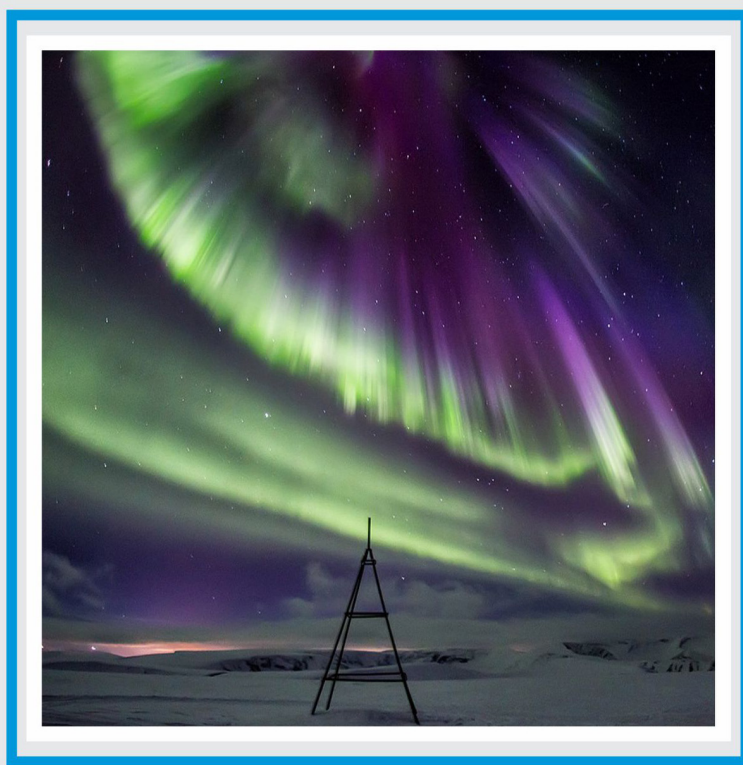


Russian Academy of Sciences

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 40th Annual Seminar

Apatity
13 – 17 March 2017



Apatity
2017

Russian Academy of Sciences
Polar Geophysical Institute

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 40th Annual Seminar

Apatity
13 – 17 March 2017

Apatity

2017

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

The organizing committee:

Alexander Yahnin (chair)

Nadezhda Semenova

Irina Despirak

Victor Yurov

Konstantin Orlov

Addresses:

Apatity department

Akademgorodok, 26a

Apatity, 184209

Murmansk region

Russia

Murmansk department

Khalturina str., 15

Murmansk, 183010

Russia

ISSN 2588-0039

Научное издание

Технический редактор В. Ю. Жиганов

Подписано в печать 04.12.2017. Формат 60х84/8.

Усл. печ. л. 16,62. Тираж 75 экз. Заказ № 44.

ФГБУН КНЦ РАН

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

The editorial board:

N.V. Semenova

A.G. Yahnin

<http://pgia.ru/seminar>

© Polar Geophysical Institute
Russian Academy of Science, 2017

CONTENTS

SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

E.E. Antonova, V.G. Vorobjev, M.O. Riazantseva, P. Kirpichev, O.I. Yagodkina, I.L. Ovchinnikov, V.V. Vovchenko, M.S. Pulinets, S.S. Znatkova, A.I. Demianov, N.A. Sotnikov, M.V. Stepanova, P.S. Moya, V.A. Pinto	Auroral oval and outer electron radiation belt	6
I.V. Despirak, V. Guineva, R. Werner	Observations of substorms in Apatity by MAIN cameras system during different space weather conditions	11
L.A. Dremukhina, L.I. Gromova, S.V. Gromov, V.G. Petrov	Daytime magnetosphere-ionosphere disturbances in response to sharp increases in the solar wind dynamic pressure: Event 21-22 June 2015	15
L.I. Gromova, S.V. Gromov	Effect of the IMF By on dayside polar geomagnetic disturbances: Case study	19
N.G. Kleimenova, L.I. Gromova, S.V. Gromov, L.A. Dremukhina, L.M. Malysheva, N.E. Vasilieva	Dayside polar substorm behavior: Case study	23
T.A. Kornilova, I.V. Golovchanskaya	On the occurrence of periodic auroral arc restructuring before substorm onset	27
T.V. Kozelova, B.V. Kozelov	THEMIS space-ground observations in midnight sector during the substorm recovery phase	30
V.A. Pilipenko, V.B. Belakhovsky, Ya.A. Sakharov, V.N. Selivanov	The magnetic field variability and geomagnetically induced currents in electric power lines during magnetic storm March 17, 2003	34
В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, В.Л. Зверев	Сравнительные характеристики параметров межпланетной среды в периоды регистрации магнитосферных суббурь разной интенсивности	38

SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

М.А. Волков	Структуры дисперсионных альвеновских волн в неоднородной плазме	42
Н.В. Семенова, А.Г. Яхнин, Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов	Зависимость высыпаний энергичных протонов экваториальнее границы изотропии потоков от геомагнитной активности	46

SESSION 3. WAVES, WAVE-PARTICLE INTERACTION

J. Manninen, N.G. Kleimenova, L.I. Gromova, E.L. Macotela, T. Turunen, A.E. Kozlovsky	Change in the spectral features of QP emissions due to poleward magnetic bay	50
V. Pilipenko, D. Lorentsen, V. Belakhovsky, O. Kozyreva	In search of a ground image of the surface oscillations at the magnetopause	54
E.A. Shirokov, A.G. Demekhov, Yu.V. Chugunov, A.V. Larchenko	Theory of a receiving antenna applied to the spacecraft observations of quasi-electrostatic whistler mode waves	58

М.А. Челпанов, О.В. Магер, П.Н. Магер, Д.Ю. Климушкин, О.И. Бернгардт	Одновременные наблюдения дрейфовых компрессионных волн в магнитосфере с помощью Екатеринбургского когерентного декаметрового радара и спутниковых измерений	62
А.Г. Яхнин, Т.А. Яхнина, Н.В. Семенова, Т.А. Попова, А.Г. Демехов	Протонные сияния к экватору от аврорального овала как проявление ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосфере Земли (краткий обзор)	66

SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

N.A. Barkhatov, S.E. Revunov, Yu.A. Glavatskij	The causal relationship between the dynamics of high-latitude geomagnetic activity and type of solar wind magnetic cloud	74
N.A. Barkhatov, E.A. Revunova, A.B. Vinogradov	Possible cause of solar wind magnetic cloud shock waves	76
I.M. Podgorny, A.I. Podgorny	On solar cosmic ray propagation in the interplanetary space and highly ionized ions emission	78
L. Rakhmanova, M. Riazantseva, N. Borodkova, O. Sapunova, G. Zastenker	Properties of the magnetosheath plasma turbulence upstream and downstream interplanetary shocks	82
M.V. Vokhmyanin, D.I. Ponyavin	Semi-centennial north-south displacements of the HCS based on the reconstructed IMF sector structure	86
Б.Б. Гвоздевский, А.В. Белов, Р.Т. Гущина, Е.А. Ерошенко, П.Г. Кобелев, В.Г. Янке	Долговременные изменения вертикальных жесткостей геомагнитного обрезания за весь период мониторинга космических лучей	89
В.А. Ульев, Д.Д. Рогов, А.В. Франк-Каменецкий	Риометрический метод определения жёсткости геомагнитного обрезания с использованием эмпирической модели ПППШ	94

SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

O.M. Barkhatova, N.A. Barkhatov, N.V. Kosolapova	Synchronization of geomagnetic and ionospheric disturbances on the substorm process background	97
V.B. Belakhovsky, V.A. Pilipenko, Ya. A. Sakharov, S.N. Samsonov	Geomagnetic and ionosphere TEC response to the abrupt increase of solar wind density	100
S.M. Cherniakov, S.V. Nikolashkin, V.A. Tereshchenko	Siberian meteors: Ionospheric and geomagnetic effects in the lower ionosphere of high latitudes	104
A.A. Namgaladze, M.A. Knyazeva, M.I. Karpov	Comparison of the ionospheric effects of the space weather and seismogenic disturbances	108
V.C. Roldugin, S.M. Cherniakov, A.V. Roldugin, O.F. Ogloblina	Observations by partial reflection radar in Tumanny during noctilucent clouds	112
O.S. Ugolnikov, I.A. Maslov, A.V. Roldugin, S.V. Pilgaev, A.A. Galkin	Multi-color photometry of twilight sky background using RGB all-sky cameras: microphysical investigations of aerosol in middle and upper atmosphere	116
Д.С. Котова, В.Б. Оводенко, Ю.В. Ясюкевич, М.В. Клименко, А.А. Мыльников, А.Е. Козловский	Коррекция модели NeQuick в высокоширотном регионе с использованием данных наклонного полного электронного содержания	120

О.В. Мингалев, М.Н. Мельник, В.С. Мингалев	Численное моделирование воздействия мощной радиоволны КВ-диапазона на ионосферную плазму F-слоя	125
Д.Б. Рождественский, В.А. Телегин, В.И. Рождественская	Выделение долгопериодных вариаций среднеширотной ионосферы фильтрами Чебышева	128

SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

Y.Y. Kulikov, V.G. Ryskin, S.I. Osipov, A.V. Poberovsky, V.A. Yushkov	Monitoring of variations of middle atmosphere ozone in polar latitudes of Arctic during stratospheric warming in the winter 2016	131
В.И. Демин, Б.В. Козелов, Н.И. Елизарова, Ю.В. Меньшов	Микроклиматическая изменчивость температуры воздуха в холмистом рельефе на Кольском п-ове	135

SESSION 7. HELIOBIOSPHERE

В.Ф. Григорьев, А.П. Яковлев	Влияния искусственных электромагнитных полей на частотах шумановских резонансов на двигательную активность серого тюленя	139
------------------------------	--	-----

Author index	142
--------------	-----

Dedicated to the memory of Ludmila Vasilievna Tverskaya

AURORAL OVAL AND OUTER ELECTRON RADIATION BELT

E.E. Antonova^{1,2}, V.G. Vorobjev³, M.O. Riazantseva², P. Kirpichev², O.I. Yagodkina³, I.L. Ovchinnikov¹, V.V. Vovchenko², M.S. Pulinets¹, S.S. Znatkova¹, A.I. Demianov⁴, N.A. Sotnikov⁴, M.V. Stepanova⁵, P.S. Moya⁶, V.A. Pinto⁷

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

³Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

⁴Physical faculty Moscow State University, Moscow, Russia

⁵University of Santiago de Chile, Chile

⁶Universidad de Chile, Santiago, Chile

⁷Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, University of California, Los Angeles, California, USA

Abstract. We try to summarize results of experimental and theoretical works demonstrating the close connection of auroral phenomena with the processes of the outer radiation belt formation in the magnetosphere of the Earth. Anomalous high relativistic electron fluxes in the outer radiation belt are frequently named electrons-killers. Such electrons formed due to seed population acceleration. The seed population is produced during storm time substorms. We discuss the auroral oval mapping to the equatorial plane and show its mapping to the outer part of the ring current. We try to show that adiabatic acceleration can be rather important in the process of formation of anomalously high fluxes of relativistic electrons.

1. Introduction

Physics of the outer radiation belt formation is ordinarily considered as selected region of magnetospheric researches mainly connected with wave-particle interactions and turbulent acceleration. However, it was known, that the formation of new outer radiation belt starts from the appearance of seed population (*Baker*, 2013) accelerated during storm time magnetospheric substorms. Most exiting findings in the physics of outer radiation belt are connected with the name of Ludmila Vasilievna Tverskaya (18.11.1937- 16.10.2012). She obtained [*Tverskaya*, 1976] the dependence of the position of the new belt maximum ($L_{\max}$) for electrons accelerated during a magnetic storm on the storm Dst amplitude ($|Dst|_{\max}$) having the form:

$$|Dst|_{\max} = 2.75 \times 10^4 / L_{\max}^4 \quad (1)$$

and later supported by numerous results [*Tverskaya*, 2011; *Kuznetsov et al.*, 2002; *Slivka et al.*, 2006; *Antonova and Stepanova*, 2015]. Fig. 1 shows this dependence. Blue star on Fig. 1 corresponds to 8–9 October 2012 geomagnetic storm, analyzed by *Reeves et al.* [2013] and *Antonova and Stepanova* [2015] using data of RBSP, DMSP and ground-based observations.

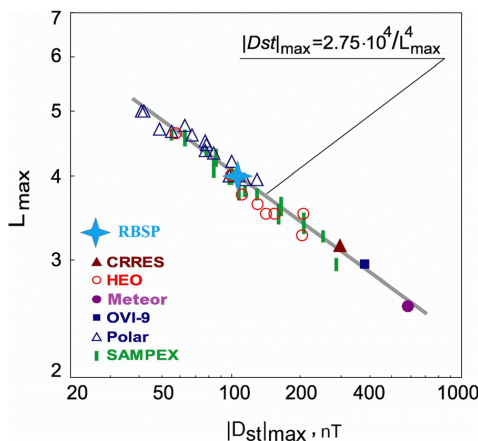


Figure 1. Tverskaya's dependence of the position of the new belt maximum for electrons accelerated during a magnetic storm on the storm Dst variation amplitude.

