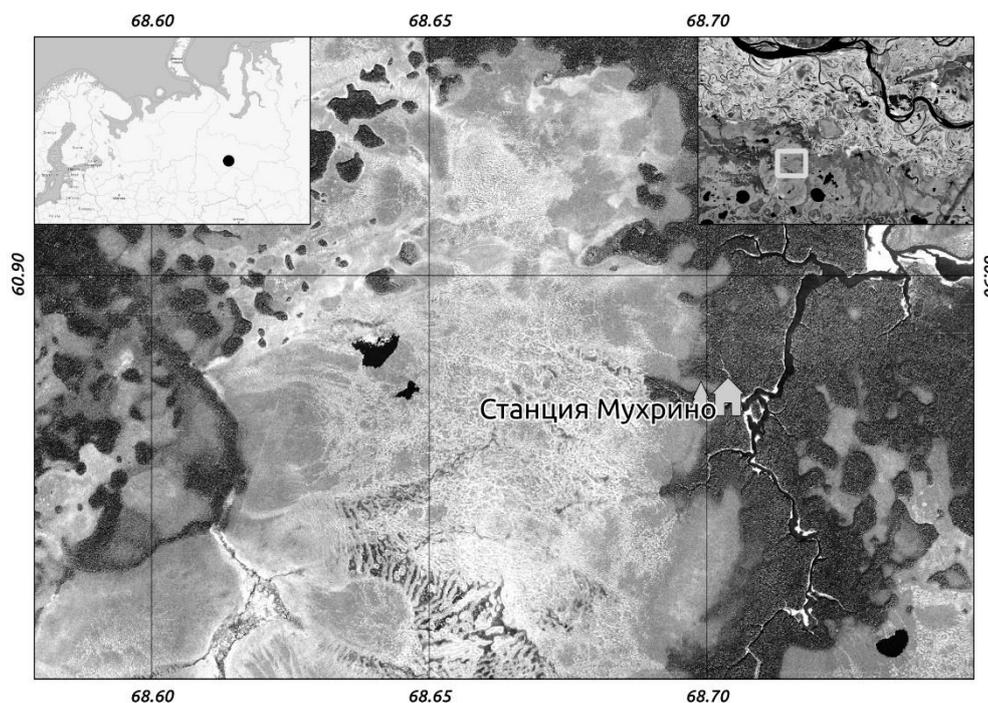


Рисунок 1. Фрагмент топографической карты с указанием расположения полигона «Мухрино».

Несмотря на то, что разница по высоте между выбранными станциями (гряда и мочажина) всего около 30–50 см и невозможно даже выделить участки, соответствующие микроклимату вершин, верхних, средних и нижней частей склонов, подножий и котловин, имеются признаки микроклиматической неоднородности. Так при общем в районе понижении температуры воздуха разность температуры между грядой и мочажинной начинает увеличиваться (рис. 2). Это типичная зависимость для МС, расположенных на участках с разным микроклиматом: понижение температуры, как правило, связано с радиационным охлаждением подстилающей поверхности и приземного слоя воздуха, а радиационное охлаждение является одним из факторов формирования микроклиматических вариаций. Разность температур оказывается в несколько лучшей корреляции с температурой в мочажине, чем на гряде, т.е. наибольший вклад в появление этой разницы вносит большее похолодание в мочажине. Наблюдаемых на полигоне перепадов высот недостаточно для

возникновения стоковых течений. Но в антициклонических условиях даже в небольших низинах скорости ветра меньше, чем на возвышенностях, ослабляется турбулентный обмен и при радиационном излучении возникают более низкие температуры.

На рис. 3 показана такая же зависимость (увеличение разности температур при общем понижении температуры) для МС, расположенных на Кольском п-ове: АМСГ «Апатиты» находится на равнине (160 м н.у.м.), а МС «Апатиты» на ровном участке, но в депрессии (135 м н.у.м.), куда поступает холодный воздух с окружающих возвышенностей. Диапазон вариаций при сравнении АМСГ и ГМС «Апатиты» больше, так как неоднородности рельефа выражены более четко и расстояние между ними больше (~13 км).

На рис. 4а показана связь температур на гряде и в мочажине при средних за 30 мин скоростях ветра на высоте 2 м. При скоростях ветра более 2 м/с интенсивное турбулентное перемешивание выравнивает распределение температур на сравниваемых участках – точки оказываются практически на прямой линии (отклонения в обе стороны от нее равновероятны). В случае неоднородного микроклимата при ослаблении ветра начинают проявляться температурные различия: точки на рис. 4а отклоняются преимущественно в одну сторону от прямой, полученной при сильном ветре. Распределение разностей температур между грядой и мочажинной при разных скоростях ветра в виде бокс-диаграммы показано на рис. 4б. Точно такая же качественная зависимость обнаруживается при сравнении температур и ветра на АМСГ «Апатиты» и ГМС «Апатиты» (рис. 5).

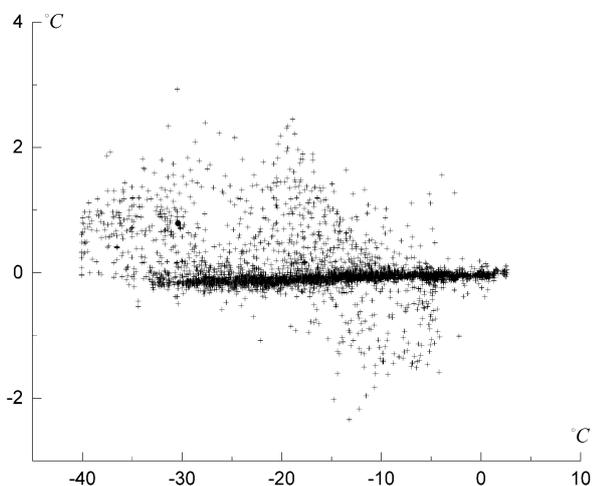


Рисунок 2. Зависимость разности температур между грядой и мочажинной от температуры воздуха в мочажине.

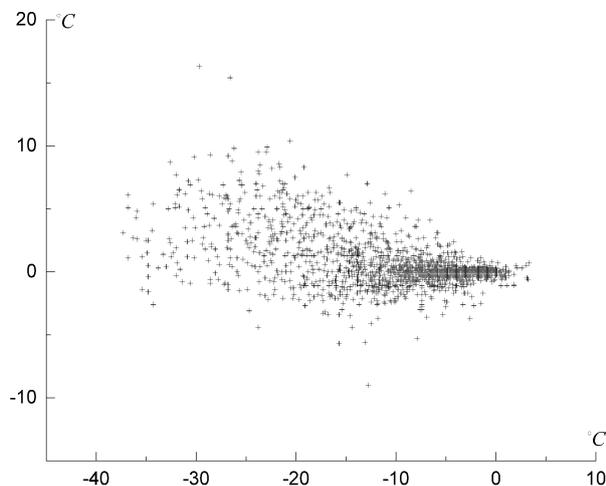


Рисунок 3. Зависимость разности температур между АМСГ и ГМС «Апатиты» от температуры воздуха на ГМС «Апатиты».

Выше уже было сказано, что в зимний период, когда болото замерзло, а снежный покров сглаживает различия в характере подстилающей поверхности, решающее значение для неоднородностей в поле температуры приобретают условия для накопления холодного воздуха. Мочажина как низменный участок характеризуется его застоём и, соответственно, меньшими температурами. В среднем разность температур между грядой и мочажинной в зимний период равна нулю. Однако при слабых скоростях она увеличивается до 0,5°C и даже 2-2,5°C. Существованию таких небольших перепадов температуры на очень выровненной территории, по всей видимости, способствует континентальный климат региона (в условиях континентального климата микроклиматические различия обостряются).

Наличие вариаций температуры воздуха над очень выровненными участками может оказаться весьма существенным в ряде задач климатологии. Например, в пределах любого города есть неоднородности рельефа с относительными превышениями всего в несколько метров, которые часто не обнаруживаются на доступных топографических картах даже крупного масштаба. Многие города в Сибири из-за болотистой низменности намеренно располагали на возвышенных участках, чтобы избежать подтопления паводковыми водами и строительства на водонасыщенных грунтах и за счет такого положения оказываются теплее окружающей местности. Если допустить, что в регионе неоднородности температуры зимой проявляются на слабохолмистой равнине с относительными перепадами всего в 1 м, игнорирование микроклимата становится недопустимым при оценках городского острова тепла.

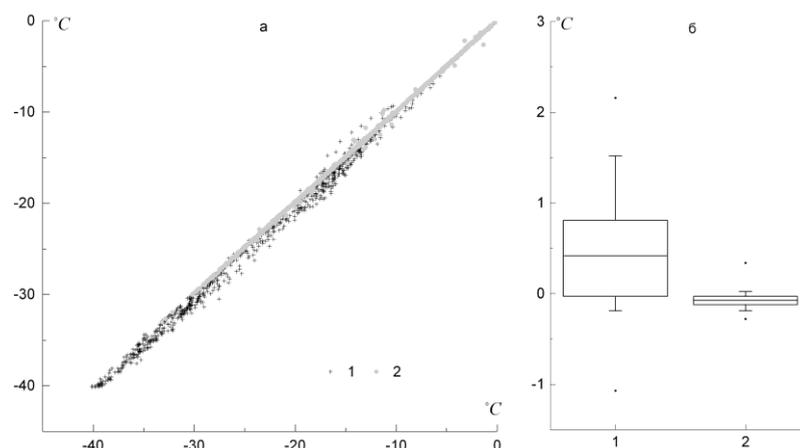


Рисунок 4. Разность зимних температур между грядой и мочажинной в зависимости от средней за 30 мин скорости ветра на высоте 2 м (а) и распределение разностей (б) при скоростях менее 0.5 (1) и более 2 м/с (2).

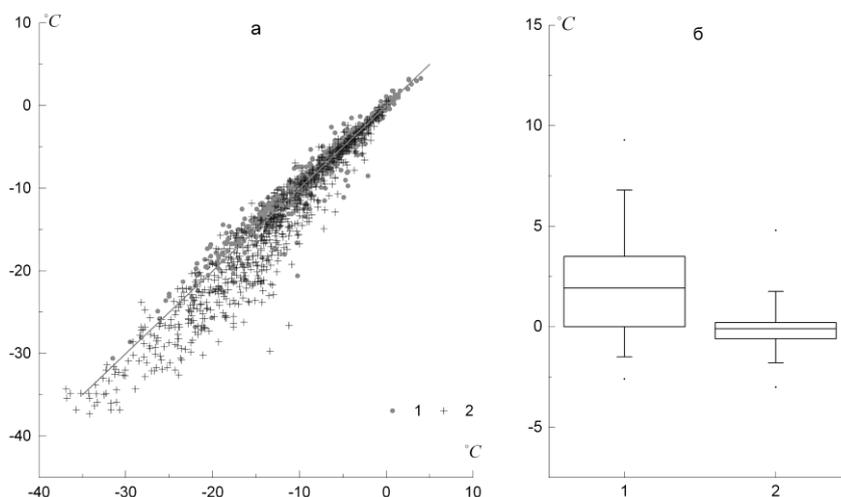


Рисунок 5. Разность зимних температур между АМСГ и ГМС «Апатиты» в зависимости от скорости ветра на высоте 10 м на ГМС «Апатиты» и распределение разностей (б) при скоростях менее 1 (1) и более 2 м/с (2).

Заключение

Согласно наблюдениям на болотном полигоне «Мухрино» (Ханты-Мансийский край) зимой средние температуры воздуха на высоте 2 м над поверхностью на гряде и на находящейся в 20-30 м от нее мочажине (ложбине) при разности высот 30-50 см фактически не отличаются. Однако при низких температурах и слабом ветре разность температур увеличивается до 2-2.5°C. Это говорит о том, что зимой в условиях континентального климата микроклиматические неоднородности могут проявляться даже над очень выровненной территорией с относительными перепадами высот менее 1 м.

Литература

1. Гольцберг ИА. Микроклимат СССР. Л.: Гидрометеиздат. 1967. 282 с.
2. 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.
3. Каушила К.А. К вопросу о территориальном распределении и годовом ходе различий минимальной температуры воздуха, обусловленных рельефом // Труды ГГО. 1970. Вып. 264. с. 90 – 96.
4. Мищенко З.А. Биоклимат дня и ночи. Л.: Гидрометеиздат. 1984. 280 с
5. Романова Е.Н., Мосолова Г.И., Берсенева И.А. Микроклиматология и ее значение для сельского хозяйства Л.: Гидрометеиздат. 1983. 246 с.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.183-186

О РОЛИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ФОРМИРОВАНИИ ОСТРОВА ТЕПЛА В ГОРОДЕ АПАТИТЫ

В.И. Демин¹, Б.В. Козелов¹, А.П. Собакин⁴, Ю.В. Меньшов³, Ю.А. Горбань⁴

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

²Апатитская ТЭЦ филиала "Кольский" ПАО "ТГК-1", г. Апатиты, Россия

³Территориально-ситуационный центр ФКУ Упрдор «Кола», г. Петрозаводск, Россия

⁴СЗФ ФГБУ "Авиаметтелеком Росгидромета", г. Мурманск, Россия

Аннотация. Температура воздуха зимой в г. Апатиты (Мурманская область) выше, чем в его пригородах. При отсутствии ветра и ясном небе перепад температуры между городскими и ближайшими фоновыми участками может достигать 10-16°C. Влияние теплотребления на эту разность не обнаружено. Положительная аномалия в г. Апатиты создается стоком холодного воздуха с верхней части холма, занимаемого городом.

Введение

Модификация радиационных, термических, влажностных и аэродинамических характеристик ландшафта и хозяйственная деятельность на территории города приводит к появлению городского острова тепла (ГОТ): температура воздуха внутри застройки выше по сравнению с температурой в пригородах. ГОТ является наглядным примером изменения климатических ресурсов территории в результате деятельности человека, что и обуславливает повышенный интерес к данному явлению.

Исследования ГОТ в г. Апатиты (Мурманская область) представляет особый интерес. Во-первых, величина ранее обнаруженного в городе ГОТ (до 10°C [10]) при небольших размерах города (менее 56 тыс. жителей) сопоставима с интенсивностью подобных явлений в крупнейших мегаполисах мира. Во-вторых, благодаря небольшой инсоляции и полярной ночи, здесь в наибольшей степени должна проявиться роль антропогенного тепла. Интенсивный зимний ГОТ на территории, где нет промышленных предприятий, при отсутствии солнечной радиации может свидетельствовать о просчетах в проектировании систем отопления жилых зданий и значительных потерях на тепловых сетях.

Целью данной работы является изучение роли тепловой энергии в возникновении положительной тепловой аномалии в г. Апатиты.

Использованные данные

В работе использованы измерения температуры воздуха на автоматических метеорологических станциях (АМС) Полярного геофизического института, Апатитской ТЭЦ, Территориально-ситуационного центра ФКУ «Управление Федеральной автомобильной магистрали Санкт-Петербург – Мурманск» (ФКУ Упрдор «Кола»), авиационной метеорологической станции «Апатиты» (АМСГ).

Результаты и обсуждение

Характерной чертой микроклимата г. Апатиты является возникновение периодов, когда внутри городской застройки оказывается намного теплее, чем в его ближайших пригородах [3]. Данное явление возникает в тихую и ясную погоду: зимой в любое время суток, а летом – только в ночные часы.

Факт более высоких температур в городе послужил основанием для заключения о существовании в Апатитах ГОТ, максимальная интенсивность которого оценивалась от 5–8°C [8, 9] до 10°C [10]. Заметим, что по более продолжительной серии измерений (2014-2018 гг.), выполненных в Полярном геофизическом институте, разности температур между городом и ближайшими пригородами могут достигать даже больших значений: до 10–16°C зимой и до 6–8°C в ночные часы летом [3].

Традиционный метод обнаружения и оценки ГОТ, когда сравниваются температуры внутри города ($T_{\text{город}}$) и в ближайшей сельской местности ($T_{\text{село}}$), а положительный знак разности $T_{\text{город}} - T_{\text{село}}$ без каких-либо дополнительных условий принимается за интенсивность ГОТ, а также его применение к г. Апатиты был подвергнут критике в работах [2, 3]. По механизму возникновения ГОТ – явление исключительно антропогенное, в то время как неоднородности в поле температуры могут существовать и по естественным причинам. Город Апатиты занимает верхнюю часть холма, приподнятого над окружающей местностью на 30–70 м, где из-за стока холодного воздуха вниз теплее, чем в средних и нижних частях склонов, подножиях холма и на прилегающей равнине. Аномалия создается одновременно за счет стока холодного воздуха и

антропогенных факторов. Так как предполагалось, что «равнинное положение исключает влияние инверсий на температурный режим городской территории» [4], ГОТ в Апатитах оказался необоснованно завышенным. Несмотря на существенное уменьшение, скорректированное в работе [1] значение ГОТ (средняя интенсивность равна 1-1.5°C, а максимальная – примерно 5°C) для города, площадь которого вместе с парками всего около 3 км² по-прежнему сопоставимо с ГОТ крупнейших мегаполисов мира. Например, в Москве его интенсивность зимой в диапазоне 0–2°C наблюдается примерно в 58% времени ночью и в 89% днем [5].

Важным фактором формирования и динамики городского климата являются антропогенные потоки тепла (АПТ), к которым относят тепло, выделяемое двигателями внутреннего сгорания автомобилей, тепло, возникающее при работе электрических установок и в производственных процессах, тепло, затраченное на обогрев зданий, и тепло, генерируемое человеком при метаболических процессах.

На рис. 1а показано распределение по времени существования в г. Апатиты положительной аномалии температуры воздуха зимой (декабрь-февраль) по данным метеорологических измерений в период 2014-2018 гг. Как видно, ее появление не зависит от времен суток. Средние разности температуры в Апатитах («Академгородок») и на АМСГ «Апатиты» (~ 15 км от города) в рабочие (9-18 час) и в ночные часы (22-6 час) не имеют статистически значимого различия (соответственно 1.3°C и 1.4°C, рис. 1б). Так как на исследуемой территории города нет промышленных предприятий, а потребление электрической энергии и интенсивность движения автотранспорта (объем сжигаемого ими топлива) имеют выраженный суточный ход, единственный антропогенный фактор, который одинаково проявляется как в дневное, так и в ночное (нерабочее) время – тепло, затраченное на обогрев зданий (по различным оценкам вклад в АПТ метаболического тепла составляет 2–3% и поэтому, как правило, не учитывается [7]).

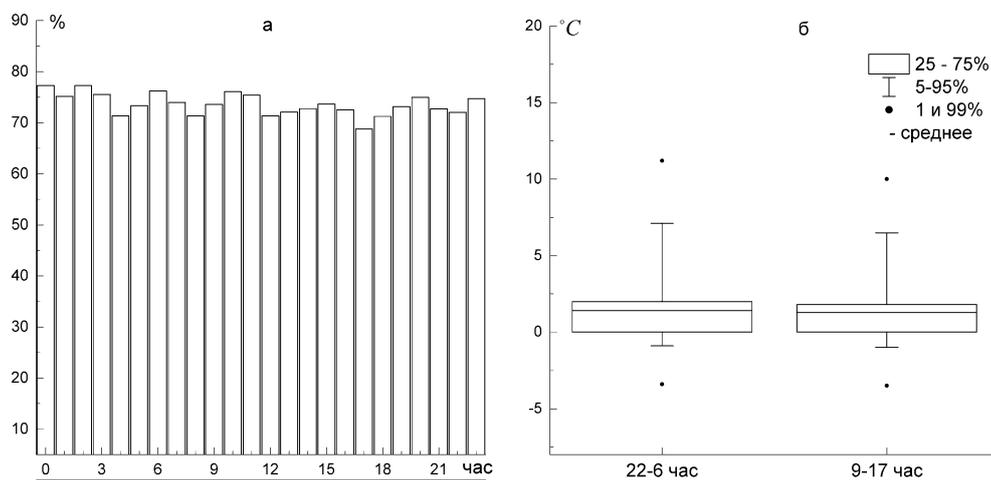


Рисунок 1. Вероятность появления положительной аномалии температуры воздуха в г. Апатиты в различные часы (а) и распределение аномалий в ночное и в дневное (рабочее) время (б), декабрь-февраль.