The dependence (1) yet is not wholly explained and obtaining of its explanation may be connected with definite modification of the standard description of the role of auroral processes in the magnetospheric dynamics. In this paper we try to shortly summarize the main findings demonstrating the deep connection of auroral processes and outer radiation belt formation. We also try to formulate problems, which require solution.

2. Auroral oval mapping

One of the main reasons, which oppressed the study of auroral processes as the source of outer radiation belt formation is the inadequate auroral oval mapping connected with overstretching of magnetic field models with pre-defined geometry of current systems. First such model was created by *Alexeev and Shabansky* [1972]. Fig. 8 of there paper shows zero radial thickness of the region of plasma sheet mapping near noon. However, from the first auroral oval observations (see, for example, *Feldstein et al.* [2014]) it was known, that auroral oval has thick structure near noon. The existence of thick auroral oval near noon is supported by multiple results of auroral imagers (DE-1, Polar, IMAGE ets.) and models of auroral precipitations NOAA (<http://www.swpc.noaa.gov/pmap/>), OVATION (http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ovation_prime) and APM (<http://apm.pgia.ru/>). APM model classifies the regions of the auroral oval according to the kinds of electron precipitations as follows: the auroral oval precipitation region (AOP), the diffuse auroral zone (DAS) located to the equator from the AOP, and the soft diffuse precipitation zone (DAS) located to the pole from AOP. *Starkov et al.* [2003] showed that AOP statistically coincides with Feldstein auroral oval. Plasma sheet like particle fluxes are observed around the Earth till magnetopause [*Antonova et al.*, 2013, 2014a], which shows the possibility of auroral oval mapping to the ring like structure. To verify this suggestion *Antonova et al.* [2014b, 2015] analyzed the auroral oval mapping to the equatorial plane using APM model and results of observations of THEMIS mission. They used method of morphological mapping, comparing values of plasma pressure at the auroral latitudes and at the equatorial plane. The validity of the condition of magnetostatic equilibrium was suggested. They show that most part of auroral oval does not map to the plasma sheet. It is mapped to the surrounding the Earth plasma ring. Transverse currents in this ring are the outer part of the ring current. Fig. 2 illustrates this statement. Fig. 2a shows ion pressure distribution in the oval precipitation region (AOP) for quite geomagnetic conditions ($AL=-100$ nT, $Dst=-5$ nT) in accordance with *Vorobjev et al.* (2015) model of ion precipitations. Dots show boundaries of AOP in accordance with APM model. It is possible to see that ion pressure in AOP exceeds 0.2 nPa. This value is larger than typical values of plasma sheet full pressure. Fig. 2b shows plasma pressure distribution at the equatorial plane in accordance with THEMIS data. It is possible to see that isoline $p=0.2$ nPa surround the Earth. Existence of field-aligned potential drops in inverted V structures decrease ion pressure at the ionospheric altitudes in comparison with the equatorial plane. This effect leads to decrease of ion pressure at auroral altitudes in comparison with the equatorial plane. Therefore, Fig. 2 clearly shows the quite time auroral oval cannot map to the plasma sheet. It is mapped to the surrounding the Earth plasma ring. *Kirpichev et al.* [2016] showed that equatorial boundary of the nightside quite auroral oval is mapped to geocentric distance $\sim 7R_E$ and polar boundary at geocentric distance $\sim 10R_E$.

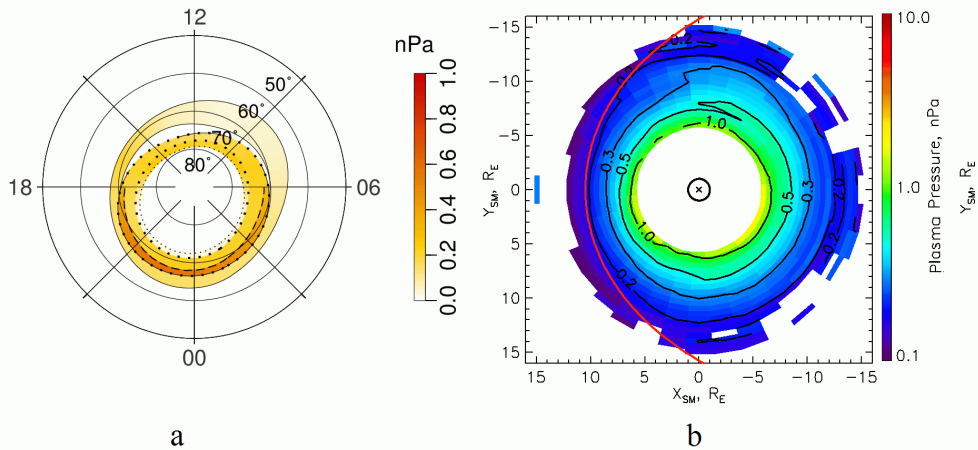


Figure 2. An example of comparison of ion pressure in AOP in accordance with *Vorobjev et al.* [2015] (a) with pressure distribution at the equatorial plane, obtained using data of Themis mission for quite geomagnetic conditions $AL=-100$ nT, $Dst=-5$ nT.

Mapping the equatorial boundary of the quite auroral oval to geocentric distance $\sim 7R_E$ is in a good agreement with the first auroral arc brightening at the equatorial boundary of the oval (see *Akasofu* [1964] and multiple results of later works) and position of the dispersionless injection boundary [*Lopez et al.*, 1990; *Spanswick et al.*, 2010]. Position of the polar boundary at geocentric distance $\sim 10R_E$ is in a good agreement with the position of the outer boundary of the ring current [*Kirpichev and Antonova*, 2014].

Now we have only very limited information on plasma pressure distribution at the equatorial plane during magnetic storms. However, auroral oval motion to the equator during magnetic storms is a well known phenomena. *Starkov* [1993] determined the location of the equatorial boundary of the auroral oval in dependence of the Dst index, which is in a rather good agreement with *Tverskaya* relation [Tverskaya, 2011]. This indicates the location of equatorial boundary of the auroral oval at the geocentric distances of new outer radiation belt formation during storm recovery phase.

3. Magnetic field distortion and outer radiation belt

High level of turbulent fluctuations of electric and magnetic fields at the latitudes of auroral oval in different frequency bands is practically constantly observed during magnetic storms, which made the theories of outer belt electron acceleration due to wave-particle interactions very attractive. However, other phenomena changing energetic electron spectra are observed during storms. This is the decrease of magnetic field inside the magnetosphere by developed ring current and its restore during storm recovery phase. *Tverskoy* [1997] suggested, that injection of seed population of electrons in the region of depressed magnetic field can lead to considerable particle acceleration during storm recovery phase due to betatron acceleration (adiabatic effect). *Tverskoy* [1997] theory explains the dependence (1) and predicted the formation of sharp pressure peak at $L_{\max}$. *Antonova* [2006] shows, that it is possible to explain the value of coefficient in relation (1). However, theoretical analysis of *Tverskoy* [1997] and *Antonova* [2006] considers the case of dipole magnetic field and does not analyze nonlinear effects connected with finite values of plasma parameter. *Antonova and Stepanova* [2015] using data of DMSP observations show the sharp ion peak formation at $L_{\max}$ for the magnetic storm on October 8–9, 2012. They also show that the most equatorial position of equatorial boundary of the westward electrojet for this storm coincides with $L_{\max}$. Such findings are in agreement with the first auroral arc brightening at the equatorial boundary of auroral oval as increase of electron flux leads to the increase of ionospheric conductivity and corresponding increase of ionospheric current. Large fluxes of downward accelerated electrons are accompanied by large fluxes of upward accelerated ions [Stepanova et al., 2002]. Relaxation of ion beams creates local increase of ion pressure at the equatorial plane and formation of the peak of plasma pressure. Formation of pressure peak leads to local magnetic field decrease due to diamagnetic effect. Such local increases of plasma pressure (pressure humps) and decreases of magnetic field (magnetic holes) are really observed at the equatorial plane (see *Vovchenko and Antonova* [2015]) and references in their paper. Magnetic hole can be effective local trap for energetic particles [Vovchenko and Antonova, 2012] in which injected electrons can be accelerated. The restore of the magnetic field to undisturbed level will lead to betatron acceleration of electrons.

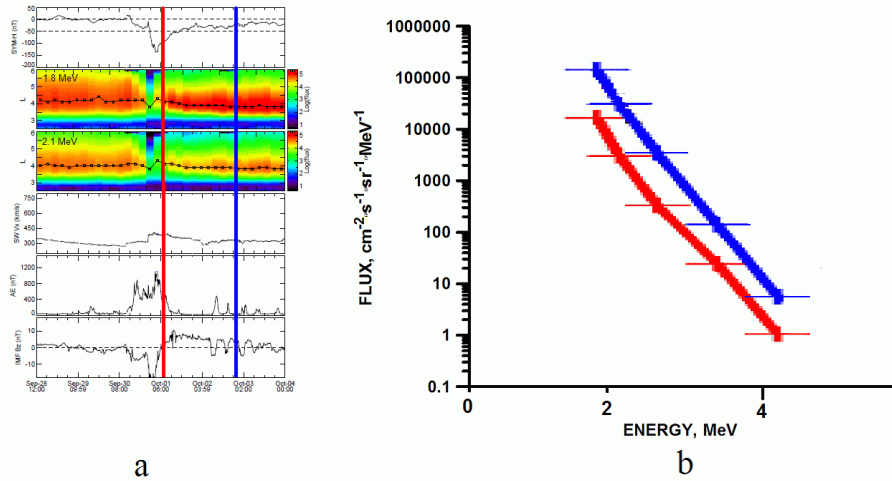


Figure 3. **a** - results of RBSP measurements of electron fluxes with energy 1.8 and 2.1 MeV and simultaneous ground based and solar wind parameters, **b** – electron spectra for moments shown by vertical lines on (a).

Local variations of magnetic field at the equatorial plane are not proper studied till now. Therefore, it is difficult to evaluate the contribution of large-scale magnetic field change in the formation of relativistic electron fluxes. Analysis of different mechanism contributions to the acceleration of outer belt electrons requires complex observations of electromagnetic fields and evolution of particle spectra. That is why it will be rather interesting to evaluate the contribution of adiabatic effect analyzing storms with clearly distinguished adiabatic effect. The main feature of such storms is the restore of relativistic electron fluxes after storm to near the same level as before storm. *Reeves et al.* [2003] and *Turner et al.* [2013] show that relativistic electron fluxes restore to the same level as before storm in 25–28% cases. Fluxes of relativistic electrons are increased in 53–58% storms and are decreased in 17–19% storms. Fig. 3a shows an example of variations of electrons with energy 1.8 MeV and 2.1 MeV (second and third panels) during

magnetic storm on October 01, 2012, when relativistic electron fluxes are near the same after storm as before storm. Other panels on Fig. 3a show Dst, solar wind velocity, AE and IMF Bz. Electron spectra at the moments indicated on Fig. 3a by vertical lines are shown on Fig. 3b. It is possible to see the increase of flux without change of spectra slope. The simplest explanation of such spectra change is the adiabatic effect. An order of magnitude change of fluxes can mean the local an order of magnitude change of the magnetic field. However, it requires more careful analysis.

4. Conclusions and discussion

Auroral oval mapping to the outer part of the ring current change the traditional approaches to the analysis of magnetospheric activity and clarify many features, which have yet no adequate explanation including the processes leading to outer belt electron acceleration. We try to demonstrate the deep connection of auroral processes and acceleration of relativistic electrons of the outer radiation belt. The appearance of high amplitude electromagnetic fluctuations simultaneously with acceleration of outer belt electrons may be considered as the natural consequence of turbulent processes at the latitudes of auroral oval during magnetic storms. Decrease of the magnetic field in the region of auroral oval mapping to the equator and great increase of radial transport lead to relativistic electron deceleration and losses during storm main phase. At the same time, storm time substorms produce comparatively fast electron accelerations in this region and provide the seed population for outer belt electrons. The nearest to the equator position of the auroral oval equatorial boundary determines the location of formed after storm outer belt maximum. This may be connected with first auroral arc brightening during substorm expansion phase onset at the equatorial boundary of the auroral oval, as such brightening is connected with sharp increase of the downward electron flux and probable formation of ion beam of ionospheric ions to the magnetosphere. Such beam can form the peak of plasma pressure decreasing magnetic field in the region of pressure maximum and form a local trap for accelerated electrons. Only first steps in the study of the connection of auroral processes and acceleration of electrons of the outer belt were made till now and great work is required for the verification of such connections. However, the real progress of ground based and satellite observations gives the possibility to solve the problem.