Расход тепла в отопительной сети Q пропорционален температуре наружного воздуха t :

$$Q = Q_p \frac{t_i - t}{t_i - t_p},$$

где t_p – расчетная температура наружного воздуха, t_n – температура воздуха в отапливаемых помещениях, Q_p – расчетная тепловая нагрузка ТЭЦ соответствующая расчетной температуре t_p [6]. Так как отпуск тепла не следует за быстрыми изменениями температуры воздуха, а задается на много часов вперед, в работе будут анализироваться среднесуточные значения.

Интенсивность ГОТ (Δt_{TOT}) из-за рассеивания тепловой энергии:

$$\Delta t_{TOT} \sim Q.$$

Как показано на рис. 2, разность среднесуточных температур между городской и фоновой метеорологическими станциями (МС) увеличивается вместе с ростом потребляемой городом тепловой энергии. Значительный разброс точек вызван тем, что на разность температур оказывают сильное влияние погодные условия (главным образом, облачность и ветер). Тем не менее, коэффициент корреляции (r) между данными параметрами статистически значим и равен 0.46. При существующих подходах к изучению и моделированию ГОТ такой результат можно было бы рассматривать как прямое доказательство влияния города на тепловой режим приземного воздуха. Однако если на тот же рис. 2 нанести разности температур в те же самые дни между фоновыми АДМС-1166 (также, как и городские МС, расположена в верхней части

холма (210 м н.у.м.) и АМСГ «Апатиты», которые никак не связаны с теплотреблением в городе, мы обнаружим точно такую же зависимость ($r=0.50$). Результат объясняется тем, что причиной понижения температуры воздуха часто является радиационное охлаждение подстилающей поверхности и приземного слоя воздуха, возникающее при установлении тихой и малооблачной погоды. Но радиационное выхолаживание запускает и механизмы, создающие микроклиматические различия по элементам рельефа. Для иллюстрации на рис. 3 показано, как усиливается разность температур между верхней частью холма (АДМС-1166, г. Апатиты) и прилегающей равниной (МС «Зашеек», АМСГ «Апатиты») при общем понижении температуры воздуха на равнине. Аналогичное фоновым условиям понижение температуры воздуха в городе будет сопровождаться возрастанием потребления тепловой энергии, что приведет к появлению корреляции между величиной положительной аномалии в городе и объемом потребляемого топлива.

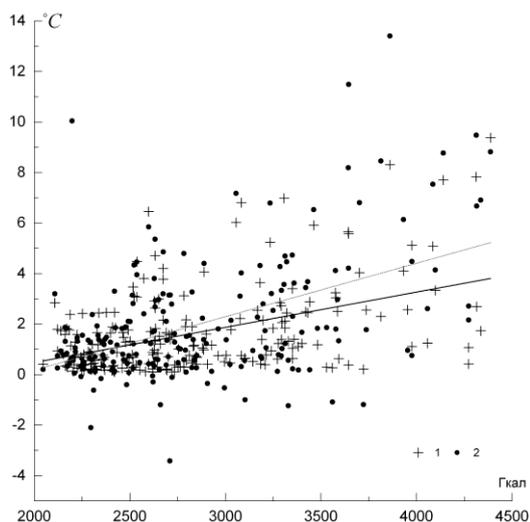


Рисунок 2. Зависимость от суточного потребления г. Апатиты тепловой энергии разности среднесуточных температур зимой: г. Апатиты и АМСГ «Апатиты» (1) и АДМС-1166 и АМСГ «Апатиты» (2); прим.: выбраны дни с положительной аномалией температуры в городе.

холодного воздуха. Различие температур между верхней частью городского холма и прилегающей равниной создается стоком холодного воздуха и антропогенным ГОТ. Если теплотребление в городе вносит заметный вклад в величину положительной аномалии температуры воздуха, то вместе с ростом теплотребления разность температур в городе и на АДМС-1166 должна увеличиваться. Однако в действительности этого не наблюдается (рис. 4). Т.о., антропогенные источники тепла никак себя не проявляют в поле температуры воздуха в городе.

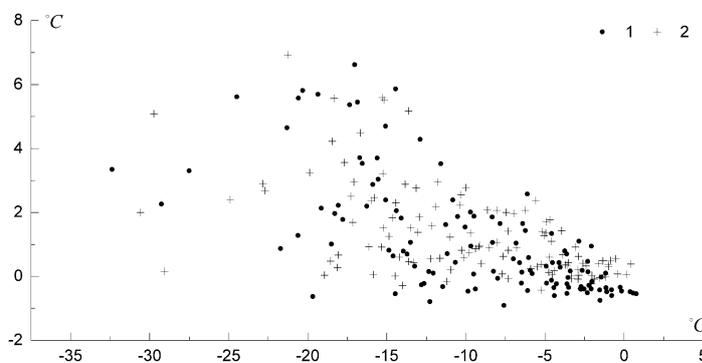


Рисунок 3. Разность среднесуточных температур между верхней частью холма и прилегающей равниной в зависимости от температуры воздуха на равнине: 1 – АДМС-1166 и МС «Зашеек», 2 – г. Апатиты и АМСГ «Апатиты», 2014-2015 гг.

Полученный результат говорит о том, что использование мезомасштабных климатических моделей для моделирования ГОТ, в которых одним из входных параметров является АПТ, не гарантирует исключения искажающей роли микроклимата на результаты расчета. Чтобы выделить именно антропогенный эффект, необходимо сравнивать участки только со схожим набором естественных процессов, формирующих микроклимат. В случае г. Апатиты зимой, когда снежный покров сглаживает неоднородности подстилающей поверхности, наиболее значимым микроклиматическим фактором является положение города в верхней части холма. При оценке ГОТ городские температуры следует сопоставлять с их значениями не на прилегающей к холму равнине, а в верхних частях фоновых холмов.

АДМС-1166 удалена от Апатит на 50 км к ЮЗ, однако обусловленная горизонтальным градиентом различие температур между Апатитами и АДМС-1166 около 0.3°C , что, очевидно, не мешает выявлению ГОТ, если его величина достигает $5\text{--}10^{\circ}\text{C}$. Кроме того, нами будут рассматриваться разности температур, а не их абсолютные значения.

Различие температур между верхней частью холма, где установлена АДМС-1166, и прилегающей к нему равниной создается стоком

Нельзя говорить о полном отсутствии ГОТ в г. Апатиты – строительство города и его функционирование всегда сопровождаются изменениями теплового баланса ландшафта, вследствие чего ГОТ в той или иной степени должен присутствовать в любом городе. Однако можно уверенно говорить о его очень небольшой интенсивности, из-за чего он не выделяется на фоне значительных микроклиматических вариаций. Предположительно это вызвано небольшими размерами города – 1.5 на 2.5 км: воздушная масса быстро пересекает техногенную территорию, не претерпевая существенной трансформации.

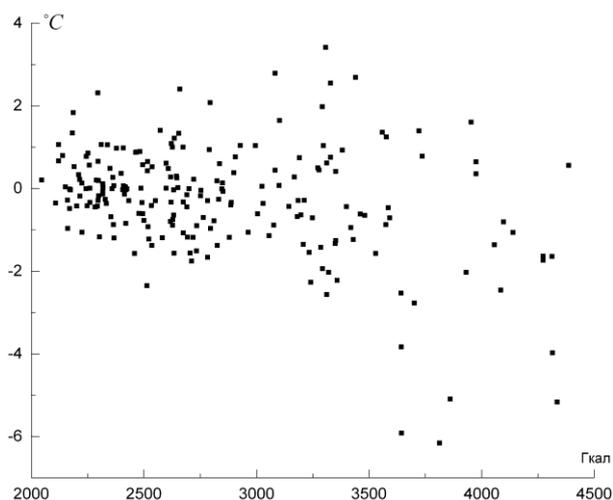


Рисунок 4. Зависимость разности среднесуточных температур зимой в г. Апатиты и на АДМС-1166 от суточного потребления тепла г. Апатиты (отобраны дни с положительной температурной аномалией в городе), 2016-2018 гг.

Заключение

В г. Апатиты зимой, а ночью во все сезоны, в тихую и ясную погоду может возникать значительная положительная аномалия температуры воздуха по отношению к окружающей сельской местности. Перепад температуры между городскими районами и пригородами зимой может достигать 10–16°C. Данное явление возникает из-за стока холодного воздуха с верхней части холма, на котором расположен г. Апатиты, и ГОТ. Разность температуры воздуха между центральной частью города и верхней частью фонового холма не увеличивается при росте теплопотребления в зимний период. Это говорит о небольшой интенсивности ГОТ в г. Апатиты, вследствие чего он не выявляется на фоне значительных естественных микроклиматических вариаций температуры. Слабый ГОТ может быть обусловлен размерами города, которые не способствуют застою воздушных масс и их заметной тепловой трансформации.

Литература

1. 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
2. Демин В.И., Козелов Б.В., Елизарова Н.И., Меньшов Ю.В. Влияние рельефа на формирование «острова тепла» в г. Апатиты //Фундаментальная и прикладная климатология. 2016. № 2. С. 95-106.
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. 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.
5. Кузнецова И.Н., Брусова Н.Е., Нахаев М.И. Городской остров тепла в Москве: определение, границы, изменчивость // Метеорол. и гидрол. 2017. № 5. С. 49–61.
6. Хандожко Л.А. Экономическая метеорология. - СПб.: Гидрометиздат, 2005. - 491с.
7. Allen L., Beevers S., Lindberg F., et al. MEGAPOLI News Letter Project Scientific Report Global to City Scale Anthropogenic Heat Flux: Model and Variability. L.: 2010. 87 p.
8. Konstantinov P.I., Grishchenko M.Y., Varentsov M.I. 2015. Mapping urban heat islands of arctic cities using combined data on field measurements and satellite images based on the example of the city of Apatity (Murmansk oblast). Izvestiya RAS – Atmospheric and Oceanic Physics. vol. 51, No. 9, p. 992 – 998
9. Konstantinov P. et. al. I. et al. Urban Heat Island's intensity research of Arctic city during winter (Apatity case-study) and its influence on inhabitants' thermal comfort // EMS Annual Meeting Abstracts Vol. 13, EMS2016-25, 2016 [https://meetingorganizer.copernicus.org/EMS2016/EMS2016-25.pdf]
10. Varentsov M. et al. Experimental research of urban heat island effect for the biggest Arctic cities. Arctic Frontiers conference, Tromsø, Norway, January 28, 2016. Эл. публикация доступна по ссылке [https://istina.msu.ru/download/22094094/1fD7PQ:qWmTumG2ojM7-TmafPxUDs-ZaZA]

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.187-190

О МИКРОКЛИМАТИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА НА АРХИПЕЛАГЕ ШПИЦБЕРГЕН

Б.В. Козелов, В.И. Демин

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

Аннотация. Проведены измерения пространственного распределения приземной температуры воздуха на арх. Шпицберген в г. Лонгиер и в окрестностях пос. Баренцбург в октябре 2017 г. Отепляющий эффект водной поверхности проявляется в понижении температуры воздуха по мере удаления от берега, но корректная оценка этого воздействия осложнена искажающим влиянием сложного рельефа. Обнаружены вариации температуры до 1-2°C над достаточно выровненными участками с относительными перепадами высот менее 10 м.

Введение

Поле температуры (воздуха и почвы) характеризуется значительными микроклиматическими вариациями над территориями со сложным рельефом или с неоднородной подстилающей поверхностью (сочетание участков с различными типами растительности и теплофизическими свойствами почв, наличие озер, болот и т.п.). Причем на границах контрастных по микроклимату участков градиент температуры может на порядок превышать широтный и высотный градиент [2]. Так, например, вблизи Нью-Олесунна на полигоне размерами всего 100 на 100 м в июле при ясном небе неоднородности теплового излучения между влажным и сухими участками соответствовали перепадам температуры почвы до 10°C [6]. Микроклиматические различия в Арктике должны быть наиболее выраженными в период полярной ночи, когда радиационный баланс подстилающей поверхности остается отрицательным на протяжении длительного периода и происходит сильное охлаждение почвы и прилегающего к ней слоя воздуха. Так, например, по наблюдениям на Кольском п-ове в холмистом рельефе с относительными перепадами высот до 50 м зимой в условиях безоблачного неба и слабого ветра разности температур между вершиной холма и котловинами достигали 15 – 20°C [1].

В данной работе представлены результаты серии микроклиматических измерений на арх. Шпицберген, проведенных осенью 2017 г.

Использованные данные

Работы выполнялись с 28 октября по 3 ноября 2017 г. в условиях полярной ночи при отсутствии или слабом (менее 3 м/с) ветре и при значениях температуры воздуха от -1 до -8°C. Для измерений использовался прибор, изготовленный в Полярном геофизическом институте, в состав которого входит цифровой термодатчик DS18S20 и GPS- приемник. Температура воздуха и координаты одновременно записывались в память прибора с временным разрешением в 1 минуту. К анализу были привлечены также данные норвежского метеорологического института (<https://www.met.no/en>).

Результаты и обсуждение

Важнейшими факторами, способствующими возникновению неоднородностей в поле температуры воздуха над Шпицбергеном, является близость участков к водным объектам (моря и глубоко вдающиеся в сушу фьорды), и горный рельеф. Отепляющий эффект моря в наибольшей степени проявляется в зимнее время, когда наиболее выражен термический контраст между водой и сушей. Даже подо льдом арктические моря «работают» как огромные резервуары тепла и на побережьях минимальная температура зимой на 9–11°C выше по сравнению с участками, удаленным на 20–30 км от берега (рис. 1).

В холодное время года с западным переносом с Северной Атлантики на Шпицберген поступает теплый воздух, благодаря чему здесь примерно на 20°C теплее, чем на расположенных на той же широте островах Канадского арктического архипелага. Зимой влияние Гренландского моря проявляется в выраженном убывании температуры воздуха от западного побережья вглубь суши (рис. 1, 2). Наибольшие изменения происходят в значениях минимальных температур, а наименьшие – в максимальных. Летом различия меньше, что обусловлено снижением разности температур между водой и сушей. В это время года становится заметным охлаждающий эффект водных акваторий, а с таянием снежного покрова в поле температуры появляются и эффекты, создаваемые другими неоднородностями подстилающей поверхности.

Убывание зимних температур наблюдается и в заливе Хорсунд. Находящаяся непосредственно на западном берегу метеорологическая станция (МС) «Hyttevika» зимой 2014-15 гг. в среднем оказалась теплее на 1.5°C, чем МС «Hornsund» на берегу фьорда и почти на 3°C, чем МС в его глубине (МС «Treskelodden») [4].

Обнаруженные изменения температуры по мере удаления с западного побережья на восток меньше тех, которые можно было бы ожидать, если исходить из рис. 1. Однако надо иметь в виду, что представленные на рис. 1 зависимости получены для относительно ровных и плоских берегов на границе суши и моря. В случае Шпицбергена идет сравнение МС, расположенных не на берегу моря и в глубине суши, а находящихся на берегах глубоко вдающегося в сушу залива (фьорд). Причем из-за больших глубин в нем не существует топографического препятствия для обмена водными массами с водами континентального шельфа.

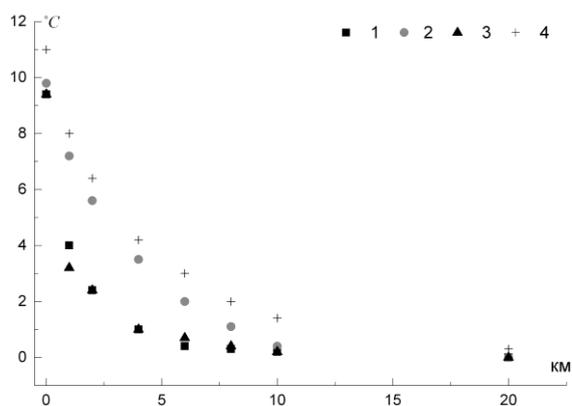


Рисунок 1. Повышение минимальной температуры воздуха по сравнению с участками, находящимися от моря на расстояние 30 км (построен по данным [3]): 1 – Баренцево море (южное побережье), 2 – Баренцево море (северное побережье Кольского п-ова), 3 – Белое море, 4 – Море Лаптевых.

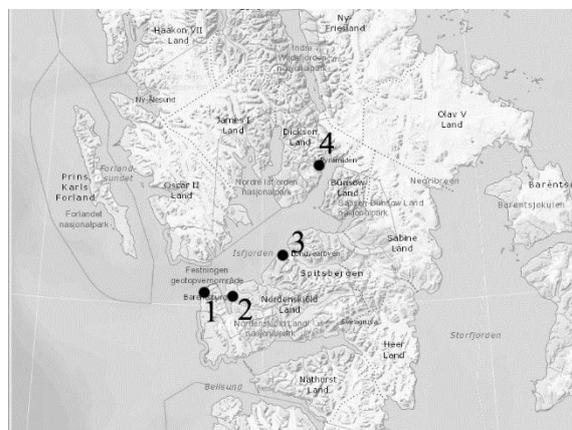


Рисунок 2. Расположение МС на арх. Шпицберген: 1 – Isfjord Radio, 2 – Баренцбург, 3 – Лонгйир (Svalbard Lufthavn), 4 – Пирамида.

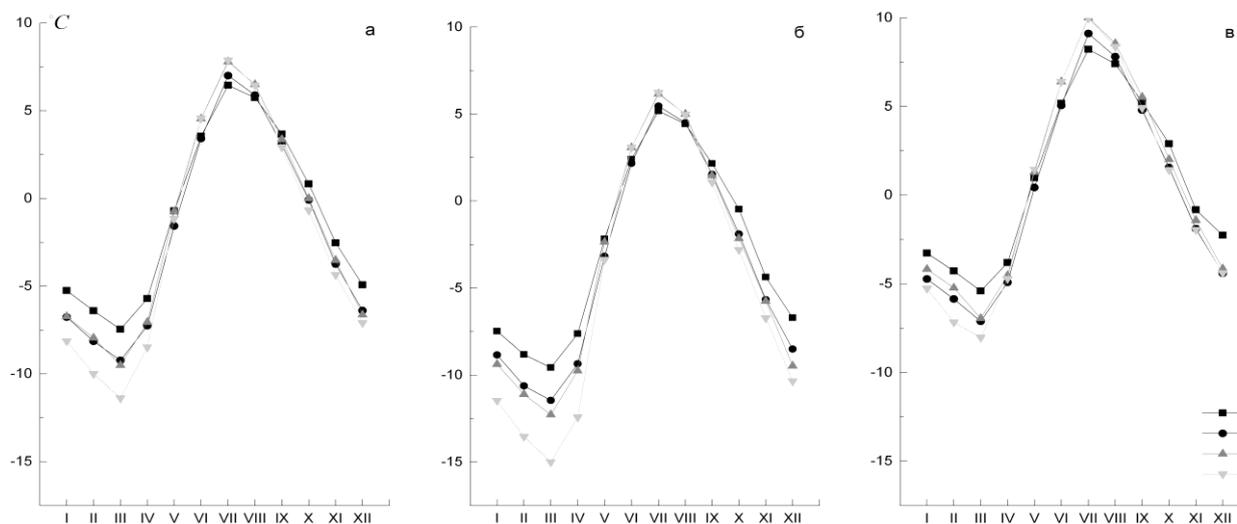


Рисунок 3. Среднемесячные (а), средние минимальные (б) и максимальные (в) температуры в 2014–2018 гг.: 1 – «Isfjord Radio», 2 – Баренцбург, 3 – Лонгйир (Svalbard Lufthavn), 4 – Пирамида

Влияние узких заливов (фьордов) на термический режим прибрежных территорий должно быть более слабым, чем открытых морских акваторий. Чтобы оценить его количественно, необходимо провести сопоставление температур воздуха на МС, расположенных примерно вдоль линии, перпендикулярной береговой, но на разном расстоянии от воды. Необходимость учета удаленности от водных объектов демонстрируют МС вблизи Лонгйира: МС, расположенная на территории аэропорта (Svalbard Lufthavn) и, очевидно, наиболее подверженная влиянию находящихся в 0.5 – 2 км заливов, зимой оказывается теплее, чем МС в широкой и длинной долине Advendalen в 8.5 км южнее (рис. 4–5). Размещенная на мысе Wilczekodden автоматическая МС зимой 2014–2015 гг. была на 0.5–0.9°C теплее, чем находящаяся всего в нескольких сотнях метров на берегу МС «Hornsund» [4].