Acknowledgements. We acknowledge the members of RBSP and THEMIS teams for the use of data. The work is supported by the grant of Russian Foundation for Basic Research No 15-05-04965 the Presidium of the Russian Academy of Sciences (program 7), and Chilean FONDECYT No 1161356 grant and CONICYT PIA Project "Anillo de Investigación en Ciencia y Tecnología" ACT1405.

References

- Alekseev, I.I., and V.P. Shabansky (1972), A model of a magnetic field in the geomagnetosphere. *Planetary and Space Science* 20, 117–133, doi:10.1016/0032-0633(72)90146-8.
- Antonova, E.E. (2006) Stability of the magnetospheric plasma pressure distribution and magnetospheric storms. *Adv Space Res* 38, 1626–1630. doi:10.1016/j.asr.2005.05.005.
- 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., I.P. Kirpichev, M.V. Stepanova, K.G. Orlova, and I.L. Ovchinnikov (2009b), Topology of the high latitude magnetosphere during large magnetic storms and the main mechanisms of relativistic electron acceleration, *Advances in Space Research* 43, 628–633, doi:10.1016/j.asr.2008.09.011.
- Antonova, E.E., and M.V. Stepanova, (2015), The problem of the acceleration of electrons of the outer radiation belt and magnetospheric substorms, *Earth, Planets, and Space* 67, 148. doi:10.1186/s40623-015-0319-7.
- 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.
- Baker, D., S. Elkington, X. Li, M. Wiltberger (2013), Particle Acceleration in the inner magnetosphere. American Geophysical Union. pp. 73–85. doi:10.1029/155GM09.
- Feldstein, Y.I., V.G. Vorobjev, V.L. Zverev, and M. Förster (2014), Investigations of the auroral luminosity distribution and the dynamics of discrete auroral forms in a historical retrospective, *Hist. Geo Space Sci.* 5, 81–134, doi:10.5194/hgss-5-81-2014
- Kirpichev, I.P., E.E. Antonova (2014), Estimation of the current density and analysis of the geometry of the current system surrounding the Earth, *Cosmic Research* 52, 52–60. doi:10.1134/S0010952514010043.

- Kirpichev, I.P., O.I. Yagodkina, V.G. Vorobjev, and E.E. Antonova (2016), Position of projections of the nightside auroral oval equatorward and poleward edges in the magnetosphere equatorial plane, *Geomagnetism and Aeronomy* 56, 407–414. doi:10.1134/S001679321604006X.
- Kuznetsov, S.N., K. Kudela, S.P. Ryumin, and Y.V. Gotselyuk (2002), CORONAS-F satellite: Tasks for study of particle acceleration, *Adv. Space. Res.* 30(7), 1857-1863. doi:10.1016/S0273-1177(02)00462-3
- Lopez, R.E., D.G., Sibeck, R.W. McEntire, and S.M. Krimigis (1990), The energetic ion substorm injection boundary, *J. Geophys. Res.* 95, 109–117, doi:10.1029/JA095iA01p00109.
- Reeves, G.D., K.L. McAdams, R.H. W. Friedel, and T.P. O'Brien (2003), Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, 30(10), 1529, doi:10.1029/2002GL016513.
- Reeves, G.D., E. Spence, M.G. Henderson, S.K. Morley et al. (2013), Electron acceleration in the heart of the Van Allen radiation belts, *Science* 341, doi:10.1126/science.1237743.
- Slivka, M., K. Kudela, and S.N. Kuznetsov (2006). Some aspects of relativistic electron fluxes dynamics in the outer radiation belt during magnetic storms, *Acta physica slovacica* 56(2), 103-107.
- Spanswick, E., G.D. Reeves, E. Donovan, R.H.W. Friedel (2010) Injection region propagation outside of geosynchronous orbit. *J. Geophys. Res. (Space Physics)* 115, A11214. doi:10.1029/2009JA015066.
- Starkov, G.V. (1993), Planetary morphology of auroras, in *Magnitosferno–ionosfernaya fizika (Magnetospheric–Ionospheric Physics)*, St. Petersburg: Nauka, pp. 85–90.
- Starkov, G.V., B.V. Rezhnev, V.G. Vorobjev, and Ya.I. Feldstein (2003), Planetary distribution of auroral precipitation and its relation to the zones of auroral luminosity, *Geomagnetism and Aeronomy* 43 (5) 596-578.
- Stepanova, M.V., E.E. Antonova, J.M. Bosqued, R.A. Kovrazhkin, and K.R. Aube (2002) Asymmetry of auroral electron precipitations and its relationship to the substorm expansion phase onset, *J. Geophys. Res.* 107(A7), doi:10.1029/2001JA003503.
- Turner, D.L., V. Angelopoulos, W. Li, M.D. Hartinger, M. Usanova, I. R. Mann, J. Bortnik, and Y. Shprits (2013), On the storm-time evolution of relativistic electron phase space density in Earth's outer radiation belt, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 118, 2196–2212, doi:10.1002/jgra.50151.
- Tverskaya, L.V. (1986), On the boundary of electron injection into the magnetosphere, *Geomagn. i Aeron.* 26, 864-865.
- Tverskaya, L.V. (2011), Diagnostics of the magnetosphere based on the outer belt relativistic electrons and penetration of solar protons: A review, *Geomagnetism and Aeronomy* 51(1), 6–22, doi:10.1134/S0016793211010142.
- Tverskoy, B.A. (1997), Formation mechanism for the structure of the magnetic storm ring current, *Geomagnetism and Aeronomy*, 37(5), 555–559.
- Vorobjev, V.G., O.I. Yagodkina, E.E. Antonova (2015), Features of the planetary distribution of ion precipitation at different levels of magnetic activity, *Geomagnetism and Aeronomy* 55(5), 585-595, doi:10.1134/S0016793215050187.
- Vovchenko, V.V., and E.E. Antonova (2012), Dipole magnetic field disturbance and generation of current systems by asymmetric plasma pressure, *Geomagnetism and Aeronomy* 54(2), 176–184, doi:10.1134/S0016793214020200.
- Vovchenko, V.V., and E.E. Antonova (2015), Diamagnetism of plasma and formation of local decreases of the magnetic fields near the equatorial plane, *"Physics of Auroral Phenomena", Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity*, pp. 44-47.



OBSERVATIONS OF SUBSTORMS IN APATITY BY MAIN CAMERAS SYSTEM DURING DIFFERENT SPACE WEATHER CONDITIONS

I.V. Despirak¹, V. Guineva², R. Werner²

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

²*Space Research and Technology Institute (SRTI), Stara Zagora Department, Bulgaria*

Abstract. We studied the auroras observations during different solar wind conditions by data of the MAIN cameras (Multiscale Aurora Imaging Network) obtained at Apatity (Kola Peninsula, Russia) for two winter seasons: 2014-2015 and 2015-2016. Solar wind and IMF parameters were taken from the OMNI data base. Observations of aurora were conducted in Apatity, magnetic field disturbances were verified by the data of IMAGE magnetometers. All substorms were divided into different groups depending on the space weather conditions. First, the substorms were separated into two groups: substorms observed during storms and substorms under non-storm conditions. The substorms during storms were divided in sub-groups according to observations during different storm phases: initial, main, near and late recovery phases. We considered also specific space weather conditions, when the SYM/H index behavior was highly irregular, we called these conditions "structured recovery phase" of the storm. The non-storm conditions were classified as quiet conditions, when no structures in the solar wind were observed, and as conditions when structures in the solar wind near the Earth were detected, but these structures did not provoke geomagnetic storms. It was shown that the latitude of the substorm onset was controlled by the value of the SYM/H index. It was found out also that the maximal relative intensity of auroras was greater for substorms with onset to the South from Apatity and smaller - for substorms with onset in zenith or to the North from Apatity.

Introduction

Many researchers turned to the problem of studying substorms during geomagnetic storms (e.g. [1]; [2]; [3]; [4]; [5]; [6]; [7]; [8]; [9]). This problem was considered from various angles, using both satellite data (IMAGE, POLAR and others) and ground-based data (IMAGE magnetometers data, AL, AU indexes, data of auroras). It is known that by substorms investigations, it is important to consider whether they were observed during storms or in non-storm periods, and during what phase of the storm they were observed. Typically, initial, main and recovery phases of the storm are specified, while the storm recovery phase is divided into 'near' and 'late', into "rapid" and "recovery" (e.g. [10]). Throughout this paper we will use the terms "near" and "late" recovery phase. It should be noted that many observations indicate also that there are more complicated storm cases, when the magnetic storms are caused by several sources in the solar wind, coming consecutively one after another or partly overlapping, and the storm recovery phase can be of very complicated form ([11]; [12]; [13]; [14]). We will call such storms "storms with structured recovery phase". It has to be stressed that in this work we don't examine the classification of storms by their sources (e.g. CIR-storms, Sheath-, MC- or Ejecta-storms), we confine ourselves just to the examination of storm and non-storm conditions. In more detail, the quantitative categorization of storm phases is given in the section "Data and methods of analysis".

In this work we will consider auroras observations in Apatity using measurements of the camera system MAIN. Apatity is settled at auroral latitudes, its geographic coordinates are 67.58°N, 33.31°E, and the corrected geomagnetic ones – 63.86°N, 112.9°E. As follows from the dynamics of the auroral oval at auroral latitudes different substorm development can be observed. The auroras expansion, registered in Apatity, can consist in movement along different directions according to the location of substorm onset with respect to the location of the observational station (propagation from North to South, from South to North and other directions).

The goal of this work is to review substorm developments during different space weather conditions using measurements of the camera system MAIN in Apatity during two winter seasons: 2014/2015 and 2015/2016.

Data

a) Data used

Measurements from the MAIN in Apatity during 2014-2015 and 2015-2016 seasons have been used. The cameras observational system comprises 4 cameras with different fields of view providing simultaneous observations from spatially separated points ([15]). To study the substorm development data from the Apatity all-sky camera and the Guppy F-044C (GC) camera with field of view ~67° were used. In the all-sky images the central column corresponds to the North-South latitudinal cross section of the auroral zone. These columns from each image within 1-hour interval have been used to construct an all-sky keogram. The GC keograms were built in direction magnetic North (up).

Solar wind and interplanetary magnetic field parameters were taken from the OMNI data base of the CDAWeb. We determined the types of solar wind that can be the drivers of ionospheric disturbances, namely shock waves (IS),

high speed streams from coronal holes (HSS), magnetic clouds (MC) and plasma compression regions in front of these structures (CIR and Sheath) according to [16], [17], [14], [18] and based on the catalog of large-scale solar wind phenomena (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni/>).

Auroral geomagnetic disturbances were verified by the ground-based data of IMAGE magnetometers network (using the meridional TAR-NAL and MEK-NOR chains and by data of Loparskaya (CGM lat. = 65.43°) and Lovozero (CGM lat. = 64.23°) magnetometers. LT values for IMAGE network stations are $LT \approx UT + 1 \div 2$, MLT values for IMAGE network are $MLT \approx UT + 2 \div 3$, for Apatity's MAIN cameras $MLT \approx UT + 3.17$ (~ 3 hours and 10 minutes).

b) Substorm identification

For the substorms selection, we used data of magnetometers and data of all-sky camera. First the presence of a substorm was identified by the IMAGE magnetograms, then the substorm onset at the Apatity's latitude was determined by Sodankylä station (SOD) magnetograms and, if observations in this period were available, additionally, by Loparskaya or Lovozero stations magnetograms. After that we determined the substorm by the data of the MAIN cameras system in Apatity during clear sky measurements. We divided the auroras according to their appearance into 3 groups: to the South from Apatity, to the North from it and near the station zenith, i.e. near the Apatity location (from 0° to $\sim \pm 50^\circ$ from zenith). It should be emphasized that with these criteria for selecting events, not only isolated substorms are included in the review, but also different intensifications of one substorm. During the examined winter seasons, the all-sky camera registered more than 180 substorms and their intensifications.

c) Observation conditions

First, we divided the conditions of observations into 2 groups: storms (when the minimal SYM/H value $SYM/H_{\min} < -50$ nT) and non-storm periods. Second, we divided the observations conditions into sub-groups appropriately to these phases of the storm: initial, main and recovery phases, in the recovery phase also near and late recovery phase were defined. We considered also the events with "structured recovery phase", if after the first, deepest SYM/H minimum, other sizable SYM/H minima were observed. The recovery phase was assumed as structured, if there were SYM/H fluctuations, meeting the condition $(SYM/H_{\text{flmin}} - SYM/H_{\text{flmax}})/SYM/H_{\min} > 0.5$, where the SYM/H_{flmin} is the minimal value reached during the fluctuation and $SYM/H_{\text{flmin}} - SYM/H_{\text{flmax}}$ represents the amplitude of the fluctuation. The non-storm conditions were classified in two sub-groups regarding the presence of solar wind structures. The first sub-group included events under quiet conditions, when no structures in the solar wind were observed, and the second sub-group included conditions when structures in the solar wind near Earth were present, but these structures did not cause geomagnetic storms.