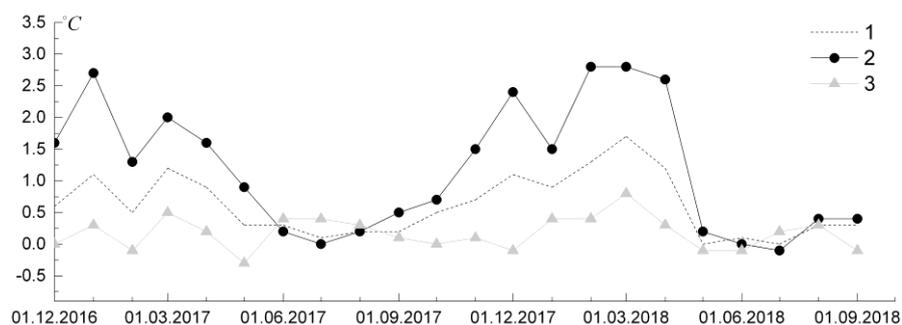


Рисунок 4. Разность среднемесячных (1), средних минимальных (2) и максимальных (3) температур между МС «Svalbard Lufthavn» и «Advendalen», 2016–2018 гг.

Из-за отсутствия сети МС в глубине острова изменение температуры на прилегающих к заливам территориях можно оценить только по результатам маршрутных измерений. В ходе таких измерений в октябре 2017 г. устойчивой картины с быстрым и выраженным уменьшением температуры воздуха с увеличением расстояния от воды не было получено. В Лонгйире температура воздуха понижалась при удалении от берега на 3 км в среднем на 1–1.5°C (рис. 6). В заливе Лаврика у Баренцбурга также было отмечено небольшое понижение температуры (0.4°C) при удалении от берега на расстояние до 350 м (дальнейшее продвижение вглубь острова ограничено из-за резкого подъема (гора). Вблизи Селисбухты температура воздуха практически не изменялась, что могло быть вызвано как метеорологическими условиями в период производства измерений, так и топографией местности.

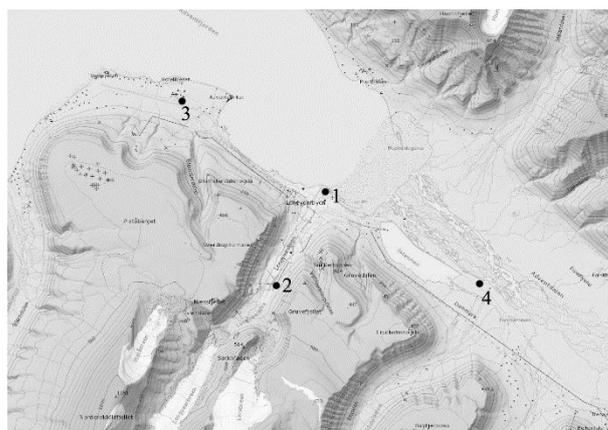


Рисунок 5. Топографическая карта окрестностей г. Лонгйир; 1 и 2 – начальная и конечная точки маршрутных измерений температуры осенью 2017 г., 3 – МС «Лонгйир» (аэропорт), 4 – МС «Advendalen».

К сожалению, горный рельеф Шпицбергена не позволяют при проведении маршрутных измерений вблизи фьордов избежать искажающих орографических эффектов. Так, например, остается неясным, в какой степени отмеченное выше различие зимних температур на МС в аэропорту Лонгйира (Svalbard Lufthavn) и в долине Advendalen создается тепловым воздействием залива, а в какой – накоплением холодного воздуха в долине. По долине, в устье которой расположен г. Лонгйир и вдоль которой происходили маршрутные измерения (рис. 5), также стекает холодный воздух (перепад высот по маршруту измерений около 100 м). По этой причине отепляющий эффект залива здесь, очевидно, ослаблен. В самом городе он может оказаться даже несколько усиленным благодаря антропогенным потокам тепла, присутствие которых в ходе эксперимента регистрировалось тепловизором «FLIR One». Из-за сложного рельефа корректная количественная оценка воздействия заливов на термический режим прибрежных территорий, потребует более продолжительной серии наблюдений.

Микроклиматические измерения в 2017 г. не ограничивались исследованиями вариаций температуры близ заливов. Для изучения пространственных неоднородностей температуры воздуха, возникающих под влиянием рельефа, был выбран достаточно выровненный участок, расположенный к югу от мыса Хеероден. Несмотря на относительно небольшие перепады высот (~10 м), на его территории обнаружались

микроклиматические вариации до 1–2°C. Из опыта аналогичных измерений на Кольском п-ове ожидалось более выраженные неоднородности в поле температуры. Однако измерения были непродолжительными и носили исключительно пробный характер. Кроме того, метеорологические условия в регионе в целом неблагоприятны для возникновения заметных микроклиматических различий, создаваемых радиационным выхолаживанием (значительная облачность, сильные ветра).

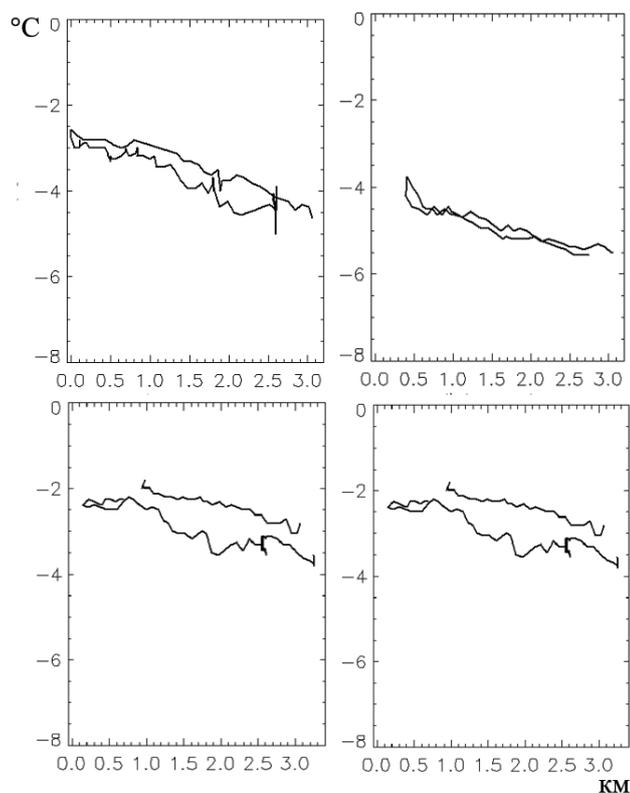


Рисунок 6. Зависимость температуры воздуха от расстояния до залива у г. Лонгйир (маршрутные измерения).

Заключение

Исследовано влияние водных объектов на арх. Шпицберген на термический режим прилегающих участков суши. Отопляющий эффект наиболее выражен в зимнее время в значениях минимальных температурах и уменьшается с удалением от побережья. Количественная оценка этого влияния искажена сложным (горным) рельефом. При проведении измерений на арх. Шпицберген обнаружены микроклиматические вариации температуры воздуха до 1–2°C в пределах участка местности с относительными изменениями высот менее 10 м, возникающие из-за застоя воздуха в отрицательных формах рельефа и его радиационного охлаждения.

Литература

1. Демин В.И., Козелов Б.В., Елизарова Н.И., Меньшов Ю.В. Микроклиматическая изменчивость температуры воздуха на Кольском п-ове // *Physics of Auroral Phenomena. Proc. XL Annual Seminar*. 2017. p. 135-138
2. Гольцберг И.А. Микроклимат СССР. – Л.: Гидрометеиздат. 1967. 282 с
3. Мищенко З.А. Биоклимат дня и ночи. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. 280 с.
4. Arazny, Andrzej et. al. Spatial variations in air temperature and humidity over Hornsund fjord (Spitsbergen) from 1 July 2014 // *Geografiska Annaler: Series A, Physical Geography*, 2017. Volume 100, pp 27-43
5. Westermann, S. et al. Spatial and temporal variations of summer surface temperatures of high-arctic tundra on Svalbard - implications for MODIS LST based permafrost monitoring. *Remote Sensing of Environment*, 2011, 115(3), 908-922

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.191-197

ПОСТРОЕНИЕ ПАРАМЕТРИЗАЦИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В НИЖНЕЙ И СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В ИК ДИАПАЗОНЕ

И.В. Мингалев, Е.А. Федотова, К.Г. Орлов

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия
e-mails: mingalev_i@pgi.ru ; godograf87@mail.ru; orlov@pgia.ru

Аннотация. В работе представлены новый алгоритм построения параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли, который учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой и имеет ряд других достоинств, а также построенная с помощью этого алгоритма параметризация в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км. Проведено сравнение результатов расчетов поля собственного излучения атмосферы Земли, выполненных с использованием этой параметризации, с результатами эталонных расчетов (Line-by-Line), которое показало, что представленная параметризация имеет хорошую точность в нижней и средней атмосфере как при отсутствии облаков, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной.

Введение

Расчет поля собственного ИК-излучения атмосферы необходим в различных физических приложениях, в частности, для интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, а также для расчета нагрева атмосферы собственным ИК-излучением при моделировании общей циркуляции атмосферы Земли. При этом возникает проблема скорости проведения таких расчетов. Для гарантированного достижения точности 1% и лучше при расчетах интенсивности излучения разрешение по частоте должно составлять примерно 0,001 см⁻¹. Расчеты с таким высоким разрешением по частоте называются эталонными расчетами (Line-by-Line). Они требуют очень больших вычислительных затрат и по этой причине не могут использоваться в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время и в обозримом будущем.

Для решения указанной проблемы разработаны методы быстрого расчета поля излучения. Основная идея этих методов состоит в том, что реальная зависимость коэффициента молекулярного поглощения от частоты заменяется на модельную зависимость, более удобную для расчетов. При этом узкие спектральные каналы по определенному алгоритму объединяются в группы, каждая из которых заменяется на один широкий модельный канал. В результате несколько миллионов узких спектральных каналов заменяются на несколько десятков или несколько сотен модельных каналов, для каждого из которых проводится численное решение уравнения переноса излучения. Процедуру построения указанных модельных каналов называют построением параметризации молекулярного поглощения. Для проверки точности построенной параметризации результаты расчета поля излучения в модельных каналах сравниваются с результатами эталонных расчетов. Отметим, что на высотах 0-70 км нужно учитывать изменение газового состава атмосферы с высотой. Ниже высоты 15 км вклад водяного пара в коэффициент молекулярного поглощения является существенным, а вклад озона мал. Выше высоты 20 км снижается роль водяного пара и возрастает вклад озона. Поэтому спектры поглощения на малых и больших высотах не коррелируют.

Одним из методов построения параметризации является метод k-корреляции [1-17], который, в свою очередь, является одним из вариантов метода лебеговского осреднения сечений поглощения по частоте [18]. Ранее было создано большое число различных параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в частотном диапазоне 10-3000 см⁻¹, которые содержат от нескольких десятков до 150-200 модельных каналов [5-17]. Общая особенность этих параметризаций заключается в том, что все они обеспечивают хорошую точность (в пределах 0,5 К/сутки) расчетов скоростей нагрева-выхолаживания атмосферы за счет собственного излучения на высотах тропосферы и нижней стратосферы (примерно, до 20 км). На высотах более 25 км точность этих параметризаций существенно ухудшается. Способ построения параметризации, предложенный в работе [13], обеспечивает наилучшую точность при заданном числе модельных каналов, но является достаточно трудоемким в реализации, поскольку требуется проводить большой объем подгоночных расчетов для каждого модельного канала.

В данной работе предложен новый алгоритм построения параметризации молекулярного поглощения, который отличается от метода k-корреляции, учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой, не требует проводить подгоночные расчеты для каждого модельного канала и относительно прост в программной реализации по сравнению с другими алгоритмами. Созданная авторами программа,

реализующая этот алгоритм, позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах. Представлена построенная с помощью этой программы параметризация молекулярного поглощения в атмосфере Земли, которая обладает хорошей точностью в диапазоне высот 0-76 км, как при отсутствии облачных слоев, так и при их наличии.

Точность построенной параметризации проверялась с помощью эталонных расчетов, выполненных с разрешением по частоте 0.001 см^{-1} . Коэффициенты молекулярного поглощения атмосферных газов рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 [19] по стандартной теории, согласно которой суммируются вклады различных линий поглощения при обрезании крыльев линий на расстоянии 25 см^{-1} от центра линии, и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое было задано с помощью эмпирической модели MT CKD [20]. Для проверки точности авторы провели сравнение результатов этих расчетов с результатами эталонных расчетов, выполненных другими научными группами в рамках международного проекта Continual Intercomparison of Radiation Codes (CIRC, <https://circ.gsfc.nasa.gov>). Результаты совпали с высокой точностью, не хуже 1%.

Алгоритм построения параметризации

Для построения параметризации весь участок спектра разбивается на интервалы шириной $90\text{-}125 \text{ см}^{-1}$, которые далее будем называть интервалами осреднения. В каждом интервале осреднения узкие спектральные каналы по различным алгоритмам объединяются в широкие модельные каналы, которые еще называют носителями резонансов [18]. Основная идея нового алгоритма состоит в том, чтобы построение модельных каналов проводить в два этапа. На первом этапе выбирается высота первой сортировки в диапазоне 5-17 км, чтобы учесть линии поглощения водяного пара. Все узкие каналы из интервала осреднения разбиваются на N_1 групп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой группы были достаточно близки между собой на этой высоте, а также на высотах 0-20 км. На втором этапе выбирается высота второй сортировки в диапазоне 40-55 км, чтобы учесть линии поглощения озона. Каждая полученная после первой сортировки группа узких каналов разбивается на N_2 подгрупп так, чтобы коэффициенты молекулярного поглощения узких каналов внутри каждой подгруппы были достаточно близки между собой на этой высоте и на высотах 0-76 км. Узкие каналы, вошедшие в одну подгруппу, объединяются в один модельный канал. В итоге получается $N_1 N_2$ модельных каналов на один интервал осреднения.

Обозначим через T и P – температуру и давление атмосферного газа, через ν – частоту, через h – высоту от поверхности Земли, через $K^{mol}(T, P, \nu)$ – объемный коэффициент молекулярного поглощения атмосферного газа, который при заданном молекулярном составе этого газа является функцией температуры, давления и частоты, и который следует рассчитывать по стандартной теории с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 [19] и с учетом континуального поглощения водяного пара и углекислого газа, которое можно задать с помощью эмпирических моделей, например, MT CKD [20].

В данной работе использовался следующий алгоритм построения модельных каналов. Рассмотрим интервал осреднения $[\nu_{min}, \nu_{max}]$ шириной от 50 до 125 см^{-1} , который разделим на узкие каналы с частотой ν_i внутри которых оптические параметры можно считать постоянными. Затем выбираем некоторые средние зависимости температуры $T(h)$, давления $P(h)$ атмосферного газа и парциальных давлений водяного пара $P^{(H_2O)}(h)$ и озона $P^{(O_3)}(h)$ от высоты. Далее строим сетку по высоте h_k , в которой нумерация начинается на верхней границе атмосферы, и сетку по давлению $P_k = P(h_k)$, $P_0 < \dots < P_k < P_{k+1} < \dots < P_{max}$, и задаем значения среднего профиля температуры атмосферного газа в узлах этой сетки: $T_{k,0} = T(h_k) = T(P_k)$. Отметим, что выбор шагов сетки по давлению должен обеспечивать приемлемую точность интерполяции оптических параметров. Проведенные авторами расчеты показали, что для достижения хорошей точности достаточно использовать шаги сетки по высоте 200 м на высотах менее 10 км и 400 м на высотах более 10 км.

Для каждого узла сетки по давлению P_k строим равномерную сетку значений температуры с шагом ΔT по формуле

$$T_{k,l} = T_{k,0} + l \cdot \Delta T, \quad l = -L, \dots, L, \quad (1)$$

причем шаг ΔT и число L выбираются так, чтобы все возможные значения температуры атмосферного газа при давлении P_k попадали внутрь отрезка $[T_{k,0} - L \cdot \Delta T, T_{k,0} + L \cdot \Delta T]$, и чтобы обеспечивалась приемлемая точность интерполяции оптических параметров по температуре. Проведенные авторами расчеты показали, что для выполнения перечисленных условий в нижней и средней атмосфере достаточно взять $\Delta T = 10 \text{ K}$ и $L = 10$. Если взять $\Delta T = 5 \text{ K}$, то точность интерполяции практически не меняется, а если взять $\Delta T = 20 \text{ K}$, то эта точность заметно ухудшается на высотах более 20 км. Для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ вводится дополнительная сетка значений парциальных давлений водяного пара $P_{k,l,n}^{(H_2O)}$ и озона $P_{k,l,q}^{(O_3)}$.

Сначала выбираем высоту первой сортировки h_{c1} в интервале от 5 до 15 км, на которой производится объединение узких каналов в группы, такие, что одинаковые оптические параметры вошедших в одну группу узких каналов близки между собой в нижней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{c1} в интервале от 10 до 15 км. На этой высоте для фиксированных значений

$P(h_{C1}), T(h_{C1}), P^{(H_2O)}(h_{C1}), P^{(O_3)}(h_{C1})$ рассчитываем минимальное и максимальное значения коэффициента молекулярного поглощения по всем узким каналам из интервала осреднения: $K_{C1,\min} = \min_i K^{mol}(h_{C1}, \nu_i)$, $K_{C1,\max} = \max_i K^{mol}(h_{C1}, \nu_i)$. На отрезке $[K_{C1,\min}, K_{C1,\max}]$ вводим сетку значений объемного коэффициента молекулярного поглощения, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами

$$K_{C1,0} = K_{C1,\min}, K_{C1,N_1} = K_{C1,\max}, K_{C1,j} = (K_{C1,0})^{(1-j/N_1)} \cdot (K_{C1,N_1})^{(j/N_1)}. \quad (2)$$

Эта сетка делит отрезок на N_1 частей. После построения этой сетки осуществляется сортировка узких каналов на группы, которые объединяются в широкие модельные каналы по следующему правилу. Все узкие каналы, для которых выполняется условие $K^{mol}(h_{C1}, \nu_i) \in (K_{C1,j-1}, K_{C1,j}]$, объединяются в группу с номером j . Обозначим через N_j – число узких каналов, вошедших в эту группу, а через $\Omega_j = (i_{j,1}, \dots, i_{j,N_j})$ – список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания.