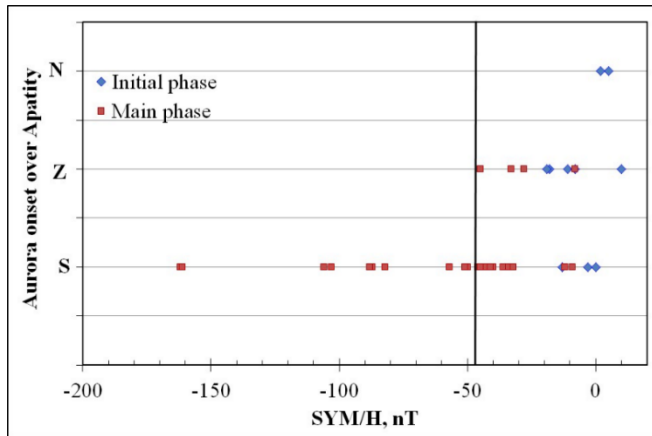


Figure 1. Dependence of the onset location of aurora on SYM/H index. Blue diamonds indicate the events during the initial phase, and red squares – the events during the main phase of the storm.

location (S), to the North from it (N) and near the station zenith (Z).

In Fig. 1 the dependence of the substorm aurora appearance in Apatity (called further aurora onset over Apatity) on SYM/H index during the initial (blue diamonds) and main (red squares) storm phases is presented. It is seen that at the onset of the geomagnetic storms, during the initial phase, regardless of the higher (often even positive) SYM/H values auroras may originate to the North as well as to the South from Apatity (the blue diamonds in Fig. 1). The black vertical line indicates the boundary between observations of auroras in the South part and in the North part of all-sky camera images. It is seen that at SYM/H values lower from about -45 nT auroras occurred to the South from the station zenith.

Results

In this work we studied the substorms development in Apatity during different space weather conditions. AE and SYM/H geomagnetic indices are the indicators of the geomagnetic activity. We presented here the analysis the location of the onset of auroras depending on the values of AE and SYM/H indices for the different observation conditions (according to the paragraph "c" from the section "data"). It should be noted that we have not found significant differences between the different groups of auroras onset during different observations conditions depending on AE index (this picture is not presented here). The results for the dependence of the aurora locations on the SYM/H index values for the different groups of space weather conditions are presented in Figs. 1, 2 and 3. After their appearance auroras were divided into 3 groups according to the location of the initial auroras: to the South from the Apatity

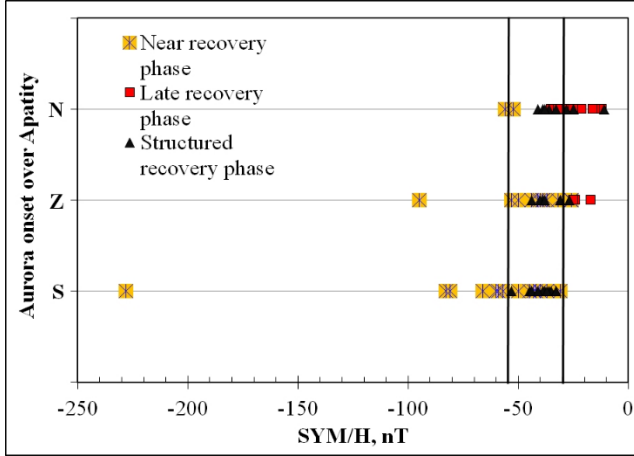


Figure 2. Dependence of the onset location of aurora on SYM/H index. The events during the near, late and structured storm recovery phase are marked by yellow, red squares and black triangles, respectively.

The dependence of the aurora onset on SYM/H index for substorms during the recovery phase of geomagnetic storms is shown in Fig. 2. It is seen that the events during the near recovery phase (the yellow squares in Fig. 2) occurred mainly near the station zenith or to the South from it. The events during the late recovery phase were observed mainly to the North from Apatity. During the structured recovery phase the auroras originated to South or North from Apatity depending on the SYM/H index values. In generally auroras at higher values of SYM/H are observed to the North from Apatity, and auroras movement from North to South is observed. Substorms at lower SYM/H values originate to the South of Apatity and the aurora propagation from South to North can be seen. Between these two types of substorms a “border” zone is formed in which aurora onset can become to the South, over zenith or to the North regarding the station. This zone is in the range from -30 nT to about -55 nT, and it is designated by black vertical lines in Fig. 2.

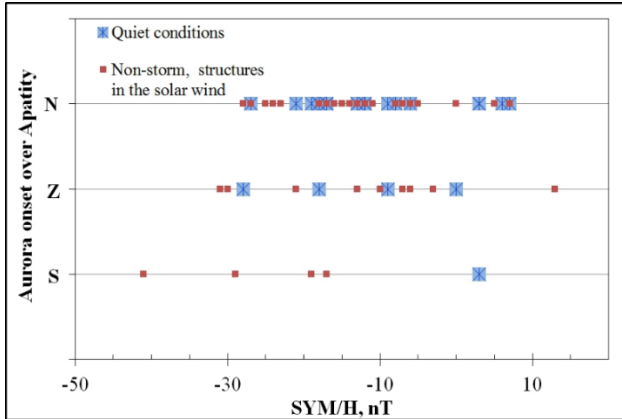


Figure 3. Dependence of the onset location of aurora on SYM/H index. The events during quiet conditions and during non-storm conditions with solar wind structures are marked by blue and red squares, respectively.

Fig. 3 shows the dependence of the aurora onset on SYM/H index for events during non-storm conditions. It is seen that no evident dependence of the aurora onset on SYM/H values during non-storm conditions is obtained. Auroras during quiet conditions appeared mostly to the North from zenith or near zenith, and auroras during non-storm conditions with some solar wind structure occurred at different positions – to the North, near zenith or to the South from Apatity.

Discussion

In this paper we investigated the location of onset latitude of substorms during storm and non-storm conditions using observations of auroras in Apatity during two winter observational seasons 2014-15 and 2015-16. The most significant result is that the latitude of the substorm onset is controlled by the value of the SYM/H index. This result is in good agreement with the findings of *Milan et al.* [4]. In particular, one of the main conclusions in this work was that the open flux content of the magnetosphere increased dramatically and substorms became more intense during geomagnetic storm activity, when the SYM/H index was depressed. It has to be mentioned, that in papers [4], [5] the substorm onset latitude was used as a measure of the polar cap size. If the substorm onset latitude decreases, the polar cap is expanded and the open magnetic flux is increased. It turns out that the results found out in the present paper are very similar.

As a whole, our work by new ground-based data holds the findings of paper [5], that when studying substorms during geomagnetic storms it is necessary to consider both: the solar wind-magnetosphere coupling and the ring current intensity, and that it is better to examine the influence of these factors not individually, but together.

Conclusions

- Substorms during the initial storm phase or at higher SYM/H values during the main storm phase can appear to North or South regarding the station zenith. Substorms during the main phase at SYM/H values lower than about -45 nT are observed to the South from Apatity (64.27°N CGM Lat.) and auroras expansion in North direction is seen.
- Substorms during the near recovery phase originated mainly near the station zenith or to the South from Apatity, and auroras expansion to North was observed.
- For substorms during the late recovery phase or under quiet conditions, auroras were observed near the station zenith or to the North of the Apatity station, and their motion from North to South was registered.
- For substorms during a structured storm recovery phase or during “non-storm conditions with structures in the solar wind” auroras may occur first to the South or to the North from the station zenith.

Thus, substorms at higher values of SYM/H index occur to the North from station zenith, and at smaller SYM/H values – to the South of it. The boundary between both types of substorms in terms of SYM/H index is in the range from ~-30 nT to about -55 nT.

Acknowledgments. We express our gratitude to Dr. B.V. Kozelov for the possibility of using the data of the observational cameras in Apatity, the construction of keograms and the useful discussions. The paper was supported partly by Program No 7 of the of the Presidium of RAS. The study is also a part of a joint Russian - Bulgarian Project 1.2.10 of PGI RAS and IKIT-BAS under the Fundamental Space Research Program between RAS and BAS.

References

1. Hsu T.-S., McPherron R.L. (2000) The characteristics of storm-time substorms and non-storm substorms. Proc. of Fifth International Conference on Substorms, 16-20 May, 2000, St. Petersburg, Russia. Edited by A. Wilson. ISBN: 92-9092-772-0., 439.
2. Tsurutani B.T., Gonzales W.D., Guarnieri F., Kamide Y., Zhou X., Arballo J.K. (2004) Are high-intensity long-duration continuous AE activity (HILDCAA) events substorm expansion events? J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 66, 167–176.
3. Wu C.-C., K. Liou K., Lepping R.P., Meng C.-I. (2004) Identification of substorms within storms. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 66, 125–132.
4. Milan S.E., Boakes P.D., Hubert B. (2008). Response of the expanding/contracting polar cap to weak and strong solar wind driving: Implications for substorm onset. J. Geophys. Res. 113, A09215, doi:10.1029/2008JA013340.
5. Milan S.E., Grocott A., Forsyth C., Imber S.M., Boakes P.D., Hubert B. (2009) A superposed epoch analysis of auroral evolution during substorm growth, onset and recovery: open magnetic flux control of substorm intensity. Ann. Geophys. 27, 659–668.
6. Hoffman R.A., Gjerloev J.W., Frank L.A., Sigwarth J.W. (2010) Are there optical differences between storm-time substorms and isolated substorms? Ann. Geophys. 28, 1183–1198. doi:10.5194/angeo-28-1183-2010.
7. Partamies N., Juusola L., Tanskanen E., Kauristie K., Weygand J.M., Ogawa Y. (2011) Substorms during different storm phases. Ann. Geophys. 29, 2031–2043.
8. Despirak I.V., Lubchich A.A., Yahnin A.G., Kozelov B.V., Biernat H.K. (2009) Development of substorm bulges during different solar wind structures. Ann. Geophys. 27, 1951–1960.
9. Despirak I.V., Lubchich A.A., Guineva V. (2011) Development of substorm bulges during storms of different interplanetary origins. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 73, 1460–1464.
10. Terada N., Iyemori T., Nosé M., Nagai T., Matsumoto H., Goka T. (1998) Storm-time magnetic field variations observed by the ETS-VI satellite. Earth Planets Space. 50, 853–864.
11. Huttunen K.E.J., Koskinen H.E.J., Karinen A., Mursula K. (2006) Asymmetric development of magnetospheric storms during magnetic clouds and sheath regions. Geophys. Res. Lett. 33(6), L06107, DOI: 10.1029/2005GL024894.
12. Pulkkinen T.I., Ganushkina N.Y., Tanskanen E.I., Kubyshkina M., Reeves G.D., Thomsen M.F., Russel C.T., Singer H.J., Slavin J.A., Gjerloev J. (2006). Magnetospheric current systems during stormtime sawtooth events. J. Geophys. Res. 111, A11S17, DOI: 10.1029/2006JA011627.
13. Yermolaev Yu.I., M.Yu. Yermolaev (2006), Statistic study on the geomagnetic storm effectiveness of solar and interplanetary events. Adv. Space Res. 37, 11 75–1181.
14. Tsurutani B.T., Echer E., Shibata K., Verkhoglyadova O.P., Mannucci A.J., Gonzalez W.D., Kozyra J.U., Pätzold M. (2014). The interplanetary causes of geomagnetic activity during the 7-17 March 2012 interval: a CAWSES II overview. J. Space Weather and Space Climate. 4, A02, DOI: 10.1051/swsc/2013056.
15. Kozelov B.V., Pilgaev S.V., Borovkov L.P., Yurov V.E. (2012). Multi-scale auroral observations in Apatity: winter 2010-2011. Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems. 1(1), 1-6.
16. Balogh A., Gosling J.T., Jokipii J.R., Kallenbach R., Kunow H. (1999) Space Sci. Rev. 89, 141.
17. Burlaga L.F., Klein L., Sheeley N.R., Michels Jr., Howard D.J., Koomen R.A., Schwenn M.J., Rosenbauer H. (1982) Geophys. Res. Lett. 9, 1317.
18. Yermolaev Yu.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G., Yermolaev M.Yu. (2009) Catalog of Large-Scale Solar Wind Phenomena during 1976–2000. Cosmic Research (Engl. Transl.), 47, 81-94.