Далее выбираем высоту второй сортировки h_{C2} в интервале от 40 до 55 км, на которой производится объединение узких каналов в модельные каналы, такие, что одинаковые оптические параметры узких каналов, вошедших в один модельный канал, близки между собой не только в нижней, но и в средней атмосфере. Проведенные расчеты показали, что наилучшая точность достигается при выборе h_{C2} в интервале от 45 до 50 км. На этой высоте сортировки каждую группу узких каналов, полученную при первой сортировке, делим на подгруппы. Для фиксированных значений $P(h_{C2}), T(h_{C2}), P^{(H_2O)}(h_{C2}), P^{(O_3)}(h_{C2})$ рассчитываем минимальное и максимальное значения коэффициента молекулярного поглощения по всем узким каналам, вошедшим в множество Ω_j : $K_{C2,\min}(j) = \min_{i \in \Omega_j} K^{mol}(h_{C2}, \nu_i)$, $K_{C2,\max}(j) = \max_{i \in \Omega_j} K^{mol}(h_{C2}, \nu_i)$. На отрезке $[K_{C2,\min}, K_{C2,\max}]$ вводим сетку, равномерную в логарифмическом масштабе и заданную следующими формулами

$$K_{C2,j,0} = K_{C2,\min}(j), K_{C2,j,N_2} = K_{C2,\max}(j), K_{C2,j,m} = (K_{C2,j,0})^{(1-m/N_2)} \cdot (K_{C2,j,N_2})^{(m/N_2)}. \quad (3)$$

Эта сетка делит отрезок на N_2 частей. После построения этой сетки все узкие каналы из множества Ω_j , для которых выполняется условие $K^{mol}(h_{C2}, \nu_i) \in (K_{C2,j,m-1}, K_{C2,j,m}]$, объединяются в модельный канал с индексами j, m . Обозначим через $N_{j,m}$ – число узких каналов, вошедших в эту модельный канал, а через $\Omega_{j,m} = (i_{j,1}, \dots, i_{j,N_{j,m}})$ – список номеров этих узких каналов, записанных в порядке возрастания.

Для каждого узла сетки по давлению и температуре и каждого модельного канала с индексами j, m вычисляются средние значения функции Планка $B(T, \nu)$ по формуле:

$$B_{j,m}^{mod}(T_{k,l}) = \frac{1}{N_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} B(T_{k,l}, \nu_i), \quad (4)$$

объемного коэффициента поглощения (суммы молекулярного и аэрозольного):

$$K_{j,m}^{mod}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}) = \frac{1}{B_{j,m}^{mod}(T_{k,l}) \cdot N_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} K(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}, \nu_i) \cdot B(T_{k,l}, \nu_i), \quad (5)$$

объемного коэффициента рассеяния (суммы молекулярного и аэрозольного):

$$\alpha_{j,m}^{mod}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}) = \frac{1}{B_{j,m}^{mod}(T_{k,l}) \cdot N_{j,m}} \sum_{i \in \Omega_{j,m}} \alpha(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}, \nu_i) \cdot B(T_{k,l}, \nu_i), \quad (6)$$

альбедо однократного рассеяния:

$$\omega_{j,m}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}) = \frac{\alpha_{j,m}^{mod}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)})}{K_{j,m}^{mod}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}) + \alpha_{j,m}^{mod}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)})}, \quad (7)$$

индикатриса рассеяния в модельном канале с индексами j, m вычисляется по формуле:

$$\chi_{j,m}^{mod}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}, u) = \frac{\sum_{i \in \Omega_{j,m}} \chi(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}, v_i, u) \alpha(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}, v_i) B(T_{k,l}, v_i)}{\alpha_{j,m}^{mod}(T_{k,l}, P_k, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}) \cdot B_{j,m}^{mod}(T_{k,l}) \cdot N_{j,m}} \quad (8)$$

На этом процесс объединения узких каналов в широкие модельные и процесс вычисления средних значений оптических характеристик в узлах сетки по давлению и температуре для широких модельных каналов выполнен. Таким образом, сотни тысяч узких спектральных каналов из интервала осреднения заменяются на десятки или сотни (в зависимости от требуемой точности и скорости расчетов) широких модельных каналов.

При моделировании общей циркуляции атмосферы необходимо рассчитывать поле излучения в модельных каналах для вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц над каждым узлом пространственной сетки на поверхности Земли. Поскольку над каждым из этих узлов в заданный момент времени имеется свое вертикальное распределение концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц, то для каждого из этих распределений необходимо быстро рассчитывать вертикальные профили оптических параметров для каждого модельного канала.

Для выполнения этих расчетов используется следующий прием. Каждый из пяти оптических параметров, заданных формулами (3)-(8), в любом модельном канале является функцией давления, температуры, и парциальных давлений газов, удельное содержание которых в воздухе существенно меняется с высотой. В нашем примере это парциальные давления водяного пара $P^{(H_2O)}$ и озона $P^{(O_3)}$. Для каждого узла сетки по давлению и температуре $P_k, T_{k,i}$ вводится дополнительная сетка значений парциальных давлений водяного пара $P_{k,l,n}^{(H_2O)}$ и озона $P_{k,l,q}^{(O_3)}$. Значения каждого оптического параметра как функции $f(P, T, P^{(H_2O)}, P^{(O_3)})$ рассчитываются в узлах этой сетки и хранятся в памяти компьютера. Для расчета значений этой функции между узлами сетки $P_k, T_{k,i}, P_{k,l,n}^{(H_2O)}, P_{k,l,q}^{(O_3)}$ используется полилинейная интерполяция по четырем переменным. Шаги сетки по парциальным давлениям следует подбирать так, чтобы обеспечить нужную точность интерполяции при минимальном числе узлов сетки.

Описанная методика позволяет быстро рассчитывать оптические параметры в каждом модельном канале для произвольных вертикальных распределений концентраций и температуры поглощающих газов и распределений аэрозольных частиц. При этом необходимо хранить в оперативной памяти массивы значений всех оптических параметров в узлах сетки по температуре и давлению для каждого модельного канала.

Результаты расчетов

Авторами данной работы были проведены эталонные расчеты поля собственного излучения атмосферы Земли в приближении горизонтальной однородной атмосферы с разрешением по частоте 0.001 см^{-1} и расчеты этого поля, выполненные с использованием параметризаций оптических характеристик атмосферы Земли, в интервале высот от поверхности Земли до высоты 76 км. Расчеты проводились для различного числа модельных каналов, на разных высотах сортировки. Для численного решения уравнение переноса излучения применялся вариант метода дискретных ординат, детально описанный в работе [21]. В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 метров и равномерная сетка по зенитным углам с шагом менее 9 градусов, учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние [1-4, 22].

В расчетах использовались вертикальные профили температуры и концентраций основных атмосферных газов, рассчитанные по эмпирической модели NRLMSISE-00 для условий июля над северной Атлантикой на широте 55° , а также вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих, нормированный коэффициент экстинкции, альbedo однократного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках, построенные по экспериментальным данным, приведенным в монографии [1], а также приведенная в [23] зависимость от высоты коэффициента экстинкции в верхнем, среднем и нижнем облачных слоях при длине волны 0.5 мкм. Оптическая толщина облачных слоев была взята большой и близкой к максимально наблюдаемой для проверки точности параметризации. В атмосфере рассматриваются три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей взяты из работы [24].

Результаты эталонных расчетов сравнивались с результатами расчетов, в которых использовалась следующая параметризация. Весь диапазон $10\text{-}2000 \text{ см}^{-1}$ делится на 4 части: $10\text{-}500 \text{ см}^{-1}$, $500\text{-}1000 \text{ см}^{-1}$, $1000\text{-}1500 \text{ см}^{-1}$ и $1500\text{-}2000 \text{ см}^{-1}$. В диапазоне $10\text{-}500 \text{ см}^{-1}$ использовались 5 интервалов осреднения $10\text{-}100 \text{ см}^{-1}$, $100\text{-}200 \text{ см}^{-1}$, $200\text{-}300 \text{ см}^{-1}$, $300\text{-}400 \text{ см}^{-1}$, $400\text{-}500 \text{ см}^{-1}$, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 8 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 50 км. Всего использовалось 160 модельных каналов в этом диапазоне. В диапазоне $500\text{-}1000 \text{ см}^{-1}$ использовались 5 интервалов осреднения $500\text{-}600 \text{ см}^{-1}$, $600\text{-}700 \text{ см}^{-1}$, $700\text{-}800 \text{ см}^{-1}$, $800\text{-}900 \text{ см}^{-1}$, $900\text{-}1000 \text{ см}^{-1}$, на каждом из

которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 12 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 46 км. Всего в этом диапазоне использовалось 240 модельных каналов.

В диапазоне $1000-1500\text{ см}^{-1}$ использовались 4 интервала осреднения $1000-1125\text{ см}^{-1}$, $1125-1250\text{ см}^{-1}$, $1250-1375\text{ см}^{-1}$, $1375-1500\text{ см}^{-1}$, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 8 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 47 км. Всего использовалось 128 модельных каналов в этом диапазоне. В диапазоне $1500-2000\text{ см}^{-1}$ использовались 4 интервала осреднения $1500-1625\text{ см}^{-1}$, $1625-1750\text{ см}^{-1}$, $1750-1875\text{ см}^{-1}$, $1875-2000\text{ см}^{-1}$, на каждом из которых сначала выделялись 4 канала с помощью первой сортировки, которая проводилась на высоте 15 км, а затем в каждом из этих 4 каналов выделялись 6 подканалов с помощью второй сортировки, которая проводилась на высоте 50 км. Всего использовалось 96 модельных каналов в этом диапазоне. Таким образом, 199000 узких спектральных каналов, используемых при эталонных расчетах, заменяются на 528 модельных каналов.

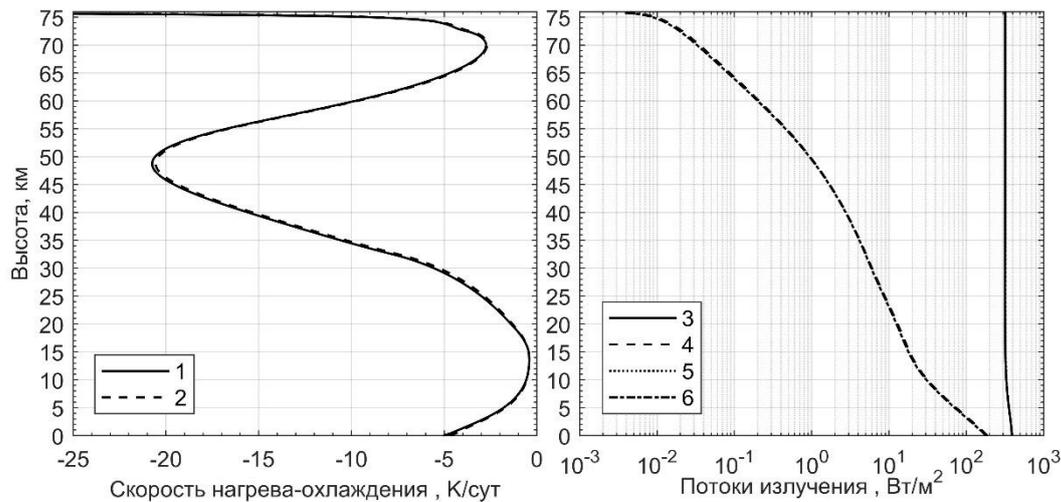


Рисунок 1. Поток восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне $10-2000\text{ см}^{-1}$ и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков в безоблачной атмосфере. *Кривая 1* - рассчитанная с использованием параметризации скорость нагрева-охлаждения, *кривая 2* - эта же скорость, полученная с помощью эталонных расчетов. *Кривые 3 и 4* - рассчитанные с использованием параметризации потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, *кривые 5 и 6* - эти же потоки, полученные с помощью эталонных расчетов.

На рис. 1 представлены потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне $10-2000\text{ см}^{-1}$ в безоблачной атмосфере и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков, полученные с помощью эталонных расчетов, а также с помощью расчетов, когда использовалась параметризация. Из рис. 2 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа, рассчитанная с использованием параметризации, очень близка к этой же скорости, полученной с помощью эталонных расчетов. Наибольшее отклонение между этими скоростями достигается на высоте 48 км и составляет около 0.2 К/сутки . Поток восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с этими же потоками, полученными с помощью эталонных расчетов, с относительной погрешностью меньше 1%.

На рис. 2 представлены те же самые профили, что и на рис. 1, только рассчитанные при наличии в интервале высот от 3 до 6 км среднего облачного слоя с большой оптической толщиной, параметры которого приведены в [23]. Этой толщиной обусловлены большие значения скорости нагрева-охлаждения воздуха внутри облачного слоя. На рис. 2 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферного газа и восходящий и нисходящий потоки, рассчитанные с использованием параметризации и с помощью эталонных расчетов совпадают с хорошей точностью. Отклонение между потоками, полученными при эталонных расчетах и при расчетах с использованием параметризации, вне и внутри облачного слоя меньше 1%, а отклонение между скоростями нагрева не превышает 0.2 К/сутки вне облачного слоя и 0.5 К/сутки внутри этого слоя. В случаях наличия нижнего или верхнего облачных слоев с большой оптической толщиной точность параметризации оказалась такой же.

Авторы исследовали влияние высот первой и второй сортировки на точность параметризации. Высоту первой сортировки меняли в пределах от 5 до 20 км. Оказалось, что высота 15 км близка к оптимальной. При

выборе другой высоты первой сортировки точность параметризации при сохранении числа модельных каналов не улучшается. Высоту второй сортировки также меняли в широких пределах от 35 до 60 км. Оказалось, что высота выбранные в представленной параметризации высоты второй сортировки близки к оптимальным. Их изменение не улучшало точность параметризации. Также результаты расчетов показали, что при увеличении числа модельных каналов по сравнению с их числом в представленной параметризации точность параметризации улучшается незначительно, а при уменьшении этого числа эта точность ухудшается более существенно. Ширина интервалов осреднения в диапазоне $100-125 \text{ см}^{-1}$ является оптимальной.

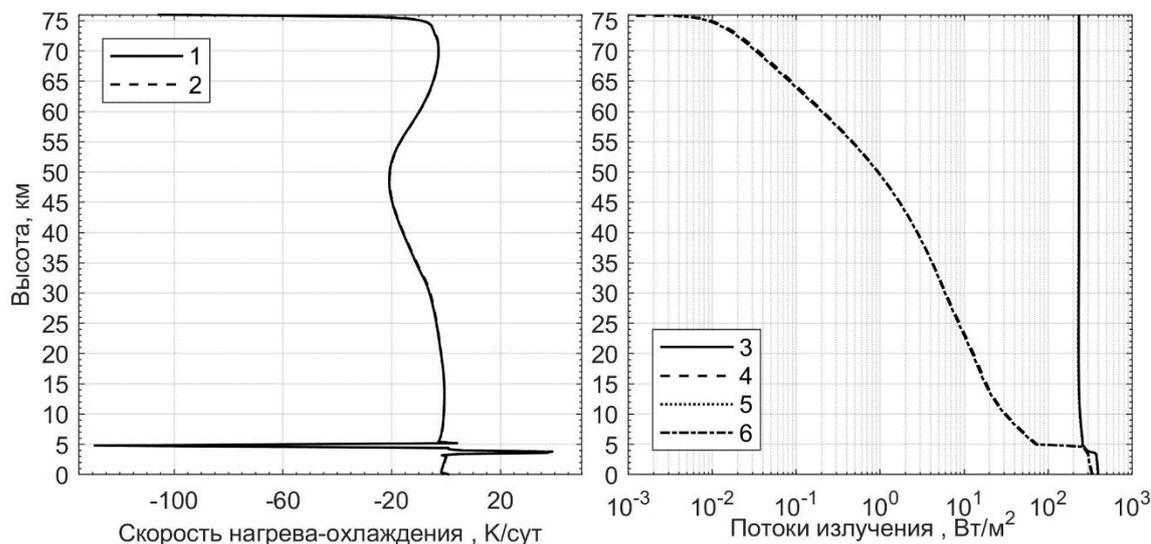


Рисунок 2. Потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне $10-2000 \text{ см}^{-1}$ и скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков при наличии среднего облачного слоя с большой оптической толщиной. *Кривая 1* - рассчитанная с использованием параметризации скорости нагрева-охлаждения, *кривая 2* - эта же скорость, полученная с помощью эталонных расчетов. *Кривые 3 и 4* - рассчитанная с использованием параметризации потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, *кривые 5 и 6* - эти же потоки, полученные с помощью эталонных расчетов.

Закключение

Результаты расчетов показали, что в диапазоне высот 0-75 км как в безоблачной атмосфере, так и при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной в частотном интервале от 10 до 2000 см^{-1} потоки восходящего и нисходящего собственного излучения, полученные с помощью эталонных расчетов, и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков мало отличаются от этих же потоков и скоростей нагрева, полученных с помощью расчетов, в которых используется описанная в данной работе параметризация. В частности, отклонение между скоростями нагрева не превышает 0.2 К/сутки вне облачных слоев и 0.5 К/сутки внутри облачных слоев с большой оптической толщиной, что говорит о хорошей точности предложенной параметризации. Оказалось, что учет фоновых атмосферных аэрозолей незначительно влияет (не более 0.5 К/сут) на скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса излучения в интервале частот от 10 до 2000 см^{-1} на высотах менее 3 км и практически не влияет на высотах более 3 км. При отсутствии облаков учет молекулярного рассеяния в дальнем ИК диапазоне слабо влияет на потоки излучения и нагрев атмосферного газа. Предложенный алгоритм построения параметризации учитывает изменение газового состава атмосферы с высотой, обеспечивает хорошую точность, не требует проведения подгоночных расчетов для каждого модельного канала, относительно прост в программной реализации и позволяет менять число модельных каналов параметризации в широких пределах.

Благодарности. Авторы выражают благодарность Б.А. Фомину за полезные советы и помощь в работе.

Литература

1. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики. СПб: Наука, 2003. 474 с.
2. Кондратьев К.Я. Актинометрия. Л.: Гидрометеиздат, 1965. 692 с.
3. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 376 с.
4. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. 661 с.

5. *Творогов С.Д.* Некоторые аспекты задачи о представлении функции поглощения рядом экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 3. С. 315-326.
6. *Творогов С.Д., Несмелова Л.И.* О некоторых применениях рядов экспонент для вычисления функции поглощения // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9, № 8. С. 1141-1144.
7. *Творогов С.Д., Несмелова Л.И., Родимова О.Б.* Представление функций пропускания рядами экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9, № 3. С. 373-377.
8. *Творогов С.Д., Несмелова Л.И., Родимова О.Б.* Расчет функций пропускания в ближней ИК-области спектра с помощью рядов экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10, № 12. С. 1475-1480.
9. *Творогов С.Д., Несмелова Л.И., Родимова О.Б.* К вопросу об уточнении интегрирования по частоте при вычислении радиационных характеристик // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12, № 9. С. 832-834.
10. *Творогов С.Д.* Применение рядов экспонент для интегрирования уравнения переноса излучения по частоте // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12, № 9. С. 763-766.
11. *Творогов С.Д.* О построении ряда экспонент непосредственно по информации о функции пропускания // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14, № 9. С. 736-739.
12. *Творогов С.Д., Родимова О.Б.* Расчет функций пропускания при малых давлениях // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21, № 11. С. 915-921.
13. *Фомин В.А.* Метод параметризации газового поглощения атмосферной радиации, позволяющий получить К-распределение с минимальным числом членов // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 3. С. 268-271.
14. *Fomin V.A.* A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 1. FKDM, fast k-distribution model for the longwave // J. Geophys. Res. 2004. Vol. 109, D02110.
15. *Fomin V.A., Correa P.M.* A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 2. FKDM, fast k-distribution model for the shortwave // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110, D02106.
16. *Mlawer E.J., et al.* Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave // J. Geophys. Res. 1997. Vol. 102, No. D14, P. 16,663-16,682.
17. *Hogan R.J.* The Full-Spectrum Correlated-k Method for Longwave Atmospheric Radiative Transfer Using an Effective Planck Function // J. Atmos. Sciences. 2010.
18. *Шильков А.В., Герцев М.Н.* Верификация метода лебеговского осреднения // Мат. моделирование. 2015. Т. 27, № 8. С.13–31.
19. *Rothman L.S., et al.* The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2013. Vol. 130, P. 4-50.
20. *Mlawer E.J., et al.* Development and recent evaluation of the MT CKD model of continuum absorption. Philosophical Transactions of the Royal Society, 2012, Vol. 370, pp. 2520-2556.
21. *Игнатъев Н.И., Мингалев И.В., Родин А.В., Федотова Е.А.* Новый вариант метода дискретных ординат для расчета собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере // ЖВМ и МФ, 2015, т. 55, № 10, с. 109–123.
22. *Fomin V.A.* Effective interpolation technique for line-by-line calculations of radiation absorption in gases // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 1995. V. 53. P. 663-669.
23. *Мингалев И.В., Федотова Е.А., Орлов К.Г.* Влияние оптически толстых слоев на нагрев атмосферы собственным излучением // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, 2017, т. 14, № 5, с. 100–108.
24. *McClatchey R.A., Bolle H.-J., Kondratyev K.Ya.* A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation // World Climate Research Programme. International Association For Meteorology And Atmospheric Physics, Radiation Commission. 1986. WCP 112, WMO/TD-No. 24. 60 p.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.198-201

ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ РЕЛЬЕФА ЗЕМЛИ НА ГЛОБАЛЬНУЮ ЦИРКУЛЯЦИЮ ЕЕ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.С. Мингалев

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

Аннотация. Негидростатическая математическая модель общей циркуляции атмосферы, разработанная ранее в Полярном геофизическом институте, применяется для исследования влияния рельефа поверхности на планетарную циркуляцию средней атмосферы Земли. Применяемая математическая модель основана на численном решении системы газодинамических уравнений в слое, окружающем Землю глобально и простирающемся от ее поверхности до высоты 75 км. Применяемая математическая модель принимает во внимание присутствие горных массивов. Расчеты были проведены для зимних условий в Северном полушарии (январь). Результаты моделирования показали, что рельеф планеты должен оказывать заметное влияние на глобальную циркуляцию средней атмосферы Земли.

Введение

На протяжении последних нескольких лет в Полярном геофизическом институте разрабатывалась, совершенствовалась и использовалась математическая модель общей циркуляции атмосферы Земли. В первоначально разработанном варианте модели, который был впервые описан в работе [1], температура воздуха не рассчитывалась, а являлась входным параметром модели; для задания температуры использовалась эмпирическая модель NRLMSISE-00 [2]. Кроме того, в первоначально разработанном варианте модели считалось, что Земля имеет форму шара. Позже модель была усовершенствована таким образом, что в ней стала приниматься в расчет несферичность земной поверхности, которая от сферической была преобразована в поверхность сплюснутого с полюсов эллипсоида вращения [3]. В дальнейшем было проведено усовершенствование математической модели общей циркуляции атмосферы Земли за счет учета самосогласованного теплового режима. В усовершенствованном варианте модели температура считается уже не входным параметром модели, а вычисляется в результате решения уравнения теплового баланса атмосферного газа [4]. Этот вариант модели также был усовершенствован за счет учета в модели рельефа поверхности Земли [5]. Последний из упомянутых вариантов модели используется в настоящей работе для исследования влияния рельефа планеты на глобальную циркуляцию средней атмосферы Земли.

Математическая модель

Применяемая в настоящей работе математическая модель общей циркуляции атмосферы Земли основана на численном решении системы нестационарных трехмерных уравнений переноса, включающей в себя уравнения Навье-Стокса для сжимаемого вязкого газа, а также уравнений неразрывности и теплопроводности для него. Модель позволяет рассчитывать трехмерные глобальные распределения зональной, меридиональной и вертикальной компонент скорости атмосферного ветра, температуры и плотности воздуха на уровнях тропосферы, стратосферы и мезосферы Земли. В модели вертикальная скорость газа находится не из условия гидростатического равновесия, а путем численного решения полного уравнения движения для вертикальной составляющей скорости без пренебрежения какими-либо членами. При этом все три компоненты скорости рассчитываются при помощи численного решения полных уравнений движения вязкого сжимаемого газа, и уравнение гидростатики не применяется, таким образом, математическая модель является негидростатической.

При вычислении входящей в уравнение теплового баланса удельной мощности нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет поглощения-испускания электромагнитного излучения использовано релаксационное приближение, в котором эта мощность считается пропорциональной разности между рассчитываемой температурой и задаваемой так называемой релаксационной температурой, в качестве которой берется распределение температуры, определяемое по эмпирической модели NRLMSISE-00 [2].

В настоящей работе используются два варианта математической модели, в которых считается, что Земля имеет форму сплюснутого с полюсов эллипсоида вращения, однако, в первом варианте поверхность планеты считается гладкой, а во втором варианте модели учитывается рельеф земной поверхности. Для численного решения моделирующих уравнений применяется метод конечных разностей и используется нерегулярная треугольная сетка в пространстве географических координат широта-долгота. При этом применяется явная

разностная схема, основанная на вычислении потоков массы и импульса через грани контрольного объема узла сетки по специальной методике, которая является обобщением известной явной гибридной монотонной схемы второго порядка точности для одномерного уравнения неразрывности.

Применяемая математическая модель позволяет рассчитывать параметры атмосферы в слое, окружающем Землю глобально и простирающемся от ее поверхности до сферы, проходящей через уровень 75 км над поверхностью океана на экваторе. Подробное описание применяемой математической модели и используемых в ней уравнений можно найти в [3-5].

Результаты расчетов и их обсуждение

Нами были проведены расчеты по установлению влияния рельефа поверхности планеты на глобальные распределения скорости горизонтального и вертикального ветра, а также плотности и температуры атмосферы Земли для условий зимы в Северном полушарии (для января). Для этих условий были выполнены численные расчеты общей циркуляции атмосферы по двум вариантам математической модели: в первом варианте земная поверхность считалась гладкой, а во втором варианте учитывался рельеф земной поверхности. Используемый в модели рельеф Земли показан на рис. 1. Расчеты по двум используемым вариантам математической модели были выполнены при одинаковых входных параметрах модели, а также начальных и граничных условиях, и было проведено сравнение полученных результатов.

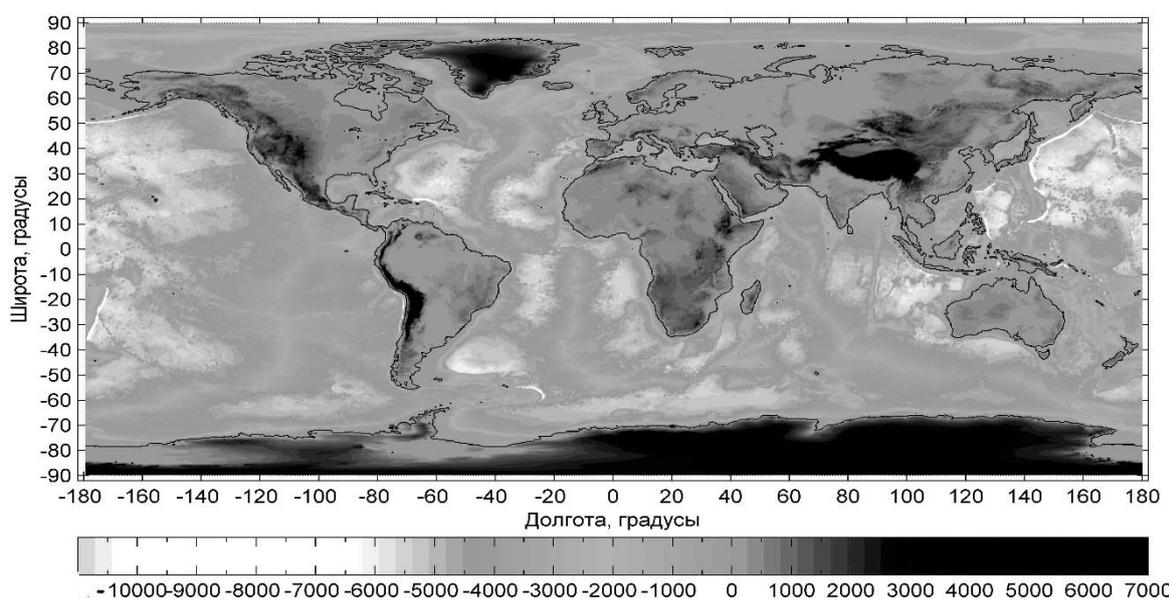


Рисунок 1. Используемый в модели рельеф Земли. Степень затемнения указывает отклонение от уровня поверхности океана в метрах.

Оказалось, что полученные результаты обладают рядом общих свойств. После начала расчетов распределения вычисляемых параметров начинают резко отходить от своих первоначальных значений, определяемых начальными условиями. В дальнейшем их изменения постепенно принимают квазипериодический характер, отражающий их суточные колебания. По прошествии 1000 часов физического времени результаты расчетов начинают хорошо воспроизводить суточную вариацию атмосферных параметров, обусловленную вращением Земли вокруг своей оси.

Мы рассчитали и построили на разных высотных уровнях глобальные распределения скорости горизонтального и вертикального ветра, полученные по двум вариантам математической модели, для момента 20.00 UT после того, как расчеты вышли на квазипериодический режим. Примеры таких глобальных распределений приведены на рис. 2, на котором результаты расчетов представлены в той же системе координат, которая использовалась на рис. 1.

Результаты моделирования показали, что в зимних условиях глобальные циркуляции атмосферы, рассчитанные на разных высотных уровнях средней атмосферы Земли как в приближении гладкой земной поверхности, так и при учете рельефа земной поверхности, весьма похожи друг на друга. Это свидетельствует о том, что главным фактором, влияющим на формирование глобальной горизонтальной циркуляции атмосферы, является пространственная неоднородность распределения температуры атмосферного газа.

Однако, оказалось, что между результатами численного моделирования, полученными в приближении гладкой земной поверхности и полученными при учете рельефа земной поверхности, имеются ощутимые

различия. Например, существуют горизонтальные области, в которых величины горизонтальной компоненты скорости нейтрального ветра, рассчитанные с учетом рельефа земной поверхности, имеют более высокие значения, чем величины этой компоненты скорости нейтрального ветра, рассчитанные в приближении гладкой земной поверхности. Наличие таких горизонтальных областей можно обнаружить, в частности, на рис. 2, где они присутствуют как в Северном полушарии на широтах от 40 до 80 градусов, так и в Южном полушарии на широтах от -30 до -60 градусов. Различие в величинах горизонтальных скоростей в этих областях может достигать нескольких десятков метров в секунду. Нетрудно заметить, что некоторые из этих областей находятся непосредственно над располагающимися на земле горными массивами, в частности, над Гренландией, наивысшая вершина которой достигает 3694 м, над находящимся в Индийском океане архипелагом Кергелен, высота гор на котором достигает 1850 м, над горами Северной Америки, достигающими высоты 6190 м.

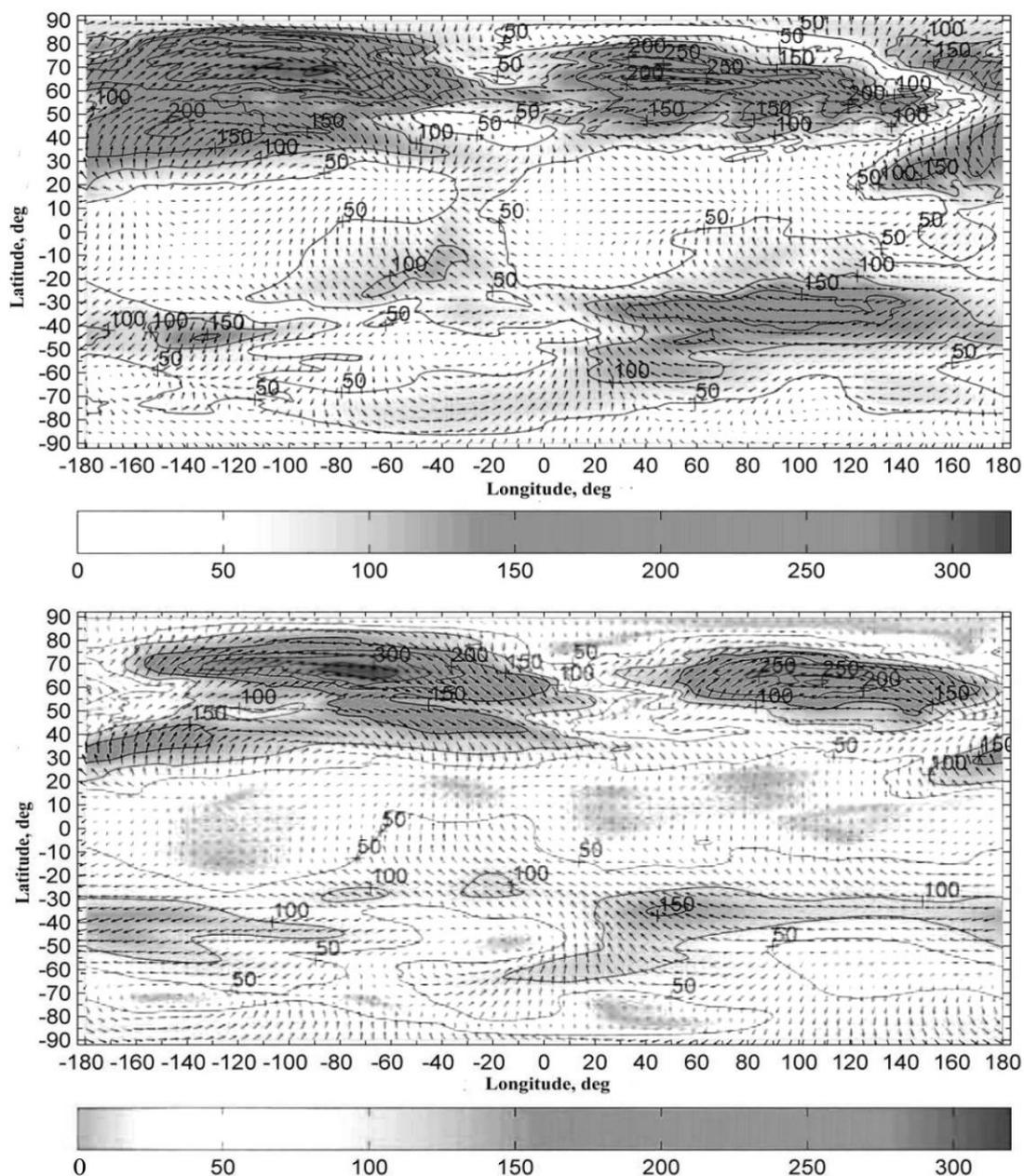


Рисунок 2. Рассчитанные горизонтальные составляющие скорости атмосферного ветра на высоте 50 км, полученные с учетом рельефа (*вверху*) и в приближении гладкой земной поверхности (*внизу*). Стрелки указывают направление, а их длина и яркость фона — величину скорости ветра в м/с.

Результаты расчетов также показали, что в тех горизонтальных областях, где рассчитанные с учетом рельефа земной поверхности величины горизонтальной компоненты скорости атмосферного ветра превышают такие же величины, рассчитанные в приближении гладкой земной поверхности, как правило, различаются и величины вертикальной компоненты скорости атмосферного газа, т.е. нерегулярный рельеф планеты вызывает возмущения вертикальной компоненты скорости атмосферного газа. Эти возмущения возникают в приземном слое в результате взаимодействия набегающих горизонтальных ветров с горными массивами. Возникшие возмущения вертикальных движений передаются вверх, причем их амплитуды возрастают с высотой вследствие происходящего при этом уменьшения плотности атмосферы. Возмущенные вертикальные движения атмосферного газа и приводят к изменениям горизонтальной циркуляции атмосферы, причем эти изменения, как показали расчеты, увеличиваются с возрастанием высоты.

Можно отметить, что проведенные расчеты позволили установить факт заметного влияния рельефа планеты на глобальную циркуляцию средней атмосферы и дать физическое объяснение механизма, посредством которого это влияние осуществляется, благодаря тому, что примененная математическая модель глобальной циркуляции атмосферы является негидростатической, что позволяет получать с ее помощью результаты, недостижимые для аналогичных гидростатических моделей.

Заключение

Методом математического моделирования проведено исследование влияния рельефа планеты на глобальную циркуляцию средней атмосферы Земли. Применена негидростатическая математическая модель общей циркуляции атмосферы Земли, основанная на численном решении системы газодинамических уравнений в слое, окружающем Землю глобально и простирающемся от ее поверхности до высоты 75 км. Используются два варианта этой математической модели, в которых предполагается, что Земля имеет форму сплюснутого с полюсов эллипсоида вращения, причем в первом варианте поверхность планеты считается гладкой, а во втором варианте модели учитывается рельеф земной поверхности. Для январских условий были выполнены численные расчеты общей циркуляции атмосферы по двум указанным вариантам математической модели, и было проведено сравнение полученных результатов.

Расчеты показали, что на уровнях стратосферы и мезосферы могут существовать горизонтальные области, в которых горизонтальные и вертикальная компоненты скорости нейтрального ветра, рассчитанные с учетом рельефа земной поверхности, могут существенно отличаться от аналогичных компонент скорости, рассчитанных в приближении гладкой земной поверхности. Установлено, что благодаря именно вертикальным движениям атмосферного газа, осуществляется влияние рельефа земной поверхности на глобальную циркуляцию средней атмосферы. Вызванные наличием горных массивов возмущения вертикальных движений передаются вверх, усиливаясь с возрастанием высоты, и приводят к изменениям пространственных распределений горизонтальных скоростей атмосферного газа.

Таким образом, результаты моделирования показали, что рельеф планеты должен оказывать заметное влияние на глобальные распределения скорости ветра в земной атмосфере в январских условиях не только в прилегающей к земной поверхности тропосфере, но и на вышележащих уровнях средней атмосферы Земли.

Список литературы

1. Mingalev I.V., Mingalev V.S. A numerical global model of the horizontal and vertical wind in the lower and middle atmosphere // Proceedings of the 24 th Annual Seminar on Physics of Auroral Phenomena, (Apatity, 27 February-2 March, 2001). Apatity: KSC RAS, PGI. 2001. P.140-143.
2. Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. No. A12. P.1468-1483.
3. Mingalev I.V., Mingalev V.S., Mingaleva G.I. Numerical simulation of the global neutral wind system of the Earth's middle atmosphere for different seasons // Atmosphere. 2012. Vol. 3. P. 213–228. Doi: 10.3390/atmos 3010213.
4. Mingalev I.V., Orlov K.G., Mingalev V.S. A computational study of the effect of geomagnetic activity on the planetary circulation of the Earth's atmosphere // Journal of Advances in Physics. 2016. V.12. No.4. P. 4451-4459.
5. Четверушкин Б.Н., Мингалев И.В., Орлов К.Г., Четкин В.М., Мингалев В.С., Мингалев О.В. Газодинамическая модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование. 2017. Т. 29, № 8. С. 59-73.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.202-206

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НИЖНЕЙ И СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.С. Мингалев, Е.А. Федотова

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Россия
e-mails: mingalev_i@pgi.ru; orlov@pgia.ru; godograf87@mail.ru

Аннотация. В данной работе изложено краткое описание модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли, предназначенной для изучения динамики атмосферы в широком диапазоне пространственно-временных масштабов и основанной на численном интегрировании полной системы уравнений динамики вязкого атмосферного газа на пространственной сетке с высоким разрешением.