DAYTIME MAGNETOSPHERE-IONOSPHERE DISTURBANCES IN RESPONSE TO SHARP INCREASES IN THE SOLAR WIND DYNAMIC PRESSURE: EVENT 21-22 JUNE 2015

L.A. Dremukhina^{1,2}, L.I. Gromova¹, S.V. Gromov¹, V.G. Petrov¹

¹Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow, Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia
e-mail: dremukh@izmiran.ru

Abstract. In this work we analyze high-latitude ionosphere-magnetosphere disturbances, appearing as a response to the sharp fronts of the solar wind dynamic pressure in the preliminary phase of the storm on 21-23 June 2015, one of the greatest storms in the 24th solar cycle ($Dst_{min} = -204$ nT). The analyzed storm is characterized by unusually long initial phase, which was preceded by a long interval (about two days) of extremely quiet solar wind with B_z and B_y IMF closed to zero. During the storm initial phase, it was observed near the Earth three shock fronts with the dynamic pressure P_{sw} increased to ~ 12 , 10 and 60 nPa. The first two fronts were caused by an increase of the solar wind density at low speed, and the most powerful third front was caused also an increase of the solar wind velocity. The storm main phase followed after only the third jump of P_{sw} , when the IMF B_z turned south and reached values ~ -37 nT. It is shown that the perturbation scenario in the daytime polar region is determined by the prehistory of conditions in the solar wind, the direction of the IMF and the ratio between values of its component B_z and B_y . Analysis of spectral characteristics of energetic electrons and ions from the DMSP indicated an increase flux of electrons with energies of 0.1-3 keV and protons with energies of 1.0-10 keV after each dynamic impact of the solar wind. Magnetograms of SWARM satellites, obtained after treatment, showed that field-aligned currents (FAC) with a density of ~ 1.5 $\mu A/m^2$ develop in the daytime sector at geomagnetic latitudes $\sim (75-85)^\circ$ after each P_{sw} sharp increase. We believe that the emergence and intensification of these current systems leads to the development of specific polar-latitude negative bay-like magnetic disturbances recorded by ground magnetometers.

Introduction

The work is a continuation of a comprehensive study of one of the most intensive magnetic storms of the 24th solar activity cycle ($SymH \sim -220$ nT), registered on June 22-23, 2015. Earlier [1] the authors considered geomagnetic high-latitude effects at different phases of this storm caused by atypical conditions in near-Earth space. In this work we analyze daytime high-latitude ionosphere-magnetosphere disturbances in the preliminary phase of the storm, connected to the sharp fronts of the solar wind dynamic pressure (P_{sw}). Most of the earlier works focuses on the effects, associated with sharp fronts of P_{sw} , at medium and low latitudes. However, it is known that such jumps of P_{sw} can cause both rapid reorganization of the convection system [2] and the appearance of a new systems of field-aligned currents (FAC) in the daytime sector of high-latitude ionosphere [3]. For our study we used 1-min data on solar wind parameters and simultaneous ground measurements of Scandinavian profile IMAGE and antipodal on LT North-American network of observatories, as well as data on energetic ions and protons fluxes from DMSP satellites over the auroral oval, and measurements of the magnetosphere magnetic field by low-orbit satellites of the SWARM mission, the trajectory of which lies near midday-midnight meridian.

The solar wind parameters and ground-based observations

Fig. 1 shows 1-min variations of the B_y , B_z components of IMF, the density N_p and the velocity V of the solar wind, and the geomagnetic activity index $SymH$ for June 21 - 22, 2015 (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>). It can be seen in Fig. 1 that during the initial phase of the storm, three sharp P_{sw} jumps were recorded, mainly due to sharp increases in

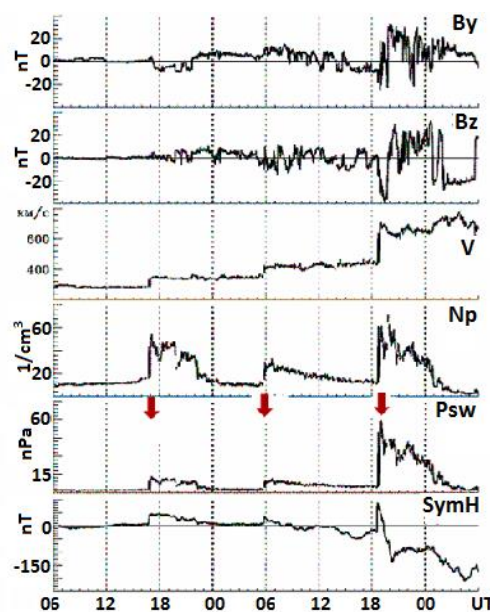


Figure 1. 1-min variations in the solar wind and IMF parameters and the $SymH$ index for June 21-22, 2015.

density (up to 50-60 cm⁻³) at a low solar wind speed (350-400 km/s). Only in the third event the growth of the solar wind speed was recorded from ~400 to ~700 km/s. The nature of variations in the solar wind parameters (long structures with an increased density) indicates that all three P_{sw} jumps were initiated by coronal mass injections (CME). A similar event became possible as a result of a series of flares of the X-ray class "M" on the Sun on June 21, 2015, which threw the CME toward the Earth. The approach to the magnetopause of the first two dynamic impacts, as can be seen from Fig. 1, did not lead to the development of a magnetic storm, but caused the development of high-latitude bays. The main phase of the storm begins only after the approach of the third blow with the rotation of the B_z component of IMF to the south.

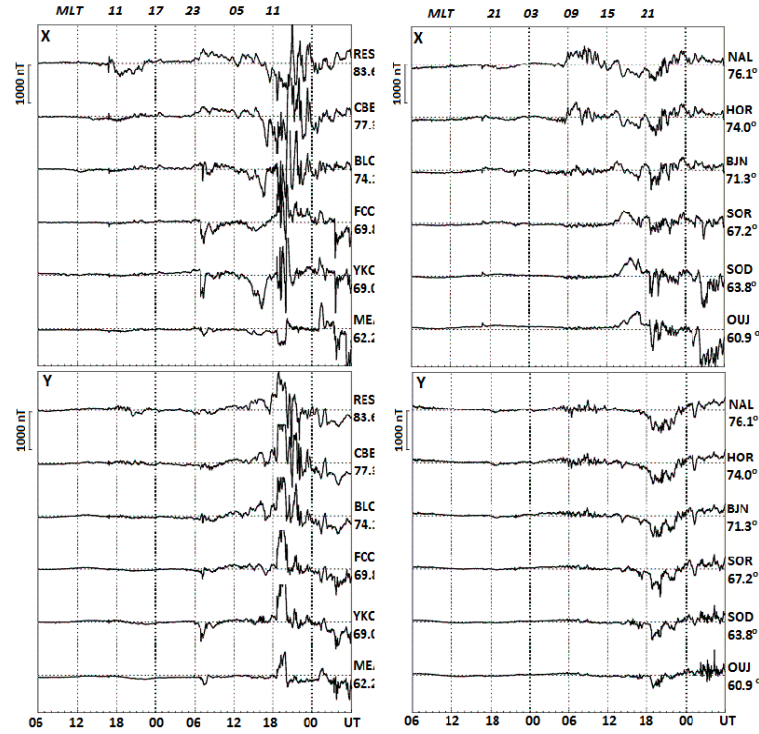


Figure. 2. Magnetograms of the polar observatories on the IMAGE profile and the antipodal on LT North-American sector for June 21 - 22, 2015.

Fig 2. shows variations of X- and Y-component of ground magnetic field, registered by the stations of Scandinavian profile *IMAGE* and antipodal on LT North-American network of observatories for June 21 - 22, 2015. On magnetograms of high-latitude observatories, the first shock front (at 16:45 UT) was observed in the dusk sector as a sharp impulse in the X-component (negative at higher latitudes and positive at lower latitudes). In the near-noon and post-noon sectors a negative magnetic bay started too. The pulse sign reversal at $\Phi \sim (67-71)^\circ$ allows to assume that the boundary of open and closed field lines in the dusk sector was located there. In the daytime sector, at latitudes $> 80^\circ$, insignificant bays developed. The second front (at 05:44 UT on June, 22) was weaker, but occurred with negative B_z IMF, and led to the development of positive polar bay ~ 400 nT in the daytime and night sectors, which change to negative at the auroral stations of the North-American sector. The third, most powerful, jump of P_{sw} (at 18:38 UT on June, 22) occurred at the beginning of the main phase of the storm. It caused very intensive negative X-bays (up to ~ 1500 nT) in both the night and day sector. The top panel of Fig.1 shows the local time on the chains of stations, and to the right of each chart the station abbreviated designation and their geographical latitudes are signed.

Observations on spacecrafts

To trace the dynamics of magnetic disturbances in the ionosphere, we used SWARM A and C satellites data and the auroral oval OVATION model. The SWARM has a circular orbit at an altitude ~ 400 km in the midday-midnight meridional plane with a period of about 1.5 h. To determine the perturbations, the main field IGRF-2015 was subtracted from the measured magnetic field. SWARM A and C satellites orbits are near. Fig. 3 shows examples of the distribution of magnetic perturbation vectors recorded during three flights of SWARM A over the northern polar region on June 21, 2015: before the shock arrival, immediately after it and by two hours after. To the right and left of the vector diagrams, MLT of flight and departure of the satellite is shown. As can be seen from Fig. 3, significant magnetic perturbations appeared in the daytime region of the polar cap ($\Phi > 75^\circ$) immediately after the arrival of the shock. In this case, when the B_y IMF changes from a weak positive to a negative at $\sim 17:30$ UT, magnetic vectors

observed in the near-noon sector of polar latitudes, change sign to the opposite. This indicates a reorganization of FAC systems, associated with them. On the bottom panel of Fig. 3 auroral oval locations at UT=16:00 and UT=16:50 (that is, before and after the first pressure front) from the OVATION model are shown too. Black circles show the positions of observatories of the IMAGE and the North-American chain. The time UT=16:50 corresponds to the time between the first and second spans of the SWARM A on the top panel of Fig. 3. The auroral oval shows a noticeable expansion both towards the high and low latitudes at all MLT sectors.

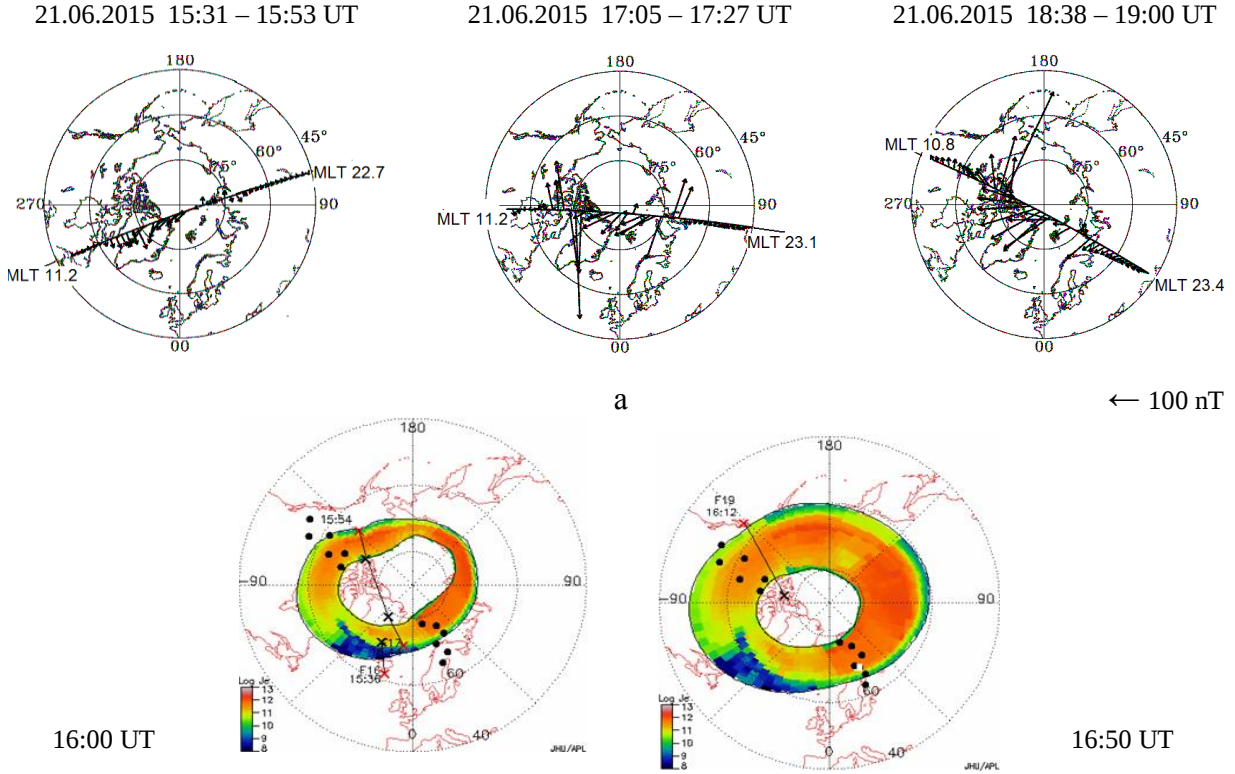


Figure 3. Magnetic field vectors from the SWARM A data (top panel) and positions of the auroral oval from the OVATION model [<http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ovation>] on June 21, 2015.