Введение

В атмосфере Земли протекают протекают играющие важную роль физические процессы, для корректного численного моделирования которых необходимо использовать модель общей циркуляции, основанную на численном интегрировании полной системы уравнений динамики вязкого атмосферного газа на пространственной сетке с горизонтальным разрешением не хуже 50 км. Примером таких процессов являются регулярно возникающие в нижней атмосфере Земли горизонтальные сдвиговые течения протяженностью более 1500 км, в которых характерные пространственные масштабы изменения гидродинамической скорости не превышают 100 км. Такие течения возникают, в частности, между ячейками циркуляции Хедли, Ферреля и приполюсными ячейками, а также на границах циклонов и антициклонов. Эти сдвиговые течения могут существовать в течение нескольких суток и периодически изгибаться, сжиматься и расширяться. При достаточно сильном поперечном сжатии этих течений на их изгибах развивается гидродинамическая неустойчивость, приводящая к распаду течения с образованием крупномасштабных вихрей. При образовании этих вихрей в районе внутритропической зоны конвергенции над океанами из них могут развиваться тропические циклоны. При образовании этих вихрей в районе арктических фронтов из них могут развиваться полярные циклоны. При образовании этих вихрей на границах крупных циклонов и антициклонов из них могут развиваться мезомасштабные циклоны. При образовании этих вихрей над пустынями возникают песчаные бури.

Процессы образования и эволюции вышеуказанных атмосферных вихревых течений играют в динамике атмосферы существенную роль и не могут быть правильно описаны в рамках системы уравнений геофизической гидродинамики. Для физически корректного описания таких динамических процессов и предназначена представленная в данной работе модель. В модели учитываются рельеф земной поверхности и наличие в атмосфере аэрозолей в виде микрокапель воды и ледяных микрочастиц, а также фазовые переходы водяного пара в аэрозольные частицы и обратно. В модели предусмотрена вставка области со сверхвысоким разрешением, в которой шаг сетки по горизонтальным направлениям в 4, в 8 или в 16 раз меньше, чем в остальной области моделирования. Важная особенность нашей модели состоит в том, что ее динамическое ядро полностью работает на графических процессорах и использует массивно параллельные вычисления. Это позволяет проводить расчеты на современном персональном компьютере с двумя или более графическими ускорителями последнего поколения.

Область моделирования, расчетная сетка, система уравнений

Область моделирования простирается от поверхности Земли до сферы, центр которой совпадает с центром Земли, а радиус которой на 75 км превосходит средний радиус Земли на экваторе. В модели учитывается несферичность земной поверхности и несферичность гравитационного поля Земли, а также используется расчетная сетка, равномерная в сферических географических координатах. Ближайшие к полюсам целые узлы сетки удалены от полюсов по широте на половину шага. В нынешнем варианте сетка имеет 768 узлов по долготе и 384 узла по широте (шаг 0.46875°). Шаг сетки по высоте равен 200 м. Нижняя граница области моделирования является поверхностью, составленной из плоских треугольников, вершины которых находятся в узлах сетки. Эта поверхность аппроксимирует рельеф поверхности Земли. Шаг сетки по долготе и широте может быть уменьшен. В модели предусмотрена вставка области, в которой шаг сетки по горизонтальным направлениям в 4 или в 8 раз меньше, чем в остальной области моделирования. В текущем

варианте модели горизонтальные размеры этой области со сверхвысоким разрешением составляют 384 узла по долготе и 192 узла по широте.

В модели атмосферный газ рассматривается как смесь сухого воздуха, который считается смесью газов постоянного состава, и водяного пара, содержание которого может изменяться. В атмосферном газе могут присутствовать аэрозоли двух видов: первый состоит из микрокапель воды, а второй - из микрочастиц льда. В действующем варианте модели принято упрощающее предположение, что микрокапли воды и микрочастицы льда являются сферами радиусов $r_{\text{вод}} = 0.1$ мкм и $r_{\text{л}} = 0.03$ мкм соответственно. Эти размеры соответствуют реальным средним размерам частиц в облаках. Скорости осаждения аэрозольных частиц относительно атмосферного газа $v_{\text{вод}}^{\text{ос}} и $v_{\text{л}}^{\text{ос}}$ определяются по формуле Стокса с поправкой Каннингема. Температуры атмосферного газа и частиц аэрозолей считаются одинаковыми. Считается, что аэрозоль из капель воды может присутствовать только при условии насыщенности водяного пара и температуре атмосферного газа не ниже $T_0 = 273.15$ К, а аэрозоль из частиц льда может присутствовать только при условии насыщенности водяного пара и температуре атмосферного газа не выше T_0 . При температуре атмосферного газа $T = T_0$ эта температура не может увеличиться, пока не расплавятся все частицы льда, и не может уменьшиться, пока не замерзнут все капли воды. Зависимость плотности насыщенного пара ρ_n^{max} от температуры T задана аналитически по формулам, которые приведены в [1–8] и хорошо согласуются с экспериментальной зависимостью.$

В модели в каждом узле расчетной сетки вычисляются следующие переменные: T - температура, $\rho_{\text{возд}}$ и ρ_n - соответственно плотности воздуха и водяного пара, а также v - гидродинамическая скорость смеси, $\rho_{\text{вод}}$ и $\rho_{\text{л}}$ - общая масса в единице объема соответственно водяных капель и микрочастиц льда. В систему уравнений модели входят: уравнение неразрывности для воздуха и уравнение неразрывности для полного содержания воды во всех фазовых состояниях, уравнение для объемной плотности импульса смеси воздуха и водяного пара, уравнения для объемной плотности импульса водяных капель и микрочастиц льда, а также уравнение для суммы внутренней и кинетической энергии единицы объема среды. Эта система уравнений и метод ее численного интегрирования изложены в работе [9].

В этом методе последний переход по времени осуществляется в два этапа. На первом этапе с помощью противопотоковой гибридной схемы, описанной в работе [10], рассчитываются потоки через грани контрольных объемов узлов сетки массы воздуха и массы водяного пара, потоки импульса смеси воздуха и водяного пара и потоки суммы внутренней и кинетической энергии этой смеси, а также потоки массы микрочастиц из воды и льда, потоки их импульса и потоки их сумм внутренней и кинетической энергии в предположении, что нет фазовых переходов воды между паром и аэрозольными частицами. Затем в контрольных объемах узлов сетки на новом временном слое вычисляются масса воздуха и масса воды во всех фазовых состояниях, а также импульс и сумма внутренней и кинетической энергии воздуха, пара и частиц аэрозолей. На втором этапе в контрольных объемах узлов сетки вычисляются сначала кинетическая энергия, а затем внутренняя энергия. После этого при помощи уравнения (6) определяются температура и распределение воды между фазовыми состояниями, то есть на этом этапе учитываются фазовые переходы воды.

При проведении тестовых расчетов для задания мощности нагрева–охлаждения атмосферного газа в единице объема за счет поглощения–испускания электромагнитного излучения в модели использовалось релаксационное приближение, которое заключается в том, что указанная мощность считается прямо пропорциональной отклонению температуры атмосферного газа от специально подобранной релаксационной температуры $T_{\text{рел}}$. Эта мощность вычисляется по формуле

$$Q(t, h, \varphi, \beta) = \frac{3}{2} \rho R_{\text{атм}} (T_{\text{рел}}(t, h, \varphi, \beta) - T(t, h, \varphi, \beta)) / \tau_{\text{рел}}(h),$$

где t, h, φ, β – время, высота, долгота и широта соответственно, $\tau_{\text{рел}}(h)$ — зависящее только от высоты время релаксации. Релаксационная температура $T_{\text{рел}}(t, h, \varphi, \beta)$ зависит от времени, высоты, долготы и широты. Она вместе с временем релаксации подбирается так, чтобы максимально приблизить значения мощности нагрева/охлаждения в единице объема Q к имеющимся экспериментальным данным и воспроизвести основные качественные закономерности в зависимости Q от времени, высоты, долготы и широты.

Начальные и граничные условия

В модели использовались следующие граничные условия. На нижней границе области моделирования было задано условие прилипания, то есть полагалась равной нулю гидродинамическая скорость на поверхности Земли. Также на нижней границе была задана нулем вертикальная компонента вектора потока тепла. На верхней границе области моделирования были заданы условие непротекания через границу (то есть была задана равной нулю вертикальная компонента гидродинамической скорости), условие проскальзывания (то есть были заданы равными нулю производные по высоте от горизонтальных компонент гидродинамической скорости), а также была задана равной нулю производная по высоте от вертикальной компоненты вектора потока тепла.

Распределение температуры атмосферного газа и распределение плотности атмосферного газа на поверхности Земли в начальный момент задавались по эмпирической модели NRLMSISE-00 [11] для соответствующей даты и гелиогеофизических условий. Зависимость плотности водяного пара от высоты в начальный момент определялась из условия, что влажность воздуха составляет 80% на поверхности и плавно убывает с высотой до значения 1% на высоте 20 км. Выше 20 км объемная доля водяного пара определялась по стандартной модели атмосферы. Зависимость плотности воздуха от высоты при фиксированной широте и долготе в начальный момент рассчитывалась из условия гидростатического равновесия по вертикали. В начальный момент времени долгота подсолнечной точки равнялась 180° . Все три компоненты скорости ветра в начальный момент брались равными нулю.

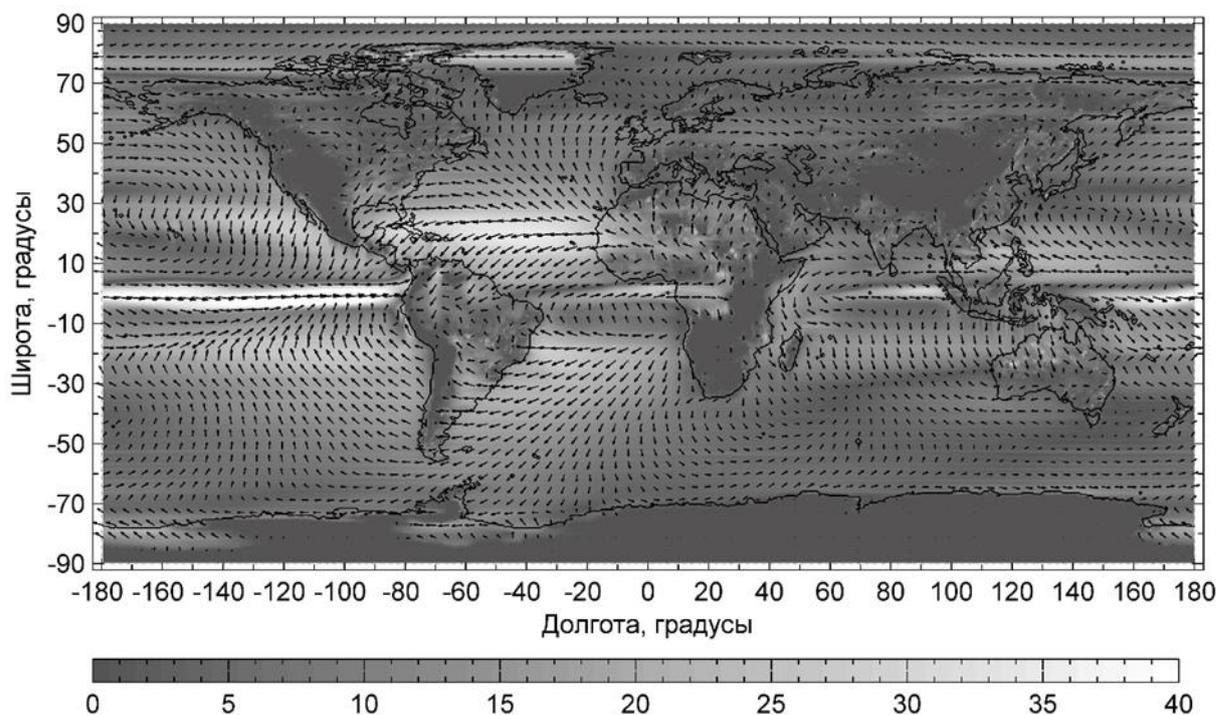


Рисунок 1. Распределение горизонтальной компоненты ветра (м/с) на высоте 800 м, полученное при использовании модельного нагрева атмосферы излучением для условий середины лета.

Некоторые результаты моделирования

Были проведены различные тестовые расчеты, которые показали, что в модели правильно реализован метод численного интегрирования системы уравнений, и что модель дает физически корректные результаты. Было проведено моделирование общей циркуляции атмосферы Земли при радиационном нагреве атмосферы, заданном по формуле (8), для двух случаев. В первом случае релаксационная температура и вертикальный профиль времени релаксации подбирались так, чтобы смоделировать нагрев атмосферы излучением в середине лета, а во втором — так, чтобы смоделировать этот нагрев в середине зимы.

Установление циркуляции проводилось следующим образом. Широта подсолнечной точки считалась постоянной, и осуществлялось ее суточное вращение по поверхности Земли. В результате примерно через 20–25 суток физического времени устанавливался почти периодический режим циркуляции атмосферы. Одной из особенностей этого режима является существование в нижней тропосфере протяженных областей, в которых имеется горизонтальный сдвиг горизонтальной компоненты ветра. Протяженность этих течений с горизонтальным сдвигом ветра составляет от 1500 до 5000–7000 км, а ширина их составляет от 150 до 400 км. Некоторые из этих течений периодически возникают и распадаются, а некоторые двигаются в горизонтальных направлениях, периодически сжимаются и расширяются, а также изгибаются. Когда эти сдвиговые течения достаточно узкие, и когда в них имеется достаточно большой сдвиг горизонтального ветра, то на их изгибах развивается гидродинамическая неустойчивость, приводящая к распаду течения с образованием от одного до трех крупномасштабных вихрей.

На рис. 1 приведено распределение горизонтальной компоненты ветра на высоте 800 м над уровнем моря, полученное при использовании модельного нагрева атмосферы излучением для условий середины лета. На рис. 2 приведен увеличенный фрагмент рис. 1 над центральной частью Атлантического океана. На этих рисунках стрелки указывают направление горизонтальной составляющей ветра, а их длина и цвет фона указывают ее абсолютную величину. Сплошные линии указывают границы материков.

Из рис. 1 видно, что над Атлантическим и Тихим океанами в районе экватора имеется горизонтальный сдвиг горизонтальной компоненты ветра. На рис. 2 центральная линия указанного сдвигового течения проходит через середину темной полосы, идущей в районе экватора от побережья Африки на запад, причем при переходе через эту полосу горизонтальный ветер меняет свое направление на противоположное. Видно, что указанное сдвиговое течение над Атлантическим океаном имеет протяженность около 3000 км и ширину порядка 150 км, а также видно, что это течение имеет слабые изгибы, и в нем формируются очаги циклонической циркуляции.

Результаты моделирования показали, что при использовании предложенного в данной работе упрощенного способа расчета нагрева атмосферы излучением модель позволяет получить общую циркуляцию атмосферы Земли, в которой имеется внутритропическая зона конвергенции с характерным для этой зоны сдвиговым течением на границе ячеек циркуляции Хедли, а также воспроизводит колебания и изгибы этого течения, которые регулярно наблюдаются на практике. Если сдвиговое течение в ВЗК является достаточно узким, и в нем имеется достаточно большой градиент горизонтального ветра, то изгибы этого течения вызывают развитие неустойчивости, в результате которой на месте ВЗК образуются крупномасштабные циклонические вихри.

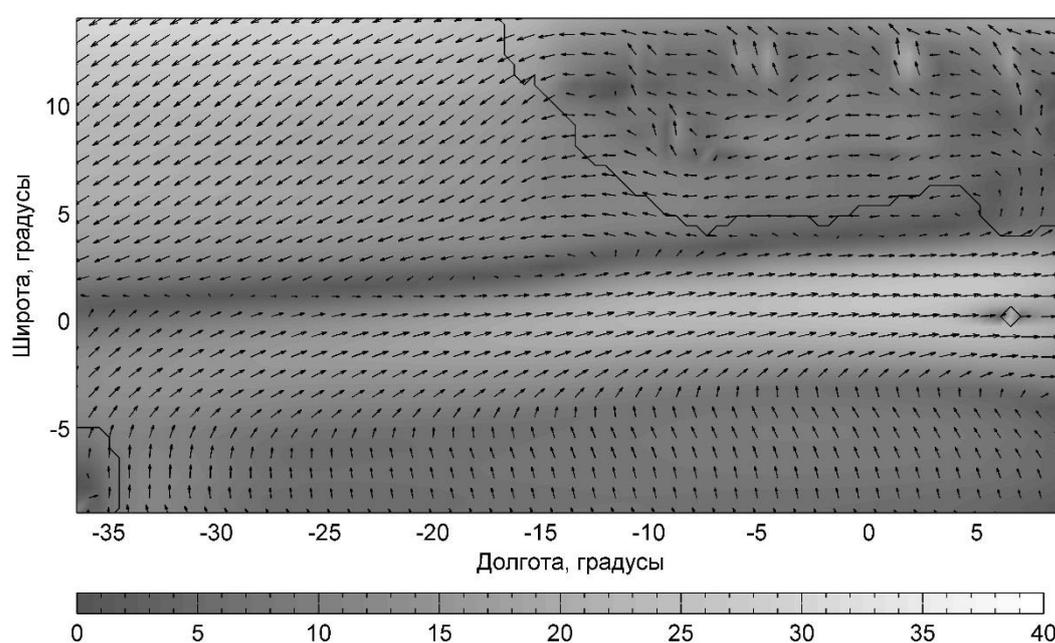


Рисунок 2. Увеличенный фрагмент рис. 1 над центральной частью Атлантического океана.

Заключение

В данной работе представлена новая модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли, основанная на численном интегрировании полной системы уравнений динамики вязкого атмосферного газа на пространственной сетке с высоким разрешением. В модели учитываются рельеф земной поверхности и наличие в атмосфере аэрозолей из воды и льда, а также фазовые переходы водяного пара в аэрозольные частицы и обратно. Созданная авторами программная реализация модели использует массивные параллельные вычисления на нескольких графических ускорителях. Модель позволяет на новом уровне исследовать динамические процессы в нижней и средней атмосфере Земли, в том числе те процессы, которые ранее были недоступны для численного моделирования. В частности, позволяет моделировать процессы возникновения, движения и эволюции крупномасштабных вихрей в земной атмосфере.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-03022 мк.

Литература

1. Белоцерковский О.М., И.В. Мингалев, В.С. Мингалев, О.В. Мингалев, А.М. Опарин, В.М. Четкин. Образование крупномасштабных вихрей в сдвиговых течениях в нижней атмосфере Земли в области тропических широт // *Космические исследования*, 2009, Т. 47, № 6, С. 501–514.
2. Мингалев И.В., К.Г. Орлов, В.С. Мингалев. Механизм образования полярных циклонов и возможность их

- прогноза // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, 2011, Т. 8, № 1, С. 255–262.
3. Мингалев И.В., Н.М. Астафьева, К.Г. Орлов, В.С. Мингалев, О.В. Мингалев, В.М. Чететкин. 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.
 4. Мингалев И.В., К.Г. Орлов, В.С. Мингалев. Механизм формирования полярных циклонов и возможность их предсказания по данным спутниковых наблюдений. // Космические исследования, 2012, Т. 50, № 2, С. 166–175.
 5. Мингалев И.В., Н.М. Астафьева, К.Г. Орлов, В.М. Чететкин, В.С. Мингалев, О.В. Мингалев. Численное моделирование формирования циклонических вихревых течений в области внутритропической зоны конвергенции и их раннее обнаружение // Космические исследования, 2012, Т. 50, № 3, С. 242–257.
 6. Mingalev I.V., N.M. Astafieva, K.G. Orlov, V.S. Mingalev, O.V. Mingalev, V.M. Chechetkin. A simulation study of the formation of large-scale cyclonic and anticyclonic vortices in the vicinity of the intertropical convergence zone // ISRN Geophysics, 2013, Volume 2013, Article ID 215362, 12 pages.
 7. Mingalev I., K. Orlov, V. Mingalev. A Modeling Study of the Initial Formation of Polar Lows in the Vicinity of the Arctic Front // Advances in Meteorology, 2014, Vol. 2014, Article ID 970547, 10 pages.
 8. Mingalev I.V., N.M. Astafieva, K.G. Orlov, V.S. Mingalev, O.V. Mingalev, V.M. Chechetkin. Numerical modeling of the initial formation of cyclonic vortices at tropical latitudes // Atmospheric and Climate Sciences, 2014, Vol. 4, PP. 899–906.
 9. Четверушкин Б.Н., И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, В.М. Чететкин, В.С. Мингалев, О.В. Мингалев. Газодинамическая модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование, 2017, Т. 29, № 8, С. 59–73.
 10. Мингалев В.С., И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, А.М. Опарин, К.Г. Орлов. Обобщение монотонной гибридной схемы второго порядка для уравнений газовой динамики на случай нерегулярной пространственной сетки // ЖВМ и МФ, 2010, Т. 50, № 5, С. 923–936.
 11. Picone J.M., A.E. Hedin, D.P. Drob, and A.C. Aikin. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res., 2002, V. 107, No. A12, P. 1468–1483.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.207-210

ОПЕРЕЖАЮЩИЕ РЕАКЦИИ СОСУДИСТЫХ РАСТЕНИЙ НА СОЛНЕЧНЫЕ КОРОНАЛЬНЫЕ ИНЖЕКЦИИ

П.А. Кашулин, Н.В. Калачева, Э.И. Журина

Полярно-альпийский ботанический сад-институт РАН, 184209, г. Апатиты, Россия
e-mail: falconet1@yandex.ru

Аннотация. На основе многодневного мониторинга фотосинтетической активности высших дикорастущих и оранжерейных растений методами измерения импульсной, амплитудно-модулированной флуоресценции хлорофилла листьев в периоды высокой солнечной активности 2017 г. обнаружена связь флуктуаций геофизических индексов и снижения переменной флуоресценции хлорофилла. Физиологические реакции растений могут опережать значительные магнитосферные возмущения Земли и резкие подъемы индексы солнечной активности на 2-3 или на 7 суток.

Введение

В условиях роста глобальной неустойчивости энергетически слабые экологические или гелиогеофизические факторы могут усилить свою вклад в биосферные процессы. Живые системы в ряде случаев способны предсказывать природные катастрофы, в основе феномена лежит высокая чувствительность их воспринимающих систем к флуктуациям солнечной активности (СА), которые с запозданием в несколько дней отзываются «солнечных эхом» в биосфере Земли. После публикации [Чижевский, 1963] в научном мире получил известность эффект Чижевского - Вельхова, обобщающий известные к тому времени данные о солнечно-земных связях и полученные ранее результаты С. Вельхова. Он экспериментально показал возможность использования живых микроорганизмов для природных, метеорологических и космогонических прогнозов. В основе прогноза лежит обнаруженная им циклическая закономерность протекания биологических значимых событий, периоды усиленного роста коринобактерий укладываются в определенные сроки с периодичностью в 1, 2, 4, 8, 16, 32 сут. Им была также обнаружена связь пигментации, питательной активности, вирулентности микроорганизмов с СА. Бактериальные пигменты меняют окраску от темно-фиолетовой до ярко-красной при росте СА, их светочувствительные системы являются прототипами пигментов высших организмов. 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. Нами проведены исследования связи фотосинтетической активности растений с СА. Исследованы физиологические реакции растений, на крупномасштабные солнечные события, сопровождающиеся массовыми корональными инжекциями (СМІ) в сторону Земли, высокоэнергетическими потоками космических лучей (> 10 МэВ) и последующими магнитосферными возмущениями. Использовали индикаторные виды растений древесных форм, произрастающие в условиях открытого грунта и оранжерейные, культивируемые в тепличных условиях. 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 (ФСА) и общее физиологическое состояние организма растения.

Материалы и методы

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, расходуемую на фотохимическую конверсию, она близка к среднему квантовому выходу фотосинтеза, зависит от световых условий и факторов среды. Использовали также нормированную переменную флуоресценцию 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/м²с⁻¹, длительностью 800 мс. Интенсивность измеряющего света с частотой 0,6 кГц или 20 кГц не превышала 5 мкЕ/м²с⁻¹. Неинвазивные измерения обеспечивали поток информации о текущем состоянии ФСА растений.

Использовали данные для магнитосферной активности открытого доступа NOAA/SWPC Boulder, CO (США) [www.swpc.noaa.gov].

Результаты и обсуждение

В процессе мониторинга были обнаружены периодические изменения активности ФСА растений с такими же периодами или обертонами, кратными двум суткам, с которыми менялась динамика роста бактерий у Вельховера, рис. 1. Показана периодограмма динамики собственной, темновой флуоресценции листьев пуансеттии зимой 2018 г. В частотном спектре выделяются периоды, кратные двум суткам в первой, второй, третьей и четвертой степенях. Это указывает на возможное существование внешних датчиков ритмов оказывающих сходное влияние на собственные короткодневные ритмы разных живых систем. Вместе с тем, разным биологическим видам присущи около недельные и полунедельные ритмы физиологической активности, которые обусловлены секторной структурой межпланетного магнитного поля [Бреус, Конрадов, 2002]. Возможной причиной различий периодов двух типов ритмической активности коринобактерий или ФСА высших растений являются комбинационные частоты, обусловленные наложением суточного ритма на короткодневные. В результате в частотных спектрах могут появляться ритмы с периодами кратные двум [Кашулин и др., 2017а]. Периодограмма, представленная на рис. 1 была получена на основе ежедневных измерений собственной флуоресценции растения *Euphorbia pulcherrima* "Freedom" в темное время года, когда различие дневной и ночной освещенностей было максимально.

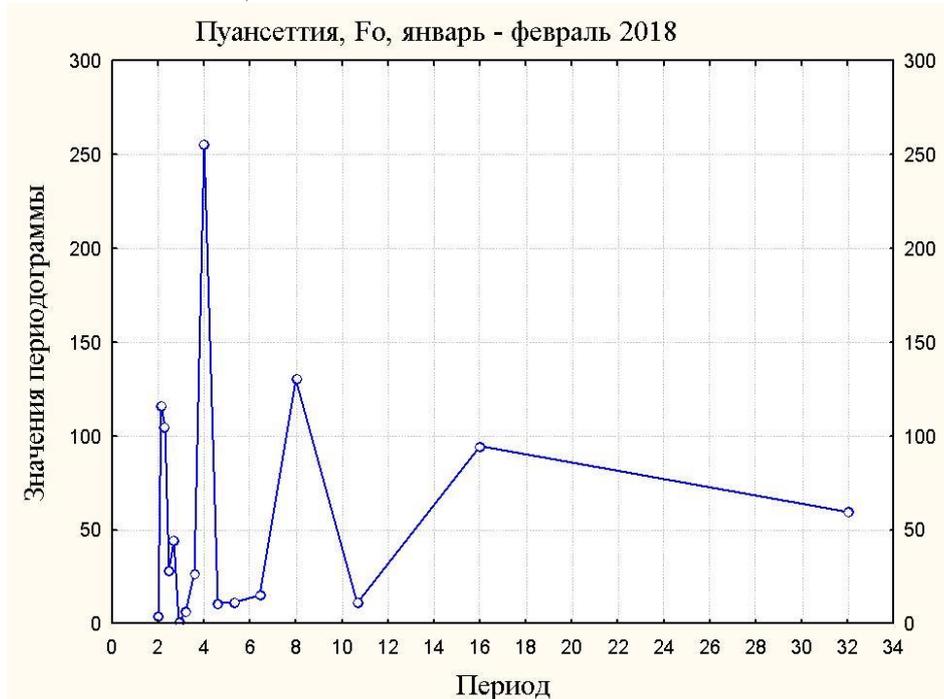


Рисунок 1. Периодограмма измерений флуоресценции листьев пуансеттии зимой 2018 г.

Аналогичные измерения в светлое время года показали наличие ритмов кратных неделе у разных видов растений [Кашулин и др., 2017б]. Такие характеристики биоритмов ФСА указывают на их внешнюю модуляцию геокосмическими агентами. Всем сильным магнитосферным возмущениям первой половины 2017 г. предшествовали резкие снижения флуоресценции листьев наблюдаемых растений с 2-4 дневным опережением, величина которого зависела от скорости потока космических лучей. В апреле 2017 г. большим магнитным бурям 4-5 апреля и 21-23 апреля предшествовали резкие снижения флуоресценции хлорофилла 3 апреля 20 и 22 апреля, отличающиеся высокой синхронностью у разных листьев кроны. Первичной причиной, повлекшей магнитные возмущения начала апреля, была интенсивная рентгеновская вспышка 3 апреля на Солнце класса M 5,8. Отчетливую реакцию растений также регистрировали с этой даты, она была синхронизирована по листьям кроны и по кронам разных видов. Возможным физическим интермедиантом, по крайней мере, в данном случае, ответственным за быструю передачу значимого солнечного события могло быть именно рентгеновское излучение.

Вероятно, и в других случаях быстрота реакции растений определяется волновой солнечной эмиссией в каком-либо диапазоне. Май отличался спокойной геофизической обстановкой вплоть до 23 числа, когда на Солнце произошла крупная CMI, сопровождавшаяся скачком скорости солнечного ветра, 27 мая начала быстро меняться интенсивность межпланетного магнитного поля, в магнитосфере Земли началась магнитная буря, Kp = 7. Растения начали реагировать 26 мая резким падением флуоресценции. Обнаружена высокая

синхронность динамики флуоресценции между разными листьями кроны растений и кронами разных растений. Результаты измерений подтверждают представления о способности растений реагировать на геофизические события. Ответ, как правило, предшествует магнитным бурям или другим геофизическим и атмосферным откликам космических событий. Внешне, это выглядит, как способность растений выполнять функции их предвестников, хотя они отвечают преимущественно на другие физические агенты, вызывающие вторичные наземные и околоземные процессы. Различные виды волнового излучения быстро достигают Земли в отличие от корпускулярных потоков, которым может потребоваться 4-5 суток [Дубов, Хромова, 1992]. Максимальное время опережения реакции растений на солнечные события, были зарегистрированы в июле, августе и сентябре у растений открытого грунта, оно не превышало семи суток, его наблюдали для параметров Fo и Fm, рис. 2 и 3.

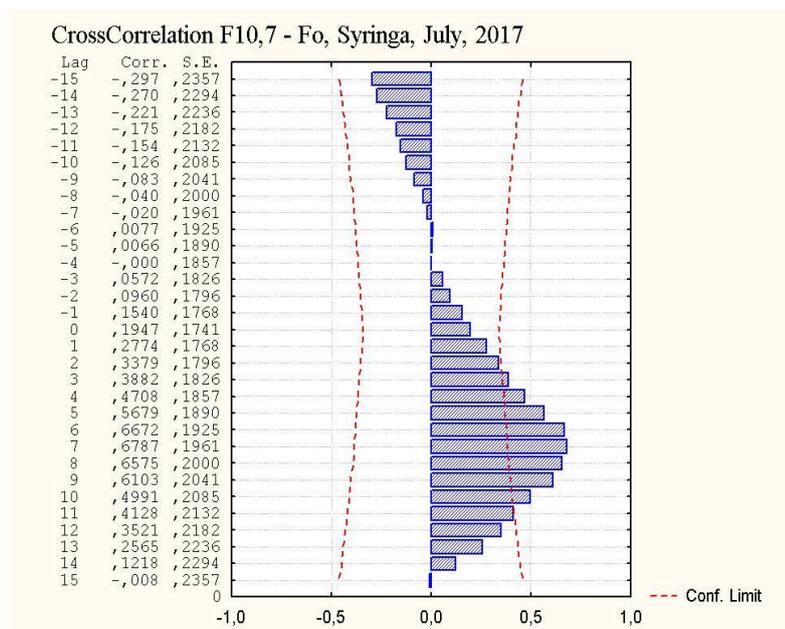


Рисунок 2. Связь реакции сирени венгерской и радиоизлучения на длине волны 10,7 см

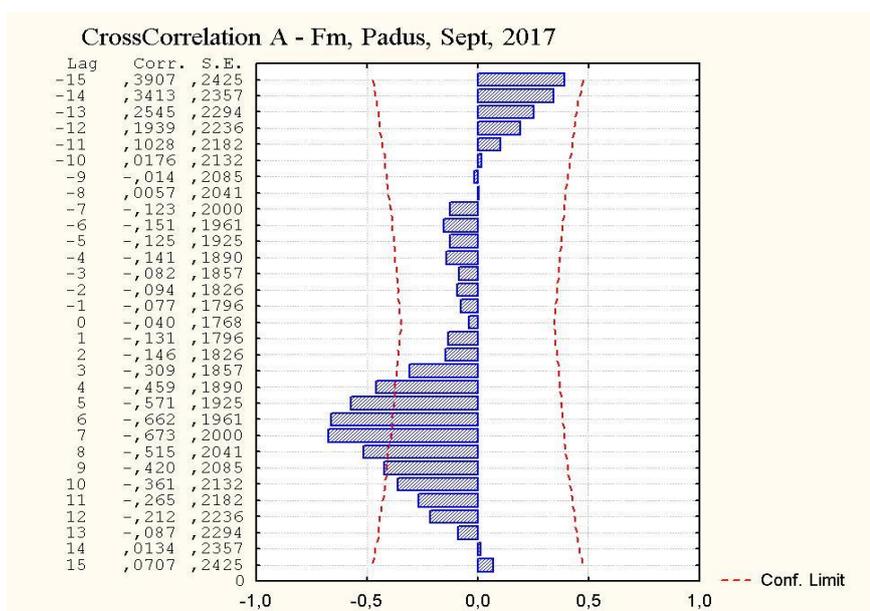


Рисунок 3. Связь реакции черемухи и видимой суммы площади солнечных пятен

Таким образом, на основе круглогодичного мониторинга фотосинтетической активности растений обнаружена связь интенсивных СМІ и значительных рентгеновских вспышек на Солнце с резкими

снижениями эмиссии флуоресценции хлорофилла листьев. Реакция растений опережала на 1-4 дня события больших магнитосферных возмущений Земли, время опережения связано обратной зависимостью со скоростью корпускулярного излучения Солнца. Опережающая реакция *F. benjamina* и особенно лиан *P. aculeata* на радиоизлучение Солнца позволяет использовать растения этого вида в качестве предвестников высокоэнергетических гелио- и геомагнитных событий. В результате действия каких-либо промежуточных интермедиантов, опережение реакции растений геомагнитных возмущений могут варьировать в пределах несколько дней. По времени запаздывания можно оценить скорость солнечного ветра, инициированного теми или иными нестационарными процессами на Солнце.

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. Крупнейшим природным катастрофам 2017 года в Карибском заливе Атлантического океана, тайфунам, настигшие североамериканский континент в это время, предшествовали резкие флуктуации фотосинтетических показателей наблюдаемых растений. Растения реагировали на начальные стадии этих природных процессов на Солнце, за несколько дней до наземных последствий.

Литература

- Чижевский А.Л. Некоторые микроорганизмы как индикаторы солнечной активности и предвестники солнечных вспышек // Авиационная и космическая медицина. М., 1963. С. 76-89.
- 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.
- 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.
- Кашулин П.А., Калачева Н.В., Смирнова М.В. (а) Комбинационные частоты солнечной активности и короткодневные периоды фотосинтеза // III Міжнародна конференція «Інноваційні підходи і сучасна наука» Київ, 31 березня 2017. К.: Центр наукових публікацій, 2017. С. 11-20.
- Кашулин П.А., Калачева Н.В., Журина Э.И. (б) Лиственные деревья как индикаторы солнечной активности // XXV Международная конференция «Развитие науки в XXI веке». Научно-информационный центр «Знание», Харьков, 2017. С. 23-32.
- Дубов Э.Е., Хромова Т.П. Индексы солнечной и геомагнитной активности // Биофизика. Т. 37, вып. 4. 1992. С. 785-804.

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.211-214

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ДВИГАТЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ СЕРЫХ ТЮЛЕНЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НИХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А.П. Яковлев¹, В.Ф. Григорьев²

¹Мурманский морской биологический институт, г. Мурманск, Россия

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

Аннотация. Проведенные эксперименты показали, что при воздействии на серого тюленя искусственного электромагнитного поля на частотах Шумановских резонансов резко возрастает его двигательная активность, индекс активности и среднее количество кругов совершенное животным значительно выше, а время затраченное на совершение одного круга значительно ниже, относительно экспериментов с плацебо-контролем и фоновыми наблюдениями. Отмечено практически полное избегание животным выходов на помост при его экспозиции в искусственном электромагнитном поле. Подобное поведение можно объяснить тревожным реагированием животного, в ответ на его экспозицию в искусственном электромагнитном поле. Анализ полученных результатов может свидетельствовать о том, что естественные электромагнитные поля в области частот «Шумановских резонансов», возбуждаемые при многих опасных гидрометеорологических процессах, способны восприниматься серыми тюленями. Это позволяет им заблаговременно получать информацию о приближении опасных процессов, способных влиять на их жизнедеятельность, а также регулировать свою биоритмику.

Введение

Нормальные условия жизнедеятельности предполагают наличие обычного для организмов геомагнитного поля. Значительное снижение величины локального магнитного поля (МП) безразлично для организмов [1]. Исследования поведения живых организмов показали, что они способны воспринимать слабые электромагнитные поля, в частности магнитное поле Земли. В тоже время, наличие органа ответственного за магниторецепцию, доказано лишь у некоторых видов [2, 3].

Природные электромагнитные поля не только чрезвычайно малы по сравнению с техническими помехами, но и кажутся слишком слабыми для того, чтобы воздействовать на биохимические процессы в организме. Тем не менее, проблема возможного действия слабого магнитного поля достаточно актуальна [4]. Большинство эффективных для воздействия на живой организм частот электромагнитного поля находятся в интервале 0,01—60 Гц, так как именно в этом интервале частот находятся ритмы функционирования головного мозга, нервной системы, сердца и других систем организма [5].

Современные исследования в магнитобиологии установили, что геомагнитное поле следует рассматривать как фактор окружающей среды, имеющий потенциальную значимость для различных таксономических групп, независимо от типа физических механизмов биологического действия низкоинтенсивного электромагнитного поля [6]. Надежно установлено, что такие эффекты, как безошибочная ориентация многих видов животных во время их сезонных миграций, обусловлены взаимодействием геомагнитного поля с магнитосомами [7, 8]. В научной литературе было обосновано предположение о том, что наиболее вероятным из внешних источников синхронизации со средой обитания для гидробионтов является электромагнитное поле резонанса Земля – ионосфера, преимущественно в области частот 6-8 Гц. Ионосфера существует с древнейших времен и настройка гидробионтов на это поле представляется вполне естественной [9]. Амплитуда вариаций геомагнитного поля во время бурь составляет порядка 1 мкТл в полярных областях Земли и порядка 0,1 мкТл на средних и низких широтах, при величине геомагнитного поля в 30 - 50 мкТл [10, 11].

На базе биофизического исследовательского комплекса, созданного на базе Мурманского морского биологического института и Полярного геофизического института, было разработано устройство для исследования влияния искусственного электромагнитного поля на водные биологические объекты, с целью выявления биологических магнитных эффектов у представителей настоящих тюленей [12].