The size of publication does not allow placing the all available data from satellites spans. Therefore, here we give magnetograms of SWARM A, demonstrating the response to the arrival of the most powerful, the first and third, shock fronts to the Earth. Fig. 4 shows trajectories of SWARM A, C satellites (blue and red lines) on June 21-22, 2015 (top panel); variations of the east-west component dB_y of the geomagnetic field before and after arrivals of shock fronts at 16:45 UT on June 21 and at 18:38 UT on June 22 (middle panel); spectrograms of the DMSP satellites in close time spans (bottom panel). Green line shows trajectories of the DMSP satellites. Since the trajectories of the satellites are presented in geographic coordinates, MLT of an entry and departure of the SWARM is shown on the top panel of Fig. 3. From the measured variations of the magnetic field one can estimate the FAC intensity (in 1D approximation). Estimates give the following values, respectively: $J_{||} \sim 0.3 \mu\text{A}/\text{m}^2$, $J_{||} \sim 1.5 \mu\text{A}/\text{m}^2$ and $J_{||} \sim 2.1 \mu\text{A}/\text{m}^2$. The shown magnetic disturbances are recorded in the near-noon sector of polar latitudes $\Phi > 75^\circ$, corresponding to the location of the NBZ (or zone 3) of field-aligned currents. Their dynamics shows that an intensity of associated FAC increases after an arrival of each impacts. Spectrograms DMSP also show an increase in the flux of electrons with energies of 0.1-3 keV and ions with energies of 1.0-10 keV in the daytime sector of polar latitudes after each shock. Thus, it can be assumed that the intensification of FAC in the near-noon sector leads to the development of specific polar-latitude negative bay-like magnetic disturbances observed on the ground.

Conclusions

It is shown that the development of perturbations in the high-latitude ionosphere in response to the arrival of the shock front of the solar wind dynamic pressure P_{sw} depends on the prehistory in the solar wind conditions. After few days of quiet solar wind, the intensive front did not lead to the development of significant disturbances. However, the like shock front, following after the two previous ones, led to the development of daytime and night substorms as well as to the beginning of the intensive storm.

Magnetic disturbances, obtained after treatment of SWARM satellites data, showed that each of the three P_{sw} jumps led to the development of field-aligned currents with a density of $\sim 1.5 \mu\text{A}/\text{m}^2$ in the near-noon sector at geomagnetic

latitudes $\sim (75-85)^\circ$. We believe that the emergence and intensification of these current systems lead to the occurring of specific polar-latitude bay-like magnetic disturbances recorded in the daytime sector by ground magnetometers.

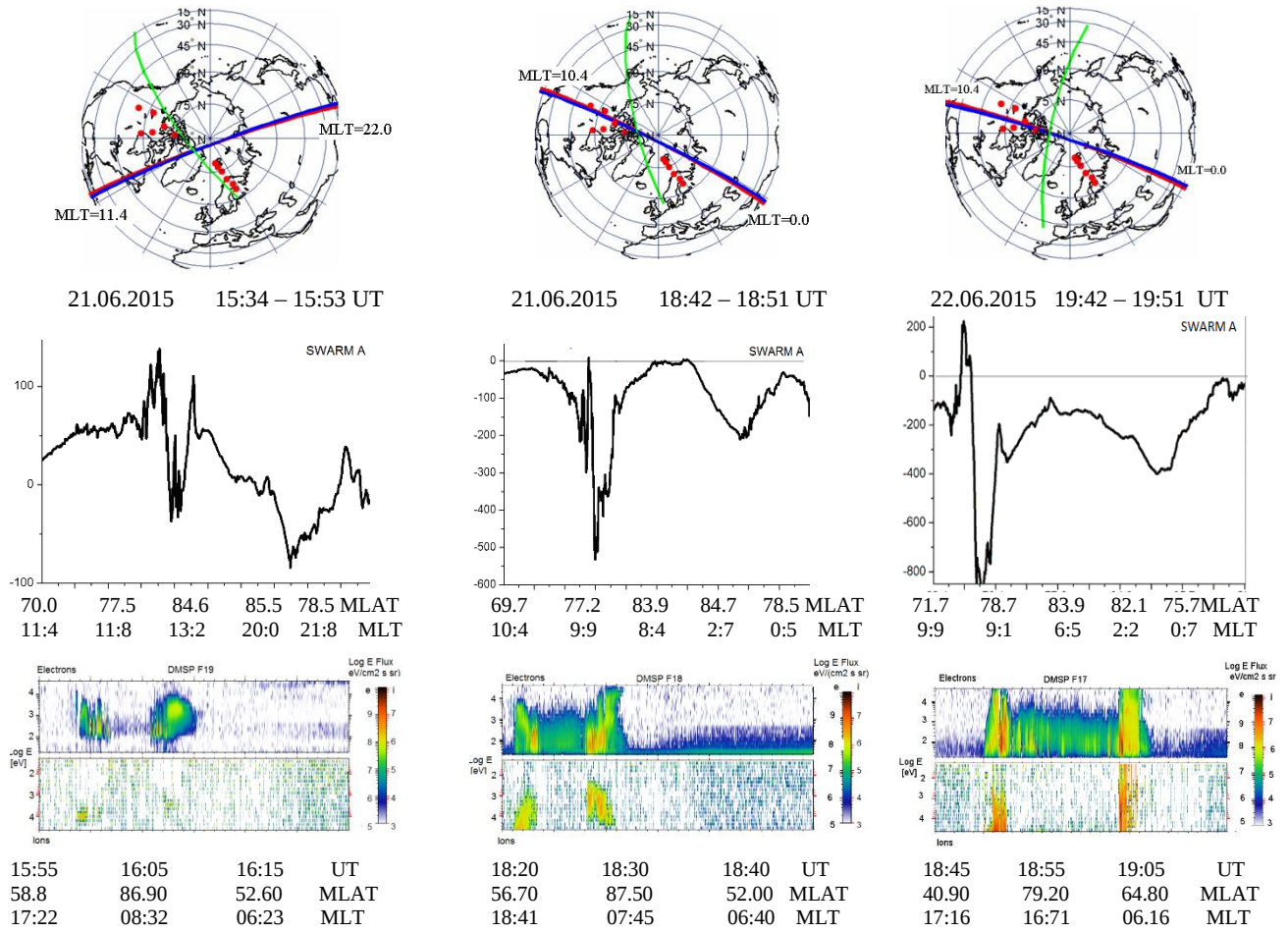


Figure 4. Trajectories of SWARM A, C satellites (blue and red lines) on 21.06.2015 before and after the arrival of the shock fronts (*top panel*) (green line shows the simultaneous spans of DMSP satellites); variations of the east-west component of the magnetic field, measured by the SWARM A (*middle panel*); spectrograms of the DMSP satellites (*bottom panel*).

References

1. Gromova L.I., Kleimenova N.G., Levitin A.E., Gromov S.V., Dremukhina L.A., Zelinskii N.R. Daytime geomagnetic disturbances at high latitudes during a strong magnetic storm of June 21–23, 2015: The storm initial phase. *Geomag. Aeron. (Engl. Transl.)*, v. 56, N 3, p. 281-292, 2016. DOI: 10.1134/S0016793216030051
2. Lukianova R. Effect of abrupt changes in the solar wind dynamic pressure on the polar cap convection. *Geomag. Aeron. (Engl. Transl.)*, v. 44, N 6, p. 691-702, 2004.
3. Belenkaya E.S. Transition current systems in the Earth's and Saturn's magnetospheres. *Geomag. Aeron. (Engl. Transl.)*, v. 46, N 5, p. 570-579, 2006.

EFFECT OF THE IMF B_y ON DAYSIDE POLAR GEOMAGNETIC DISTURBANCES: CASE STUDY

L.I. Gromova, S.V. Gromov

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

Abstract. We present a study of magnetic bay-like disturbances occurred in the dayside sector of the polar geomagnetic latitudes on Jun 23, 2015 and on May 24, 2000 under similar IMF and the solar wind conditions. These dayside bays developed during untypical long-duration interval of the strong negative IMF B_z under invariable the solar wind velocity and low the solar wind dynamic pressure. On June 23, 2015 the long-duration dayside negative magnetic bay (~ -350 nT) was recorded at the high-latitude IMAGE stations while the IMF B_z was more intensive than the IMF B_y (the ratio of the $|B_z|/|B_y| \approx 3$). On May 24, 2000 the sequence of positive and negative bays occurred in the dayside sector of the polar latitudes ($\Phi > 70^\circ$) under the positive or negative IMF B_y respectively, and the ratio of the $|B_z|/|B_y|$ varied from 0.3 to 0.9. It is shown that examined dayside polar geomagnetic disturbances should be preceded by different high latitude current systems controlled by IMF B_y . We suppose the IMF B_y effect on dayside polar geomagnetic disturbances substantially depends on the IMF $|B_z|/|B_y|$ ratio.

Introduction

It is well known, under a positive B_z component of the Interplanetary Magnetic field (IMF) there is no new energy input into the magnetosphere. But dayside polar bay-like magnetic disturbances could be occur associating with the high-latitude ionospheric electric currents [e.g., Iwasaki, 1971; Friis-Christensen and Wilhjelm, 1975; Feldstein et al., 2006]. The role of the ratio of IMF B_z and B_y components controlling the development of the high latitude geomagnetic disturbances has been described previously but mainly under a dominant IMF B_y component [e.g. Friis-Christensen et al, 1985; Vennerstrom et al., 2002].

The aim of our study is to show the role of the ratio of IMF B_z and B_y components in the dayside magnetic bay-like disturbances occurrence. Here we studied two events of magnetic bay-like disturbances occurred in the dayside sector of the polar geomagnetic latitudes on Jun 23, 2015 and on May 24, 2000 under similar IMF and the solar wind conditions.

Data

Our study is based on the OMNI data [<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>], on the ground-based Scandinavian magnetometer data (IMAGE profile) [<http://space.fmi.fi/MIRACLE>], observations by the DMSP [<http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/spectrogram>] and IMAGE [<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/eval1>] low orbiting satellites, the OVATION model of the auroral oval location [<http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ovation>], and the AMPERE data, based on the magnetic measurements on 66 low-altitude globally distributed Iridium communication satellites [<http://ampere.jhuapl.edu/products/plots>].

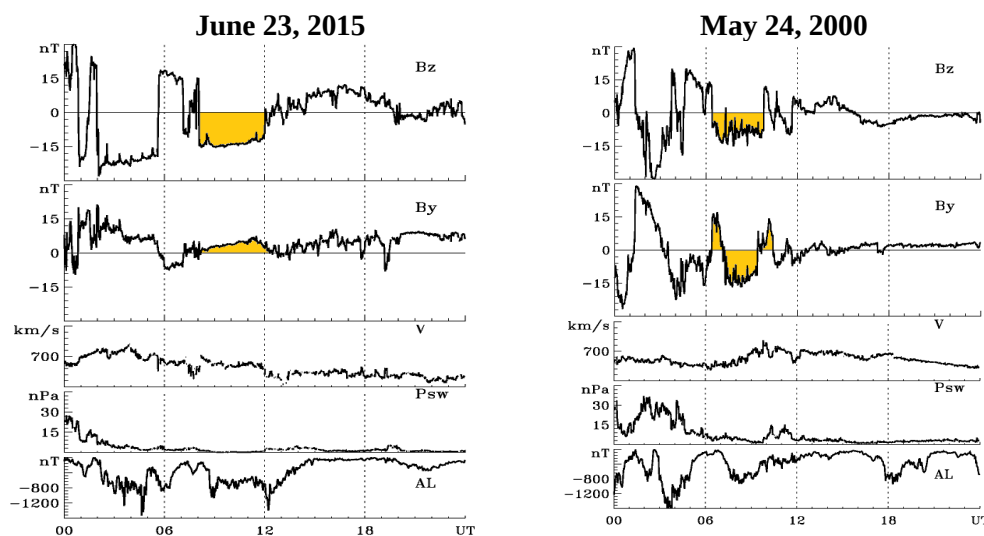


Figure 1. The IMF B_z and B_y , solar wind velocity V and dynamic pressure P_{sw} , and the AL -index.

Observations

The space weather conditions during these two events are presented in Fig. 1.

The dayside bays on June 23, 2015 and May 24, 2000 developed during long-duration untypical for recovery phase intervals of the strong negative (-15 nT) IMF B_z under non-variable solar wind velocity (~ 600 - 700 km/s) and low dynamic pressure. The IMF B_y was weakly positive during whole examined interval of June 23, 2015 (Fig. 1, left), but on May 24, 2000, the IMF B_y sharply changed from positive to strong negative (-18 nT), remained negative during two hours and then returned to positive again (Fig. 1, right).

In the both examined events, the high latitude geomagnetic disturbances in the nightside sector of the auroral zone was similar, AL -index changed weakly near -1000 nT.

Fig. 2 demonstrates the IMF B_z and B_y components and IMAGE difference magnetograms of X component of the geomagnetic field for June 23, 2015 (left). and May, 23, 2000 (right). They represent the geomagnetic variations compared to the most magneto-quiet 2009 level [Levitin *et al.*, 2014]. The considered dayside magnetic bays marked by yellow. The auroral oval position according to the OVATION model for the first event and the electron image from the IMAGE satellite for the second one are shown in Fig. 2 as well.