Цель исследований – выявление магнитных биологических эффектов, возникающих при экспозиции серых тюленей в искусственных электромагнитных полях на частотах Шумановских резонансов.

Объект и методы исследования

В качестве объекта для проведения экспериментальных исследований, была выбрана половозрелая самка (возраст 12 лет) серого тюленя (*Halichoerus grypus* Fabricius, 1791). Животное было транспортировано из

открытого вольерного аквакомплекса ММБИ, расположенного на акватории Кольского залива в биофизический исследовательский комплекс ММБИ-ПГИ в городе Мурманск.

Биофизический исследовательский комплекс состоит из: помещения с чашей бассейна; изолированной аппаратной, имеющей отдельный вход, в которой установлено экспериментальное оборудование; двух подсобных помещений, в которых располагается система фильтрации воды и другое вспомогательное оборудование.

Источник электромагнитного поля включал в себя: задающий генератор с возможностью установить несущую частоту в диапазоне 0,01–36 Гц; излучающую антенну, огибающую чашу бассейна по периметру с образованием горизонтальной рамки. Напряженность искусственного электромагнитного поля синусоидальной формы, подаваемого на излучающую антенну, составляла 45–50 А/м.

Данные полученные в ходе проведения эксперимента были получены при помощи «метода сплошного протоколирования» и «метода регистрации отдельных поведенческих проявлений» [13]. В качестве регистрируемых поведенческих проявлений, при анализе видеоматериала, использовались следующие формы поведения: плавание под водой (апноэ), плавание на поверхности, отдых на помосте, несвойственные формы поведения (при наличии). Так же производилась регистрация частоты выполнения определенных движений за фиксированный промежуток времени (плавание по круговой траектории).

В качестве количественной оценки двигательной активности животного использовался «индекс активности», а также количественные показатели – среднее число кругов под водой и среднее время, которое затрачивает тюлень на совершение одного круга [14].

Для выявления биологических эффектов, возникающих при экспозиции серых тюленей в искусственных электромагнитных полях на частотах Шумановских резонансов и при длительной экспозиции, была проведена серия из 5 экспериментов по воздействию искусственных электромагнитных полей с частотой 8 Гц на серого тюленя, длительностью 7 часов каждый. Фоновые наблюдения и эксперимент с плацебо-контролем продолжались по 4 часа, в трехкратной повторности. Для оценки динамики и характера изменений количественных показателей двигательной активности животного во время экспозиции животного в электромагнитном поле и после прекращения его воздействия, проводились наблюдения непосредственно до воздействия электромагнитного поля и сразу же после экспозиции.

При обработке полученных данных применена описательная статистика. Для оценки достоверности различий между полученными массивами данных использовался U-критерий Манна – Уитни. Статистическая обработка полученных данных осуществлялась с помощью программного обеспечения Microsoft Excel (Microsoft, USA) и Statistica 6.0 (StatSoft, USA).

Результаты и обсуждение

Нами было рассчитано процентное соотношение времени проведенного тюленем под водой, на поверхности и на помосте, от общего бюджета времени наблюдения для каждой серии экспериментов (рис. 1). Оказалось, что при фоновых наблюдениях и в экспериментах с плацебо-контролем, фиксируются довольно частые выходы тюленя на помост, а время, проведенное им на помосте, достигает 2,12% от общего времени наблюдения в эксперименте с плацебо-контролем и 2,34% при фоновых наблюдениях. Напротив, при экспозиции животного в электромагнитном поле с частотой 8 Гц, общее время, проведенное им на помосте, составило всего 0,17% от общего времени наблюдения.

По всей видимости, такая картина может быть связана с тем, что ластоногие на суше менее подвижны, чем в воде. Обычно, тюлени реагируют на приближение наземного хищника или человека путем ухода в воду. Такая реакция животных говорит о том, что водная среда является для ластоногих более безопасной, относительно наземной, в воде они имеют больше шансов уйти от опасности, или неблагоприятного внешнего фактора [15].

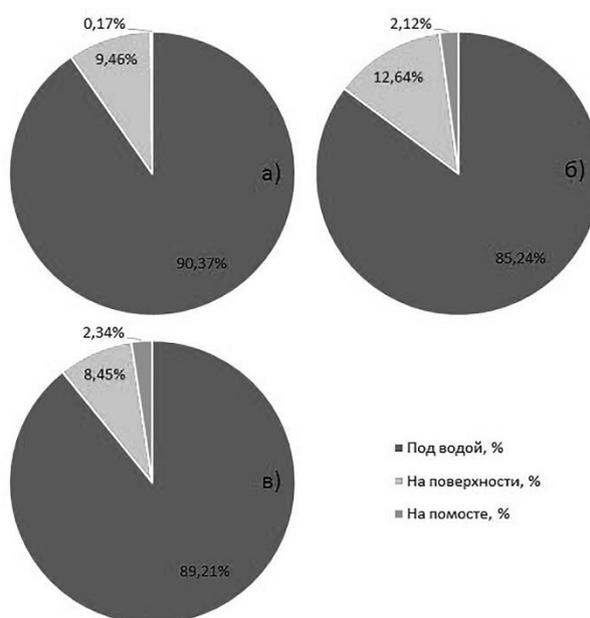


Рисунок 1. Процентное соотношение времени проведенного тюленем под водой, на поверхности и на помосте, от общего бюджета времени наблюдения. а) – эксперименты с генерацией электромагнитного поля частотой 8 Гц; б) – эксперименты с плацебо-контролем; в) – фоновые наблюдения.

Время, проведенное тюленем под водой и на поверхности, незначительно варьировало в экспериментах с генерацией электромагнитного поля и при плацебо-контроле, а также при фоновых наблюдениях (см. рис. 1). Количественная оценка двигательной активности необходима для получения объективных данных при определении влияния различных факторов на поведение тюленей. Для более полного представления о количественных характеристиках уровня двигательной активности тюленей было введено понятие «индекс активности» – отношение проявления активности к числу регистрации отсутствия двигательной активности [14].

В табл. 1 приведена динамика изменения «индекса активности» и количественных параметров двигательной активности тюленя. В период наблюдения «до воздействия электромагнитного поля» индекс активности составил 2,2, среднее число кругов за 1 минуту, совершаемых тюленем, составило $4,1 \pm 0,2$, а среднее время, за которое совершался один круг, составило $10,7 \pm 0,5$ секунды. Во время экспозиции тюленя в электромагнитном поле с частотой 8 Гц индекс активности вырос более чем в 3 раза и составил 6,7, среднее число кругов за 1 минуту выросло до $7,6 \pm 0,4$, а среднее время на один круг сократилось до $6,8 \pm 0,3$ секунды. Рост индекса активности и увеличение числа кругов, при сокращении времени на их совершение, говорит о достаточно резком повышении двигательной активности, животное значительно интенсивней передвигалось по периметру бассейна. Подобное явление можно связать с тревожным реагированием или возникшим беспокойством животного, на фоне воздействия электромагнитного поля.

Таблица 1. Индекс активности и количественные показатели двигательной активности серого тюленя до, во время и после экспозиции в электромагнитном поле, во время фоновых наблюдений и экспериментов с плацебо-контролем.

	Число наблюдений	Время, %		Индекс активности	Среднее число кругов за 1 минуту	Среднее время на 1 круг, с
		Зависание на поверхности и в толще воды	Движение по круговым траекториям			
До воздействия ЭМП	134	31,63	68,37	2,2	$4,1 \pm 0,2$	$10,7 \pm 0,5$
Во время экспозиции в ЭМП	156	13,06	86,94	6,7	$7,6 \pm 0,4$	$6,8 \pm 0,3$
После воздействия ЭМП	183	27,39	72,61	2,7	$4,6 \pm 0,3$	$9,5 \pm 0,7$
Плацебо-контроль	165	38,24	61,76	1,6	$4,6 \pm 0,2$	$11,5 \pm 0,5$
Фоновые наблюдения	181	45,80	54,20	1,2	$2,9 \pm 0,3$	$11,3 \pm 0,8$

В период «после воздействия электромагнитного поля» наблюдалось достаточно резкое снижение индекса активности, практически до первоначального уровня, так же снизилось среднее количество кругов, совершаемых тюленем за 1 минуту, и увеличилось время, затрачиваемое на их совершение. Такая динамика индекса активности и количественных параметров двигательной активности свидетельствует о достаточно интенсивном характере влияния экспозиции в электромагнитном поле с частотой 8 Гц на серого тюленя. При этом изменения в поведении наблюдаются именно во время экспозиции, достаточно резко угасая после прекращения воздействия электромагнитного поля.

Сравнение распределений значений индекса активности и среднего количества кругов, совершаемых тюленем за 1 минуту, для периодов «До воздействия электромагнитного поля» - «Во время воздействия электромагнитного поля», «Во время воздействия электромагнитного поля» - «После воздействия электромагнитного поля» и «До воздействия электромагнитного поля» - «После воздействия электромагнитного поля», по *U*-критерию Манна – Уитни в экспериментах с генерацией электромагнитного поля с частотой 8 Гц, выявило достоверные различия ($U_{кр}=4$; $U_{ЭМП}=0$) всех полученных данных, при $p < 0,05$.

В экспериментах с плацебо-контролем и при фоновых наблюдениях индекс активности находился на низком уровне и составил 1,6 и 1,2, соответственно, что сопоставимо с индексом активности животного во время наблюдений в период «До воздействия электромагнитного поля». Среднее число кругов за 1 минуту и время, затрачиваемое на их совершение, так же находятся в сопоставимых диапазонах, исключая период воздействия электромагнитного поля на серого тюленя и период после воздействия (см. табл. 1).

При оценке достоверности различий распределений значений индексов активности и среднего числа кругов, совершаемых тюленем за 1 минуту, в экспериментах с воздействием электромагнитного поля с частотой 8 Гц, плацебо-контроле и при фоновых наблюдениях по *U*-критерию Манна – Уитни, достоверно различаются данные полученные в экспериментах с воздействием электромагнитного поля и плацебо-контролем ($U_{кр}=1$; $U_{ЭМП}=0$) и экспериментах с воздействием электромагнитного поля и фоновыми наблюдениями ($U_{кр}=1$; $U_{ЭМП}=0$), при $p < 0,05$. В экспериментах с плацебо-контролем и при фоновых

наблюдениях достоверных различий распределений полученных данных не обнаружено ($U_{кр}=0$; $U_{Эмп}=0,5$), при $p < 0,05$.

Таким образом, количественные характеристики двигательной активности и индекс активности дают более детальную картину поведения животного в период наблюдения за ним, как во время экспериментов, так и во время фоновых наблюдений.

Выводы

Проведенные эксперименты выявили следующие биологические магнитные эффекты, возникающие в ответ на экспозицию серого тюленя в искусственном электромагнитном поле с частотой 8 Гц:

– отмечено практически полное избегание животным выходов на помост, а общее время, проведенное тюленем на нем за весь период наблюдений составляет 0,17%, что практически в 14 раз меньше, чем в экспериментах с плацебо-контролем и при фоновых наблюдениях.

– индекс активности и среднее количество кругов, совершенное тюленем значительно выше, а время, затраченное на совершение одного круга значительно ниже при экспозиции животного в электромагнитном поле с частотой 8 Гц, чем при фоновых наблюдениях, экспериментах с плацебо-контролем и наблюдениях непосредственно «До воздействия электромагнитного поля».

Литература

1. Бинги В.Н. 2012. Два типа магнитных биологических эффектов: индивидуальный и групповой. *Биофизика*. 57(2): 338-345.
2. Jungerman R.L., Rosenblum B. 1980. Magnetic induction for the sensing of magnetic fields- An analysis. *Journal of Theoretical Biology*. 87: 25.
3. Бинги В.Н., Миляев В.А., Чернавский Д.С., Рубин А.Б. 2006. Парадокс магнитобиологии: анализ и перспективы решения. *Биофизика*. 51(3): 553-559.
4. Бреус Т.К., Бинги В. Н., Петрукович А. А. 2016. Магнитный фактор солнечно-земных связей и его влияние на человека: физические проблемы и перспективы. *Успехи физических наук*. 186(5): 568-576. doi: 10.3367/ufnr.201512037693
5. Хабарова О.В. 2002. Биоэффективные частоты и их связь с собственными частотами живых организмов. *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*. 5: 56-66.
6. Киршвинк Дж., Джонс Д., Мак-Фадден Б. 1989. *Биогенный магнетит и магниторецепция. Новое о биомагнетизме*: В 2-х томах, Т.1. Москва, изд-во Мир: 352 с.
7. Walker M.M., Dennis T.E., Kirschvink J.L. 2002. The magnetic sense and its use in long-distanse navigation by animals. *Current Opinion in Neurobiology*. 12: 735-744.
8. Zapka M., Heyers D., Hein C.M., Engels S., Schneider N.L., Hans J., Weiler S., Dreyer D., Kishkinev D., Wild J.M., Mouritsen H. 2009. Visual but not trigeminal mediation of magnetic compass information in a migratory bird. *Nature*. 461: 1274–1277.
9. Муравейко А.В., Степанюк И.А., Муравейко В.М., Фролова Н.С. 2013. Эффекты влияния электромагнитных полей в области "шумановских резонансов" на активность гидробионтов. *Вестник МГТУ*. 16(4): 764-770.
10. Паркинсон У. 1986. *Введение в геомагнетизм*. Москва, изд-во Мир: 525 с.
11. Цветков Ю.П., Зайцев А.Н., Одинцов В.И., Хао Ч.К., Тхоа Н.Т.К. 1998. Сопоставление магнитных вариаций в экваториальной зоне и полярной шапке для магнитной бури 13 марта 1989 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 38(2): 74-84.
12. Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф. 2016. Устройство для исследования влияния искусственного электромагнитного поля на водные биологические объекты: Патент на полезную модель № 166414 Рос. Федерация, МПК51 G 01 R 1/00 (2006/01). Заявка № 2016125093; приоритет изобретения 22.06.2016; Срок действия патента 22.06.2026, опубл. 27.11.2016, Бюл. № 33.
13. Попов С.В., Ильченко О.Г. 1990. *Методические рекомендации по этологическим наблюдениям за млекопитающими в неволе*. Москва, изд-во Московского Зоопарк: 77 с.
14. Кавцевич Н.Н., Михайлюк А.Л., Березина И.А., Юрко А.С. 2007. Экспериментальное изучение поведения тюленей. В кн.: *Экспериментальные исследования морских млекопитающих в условиях Кольского залива*. Под ред. Г.Г. Матишова. Апатиты, изд-во КНЦ РАН: 194-230.
15. Peter L. Tyack 2002. *Behavior*. Encyclopedia of marine mammals. William F. Perrin, Bernd Würsig, J.G.M. Thewissen (eds.). California, Academic Press San Diego: 87-94.

AUTHOR INDEX

A

Abunin A.A.	76
Abunina M.A.	76
Andriyanov A.F.	164
Antonenko O.V.	122
Antonova E.E.	30, 42
Atanassov A.	172

B

Balabin Yu.V.	84, 175
Barkhatov N.A.	7, 66, 91
Barkhatova O.M.	91
Bazilevskaya G.A.	46
Belakhovsky V.B.	26, 94
Belov A.V.	76, 80
Blagoveshchensky D.V.	131

C

Cherniakov S.M.	98, 102
Chernouss S.A.	114, 160

D

Danilova O.A.	80
Dashkevich Zh.V.	126
Demin V.I.	164, 179, 183, 187
Despirak I.V.	11
Dremukhina L.A.	34
Dyatko N.A.	154

E

Efishov I.I.	114, 160
Ermolaev Yu.I.	34
Eroshenko E.A.	80

F

Fedorenko Yu.V.	61
Fedotova E.A.	191, 202
Feygin F.Z.	38
Filatov M.V.	114, 160

G

Gaidash S.P.	76
Garbatsevich V.A.	150
Germanenko A.V.	84, 175
Glavatsky Yu.A.	7
Golikov I.A.	118

Gololobov A.Yu.	118
Gomonov A.D.	102
Gorban Yu.A.	183
Grigoriev V.F.	175, 211
Gromov S.V.	14
Gromova L.I.	14
Guineva V.	110, 172
Gushchina R.T.	80
Gvozdevsky B.B.	46, 80, 84, 175

I

Ismagilov V.S.	58
Ivanov I.I.	150
Ivanov V.E.	126
Ivanova V.A.	106

J

Jin Y.	94
-------------	----

K

Kalacheva N.V.	207
Kaptyug A.A.	146, 150, 154
Kashlin P.A.	207
Kazarian P.S.	42
Khabazin Yu.G.	38
Khalipov V.L.	118
Kirillov A.S.	110, 122, 164, 172
Kirpichev I.P.	42
Kleimenova N.G.	11, 14, 38, 54
Klimenko M.V.	131
Klimenko V.V.	131
Kopytenko Yu.A.	58
Kosolapova N.V.	91
Kotova D.S.	129, 131
Kovalenko V.V.	157
Kozelov B.V.	18, 164, 183, 187
Kozelova T.V.	18
Kozyreva O.V.	22
Krainev M.B.	46
Kulikov Y.Y.	164
Kulikov Yu.N.	122
Kusin S.	69

L

Lebed O.M.	61
Lodkina I.G.	34
Lubchich A.A.	11
Lubchich V.A.	50
Lukovnikova A.A.	175

M

Malysheva L.M.	38
Martines-Bedenko V.A.	135
Marzouk B.	69
Maurchev E.A.	76, 84
Menshov Yu.V.	183
Mikhalko E.A.	84
Miloch W.J.	94
Mingalev I.V.	191, 198, 202
Mingalev V.S.	198, 202
Mit S.K.	42

N

Naumenko A.A.	106
Nikitenko A.S.	61
Nikolashkin S.V.	98

O

Orlov K.G.	191, 198, 202
Osipenkova E.V.	146
Osipov S.I.	164
Ovchinnikov I.L.	42

P

Panchenko V.A.	143
Pertsov A.	69
Petkov B.	172
Petlenko A.V.	58
Petrishchev M.S.	58
Pilipenko V.A.	22, 26, 135
Poberovsky A.V.	164
Podgorny A.I.	87
Podgorny I.M.	87
Podlesnyi A.V.	106
Pryamushkina I.I.	76
Pulinets M.S.	42

R

Rakhmatulin R.A.	98
Revunov S.E.	7
Revunova E.A.	66
Romanov R.V.	66
Romanova N.Yu.	143
Rozhdestvenskaya V.I.	139, 146
Rozhdestvenskiy D.B.	139
Ryskin V.G.	164

S

Sakharov Ya.A.	26
Salimov B.G.	106
Schur L.I.	175
Selivanov V.N.	26
Semeida M.	69
Sergushin P.A.	58
Shagimuratov I.I.	114, 160
Shishaev V.A.	164
Sidorenko A.E.	50
Sobakin A.P.	183
Soloviev A.A.	22
Sotnikov N.V.	42
Stepanov A.E.	118
Stepanova M.V.	42
Stoev A.	69, 168
Stoeva P.	69, 168

T

Telegin V.A.	139, 143, 146, 150, 154, 157
Toropov A.A.	175
Trefilova L.A.	76
Turyansky V.A.	102

V

Valev D.	172
Vorobjev V.G.	7, 30, 42, 66, 91, 146
Vovchenko V.V.	42

W

Werner R.	110, 172
----------------	----------

Y

Yagodkina O.I.	7, 30, 42, 146
Yakimova G.A.	114
Yakovlev A.P.	211
Yanke V.G.	80

Z

Zakharov V.E.	131
Zakharov V.I.	135
Zarov E.A.	179
Zhurina E.Y.	207
Znatkova S.S.	42

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, Khatulina str., Murmansk, 183010, RUSSIA