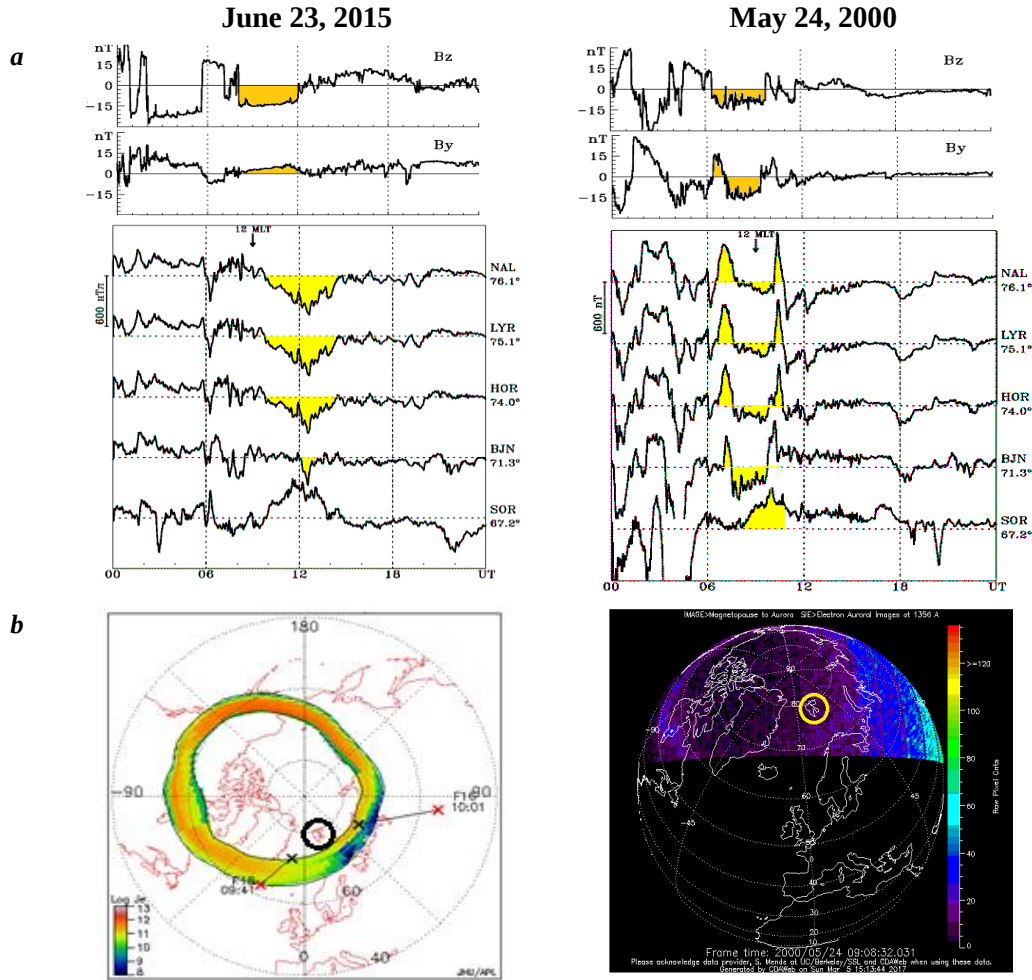


Figure 2. a) IMF B_z and B_y components and IMAGE difference magnetograms for June 23, 2015(*left*) and May 24, 2000 (*right*). Examined dayside magnetic bays are marked by yellow; **b) Left:** the auroral oval position according to the OVATION model. *Right:* the electron image from the IMAGE satellite. Yellow/black circle marks the location of the high latitude IMAGE stations.

On June 23, 2015 (Fig. 2, left), the long-duration dayside negative magnetic bay (-350 nT) was recorded at the high-latitude IMAGE stations (NAL – SOR) while the IMF B_z was more intensive than the IMF B_y . The ratio of the $|B_z|/|B_y| \approx 3$. On May 24, 2000 (Fig. 2, right), the sequence of positive and negative bays occurred in the dayside sector of the polar latitudes ($\Phi > 70^\circ$) under the positive or negative IMF B_y respectively. The ratio of the $|B_z|/|B_y|$ varied from 0.3 to 0.9.

Discussion

Fig. 3 demonstrates IMF B_z and B_y components, the horizontal vectors of the geomagnetic field and the AMPERE data for the event of June 23, 2015. The horizontal vectors of the geomagnetic field presented in Fig. 3 (and below in Fig. 4) were constructed on the base of difference magnetograms (see Fig. 2). The AMPERE data shows reduced magnetic field residual data showing the horizontal plane vector data of magnetic perturbation and the radial current density.

The ground magnetic vectors demonstrate the counter-clockwise magnetic vortex above high-latitude IMAGE stations (Fig. 3a). This vortex could be regarded as a proxy of an intensification of upward field-aligned currents. The AMPERE model demonstrates very intensive upward $FACs$ (Fig. 3b) expanded poleward. We suppose due to the southern IMF B_z was more intensive than IMF B_y , the intensification of the $FACs$ of region 1 in the polar latitudes produced by the ionospheric current system controlled by B_z see Fig. 2a). These currents (named $DP2$ current system) increase under IMF $B_y > 0$ in the postnoon sector of the Northern hemisphere [Troshichev *et al.*, 1982]. Thus the intensification of $FACs$ of the Region 1 [Iijima and Potemra, 1976] could be a source of a high-latitude bay-like magnetic disturbances, such as the examined dayside negative magnetic bay shown in Fig. 1a.

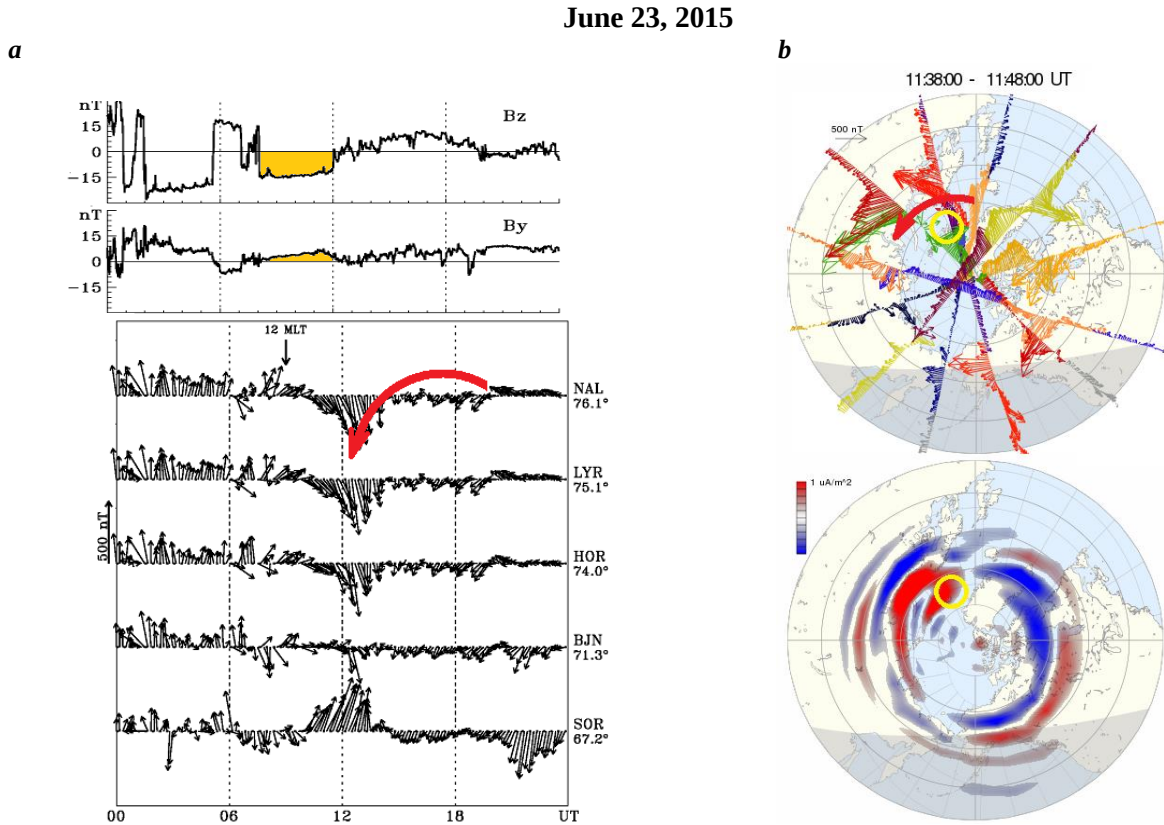
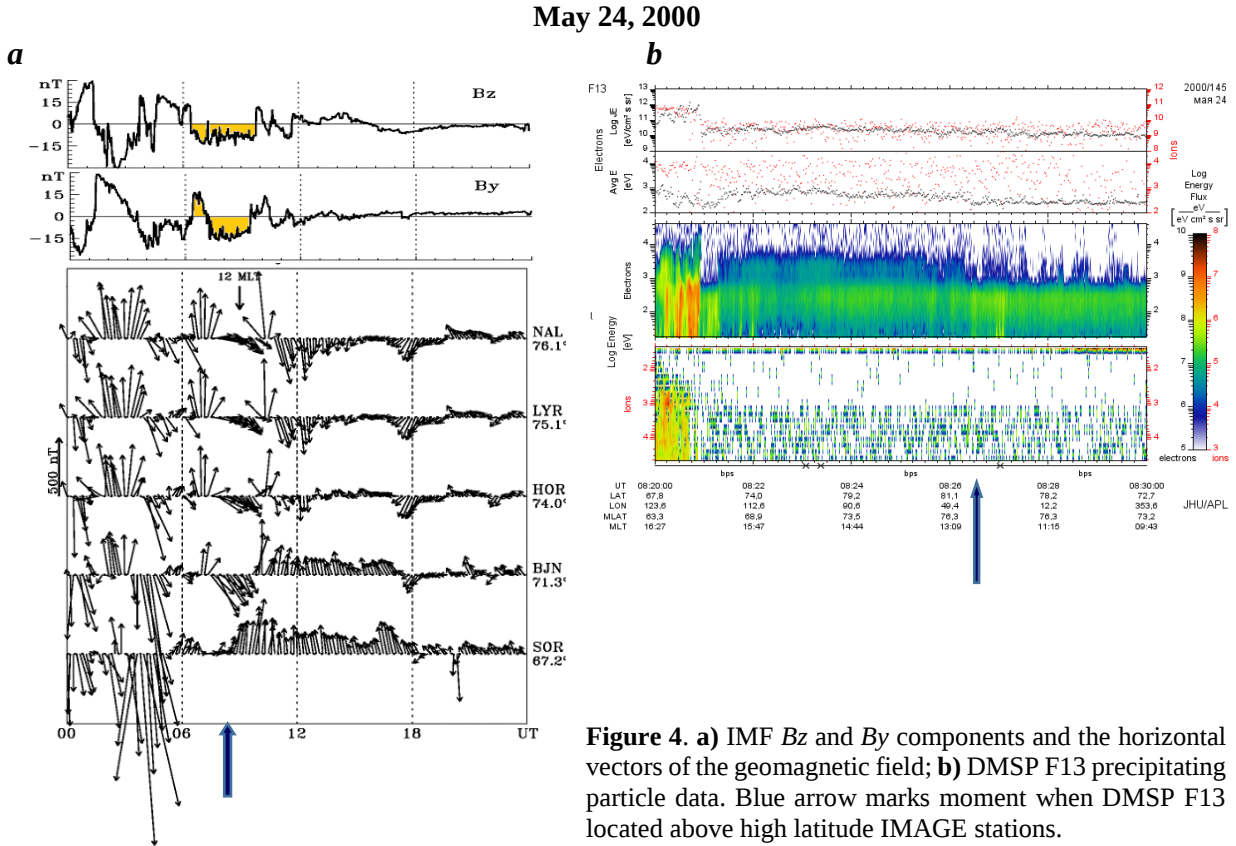


Figure 3. a) IMF B_z and B_y components and the horizontal vectors of the geomagnetic field; **b)** The AMPERE data: reduced magnetic field residual data showing the horizontal plane vector data of magnetic perturbation (upper); the radial current density (bottom). Upward currents are shown in red and downward currents in blue, yellow circle shows the position of the high latitude IMAGE stations.

Fig. 4 presents the ground magnetic vectors and DMSP F13 precipitating particle data for the events of May 24, 2000. The ground magnetic vectors don't demonstrate any pronounced magnetic vortex above high-latitude IMAGE stations (Fig. 4a). It is apparent from the DMSP F13 spectrograms of the precipitating particles that there was no particle (ions and electrons) enhancement in the same area as the examined dayside polar magnetic bays were observed (Fig. 4b). We suppose that $FACs$ are weak and do not provide increasing of the geomagnetic activity in the high-latitudes. When the IMF B_y predominates over the IMF B_z , the high-latitude DPY current system controlled by the IMF B_y sign intensified, penetrating deep into the polar cap [Vennerstrom *et al.*, 2002] and produced sequence of dayside polar magnetic bays. On May 24, 2000 (Fig. 2b) the sequence of positive and negative bays occurred under the positive or negative IMF B_y be probably caused by the eastward or westward polar electrojets respectively [Feldstein *et al.*, 2006]. We suppose that due to the IMF B_y was more intensive than IMF B_z , DPY current system controlled by the IMF B_y sign (eastward and westward electrojets) produced such sequence of dayside polar magnetic bays.

Summary

If the IMF B_z is more intensive than the IMF B_y , DP2 current system predominates over other dayside current systems and produces magnetic dayside magnetic bays.



When the IMF B_y predominates over the IMF B_z , the high latitude DPY current system controlled by the IMF B_y sign intensified, penetrating deep into the polar cap [Vennerstrom *et al.*, 2002] and produced sequence of dayside polar magnetic bays.

We suppose that the IMF B_y effect on dayside polar geomagnetic disturbances substantially depends on the IMF $|B_z|/|B_y|$ ratio.

References

- Feldstein, Y.I. (1976), Magnetic field variations in the polar region during magnetically quiet periods and interplanetary magnetic fields, *Space Sci. Rev.*, 18, no. 5/6, 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. Wilhelm (1975), Polar cap currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane. *J. Geophys. Res.*, 80(10), 1248 – 1256.
- Friis-Christensen, E., Y. Kamide, A.D. Richmond, and S. Matsushita (1985), Interplanetary magnetic field control of high-latitude electric fields and currents determined from Greenland magnetometer data. *J. Geophys. Res.*, 90(A2), 1325 – 1338.
- Iwasaki, N. (1971), Localized abnormal geomagnetic disturbance near the geomagnetic pole and simultaneous ionospheric variation, *Rep. Ionos. Space Res. Japan.*, 25, 163-286.
- Iijima, T., and T. A. Potemra (1976), Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, 81(34), 5971–5979.
- Levitin, A.E., Gromova, L.I., Gromov, S.V., and Dremukhina, L.A. (2014), Quantitative estimation of local geomagnetic activity relative to the level of the magnetically quiet period in 2009, *Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.)*, 54(3), 292–299.
- Troshichev, O.A., Gizler V.A., Shirochikov A.V. (1982), Field-aligned currents and magnetic disturbances in the dayside polar region, *Planet. Space Sci.* V. 30. P. 1033-1042.
- Vennerstrom, S., T. Moretto, N. Olsen, Friis-Christensen E., Stampe E., and Watermann J. (2002), Field-aligned currents in the dayside cusp and polar cap region during northward IMF, *J. Geophys. Res.*, 107(A8), 1188-1193.

DAYSIDE POLAR SUBSTORM BEHAVIOR: CASE STUDY

N.G. Kleimenova^{1,2}, L.I. Gromova³, S.V. Gromov³, L.A. Dremukhina³, L.M. Malysheva¹, N.E. Vasilieva¹

¹*Schmidt Institute of Physics of the Earth (IFZ RAN), Moscow*

²*Space Research Institute, Moscow, Russia*

³*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio wave Propagation, (IZMIRAN), Troitsk, Moscow*

Abstract. In our previous studies we have identified the specific polar-latitude ($>70^\circ$) negative bay-like magnetic disturbances which are observed near the local noon under the northward IMF B_z . These disturbances occur on the contracted auroral oval similarly to the evening polar substorm. According to that, we call them “*dayside polar substorms*” and consider the polar-latitude NBZ field-aligned currents (FACs) as their plausible source. To confirm this hypothesis, we continued comprehensive detailed studies the dayside negative polar magnetic bays and present here the results of such analysis of the data collected from the IMAGE magnetometer chain including the Svalbard during the initial phase of the magnetic storm on January 22, 2012. The discussed daytime substorm (09-11 UT) was observed under the northward IMF B_z and very strong negative IMF B_y (about -30 nT) with the ratio of $|B_y|/|B_z| \sim 3$. In the considered time interval, there were no magnetic disturbances in the night side of the Earth as well as at the auroral latitudes ($AL\text{-index} < 150$ nT). The SUPERDARN radar data showed the significant change in the high-latitude ionosphere convection. Before and after the discussed dayside substorm, there was two-vortex convection distribution. When the IMF B_z became large positive, and the IMF B_y became large negative, the convection vortices weakened. However, some small additional vortices appeared near noon which could be interpreted as the NBZ type of FAC occurrence. The AMPERE data, based on the magnetic measurements on 66 globally distributed low-altitude satellites, demonstrated the counter-clockwise magnetic vortex above Svalbard stations and very intensive upward FACs which were surrounded by two layers of the downward currents, located to the north and south. These FACs could provide the necessary energy for the dayside polar magnetic bay generation. But, the source of these FACs is still unknown.

Introduction

In our previous papers [Kleimenova *et al.*, 2015; Levitin *et al.*, 2015; Gromova *et al.*, 2016] we have identified the specific polar-latitude ($>70^\circ$) negative bay-like magnetic disturbances which are observed near the local magnetic noon under the northward IMF B_z . Similar disturbances have been previously reported by [Iwasaki, 1971; Friis-Christensen and Wilhjelm, 1975; Feldstein, 1976]. The bay sign was mainly controlled by IMF B_y and was termed by [Friis-Christensen and Wilhjelm, 1975] as DPY currents. These magnetic disturbances occur on the contracted auroral oval as well as the evening “polar substorms” discussed in [Kleimenova *et al.*, 2012]. Due to that we call these daytime polar disturbances “dayside polar substorms”. An example of such very strong substorm with the amplitude in order of 1000 nT is shown in Fig. 1.

The aim of this study is comprehensive analysis of the dayside negative polar magnetic bay observed during the initial phase of the moderate magnetic storm on January 22, 2012.

Data and observations

Ground-based data. Our analysis was based on the 10 s sampled Scandinavian magnetometer chain (IMAGE) data. The moderate “dayside polar substorm” was observed on January 22, 2012 at 09-11 UT (12-14 MLT) under the northward IMF B_z (+10 nT) and very strong negative IMF B_y (-30 nT) with the ratio of $|B_y|/|B_z| \sim 3$ (Fig. 2). The solar wind speed was ~ 500 km/s, however, the solar wind dynamic pressure before this substorm, i.e. during the initial phase of the magnetic storm, was very strong (>20 nPa) as it was discussed in [Rout *et al.*, 2016]. There were no significant geomagnetic disturbances in the night side of the auroral zone ($AL\text{-index} < -150$ nT, Fig. 2).

The AMPERE data. The AMPERE (Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment, the website <http://ampere.jhuapl.edu>) facility consists of 66 Iridium commercial satellites at 780 km altitude with the polar circular orbits distributed over six orbital planes to provide global satellite data. Each satellite carries an engineering magnetometer. The spherical harmonic fitting technique is applied [Anderson *et al.*, 2000] to estimate the global distribution of radial currents which in the polar regions correspond to the Birkeland currents or field-aligned currents (FACs) commonly associated with the region 1 ($R1$) and region 2 ($R2$) current system [Iijima and Potemra, 1976].

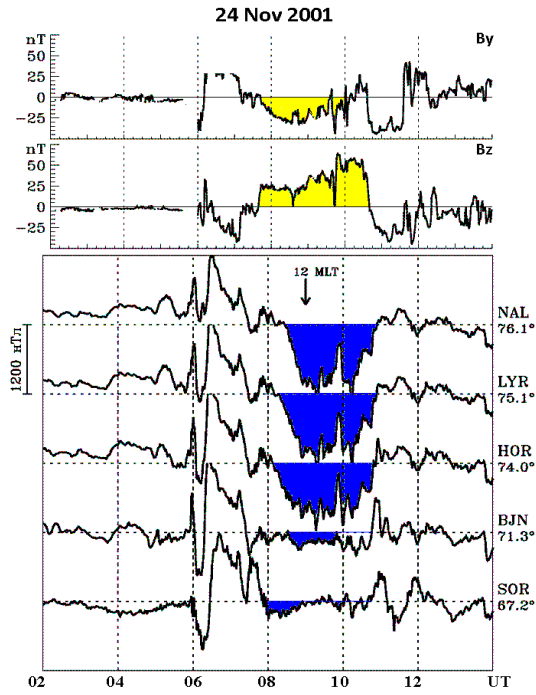


Figure 1. An example of the dayside polar substorm observed on November 24, 2001. The upper panel demonstrates the IMF conditions: strong negative IMF B_y (-25 nT) and positive IMF B_z (+50 nT) values. The bottom panel shows the magnetograms from high-latitude IMAGE stations. Strong daytime negative bay-like magnetic disturbances (“dayside polar substorms”) are seen at three stations (NAL, LYR, HOR) at geomagnetic latitudes $> 70^\circ$.

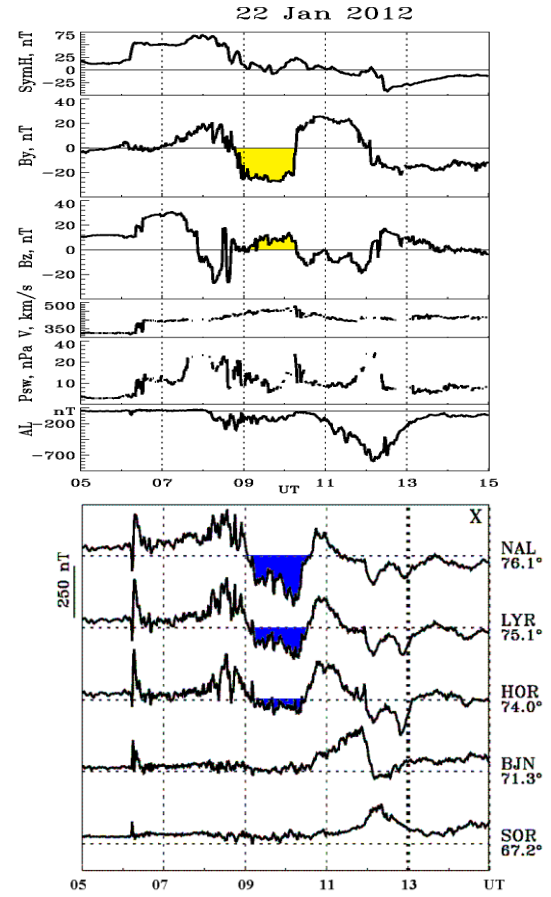


Figure 2. IMF data and IMAGE magnetometer data.

The AMPERE data during the considered dayside polar substorm is presented in Fig. 3. It is seen the magnetic vortex above Svalbard stations (marked by the green ellipse) and intense upward FACs which were surrounded by two sheets of the downward currents, located to the north and south.

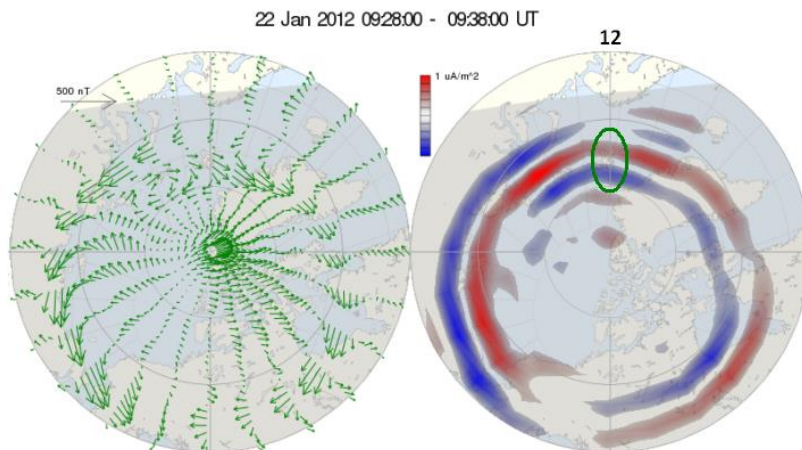


Figure 3. AMPERE data (*left panel*) shows the magnetic disturbances, and *right one* – FAC distribution.

The SUPERDARN radar data. Fig. 4 shows three high-latitude ionospheric convection maps generated by the Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) HF radar network corresponding to the representative intervals of 08.40–08.42 UT, 09.30–09.32 UT, and 10.40–10.42 UT, i.e. before, during and after the considered dayside substorm. It is

seen the significant change in the high-latitude ionosphere convection structure. Before and after the discussed dayside substorm, there was the two-vortex convection distribution. When the IMF B_z became large positive, and the IMF B_y became large negative, the convection vortices weakened. However, some small additional vortices appeared near noon and demonstrated a complicated spatial structure of the correspondent field aligned currents (FACs) enhancements.

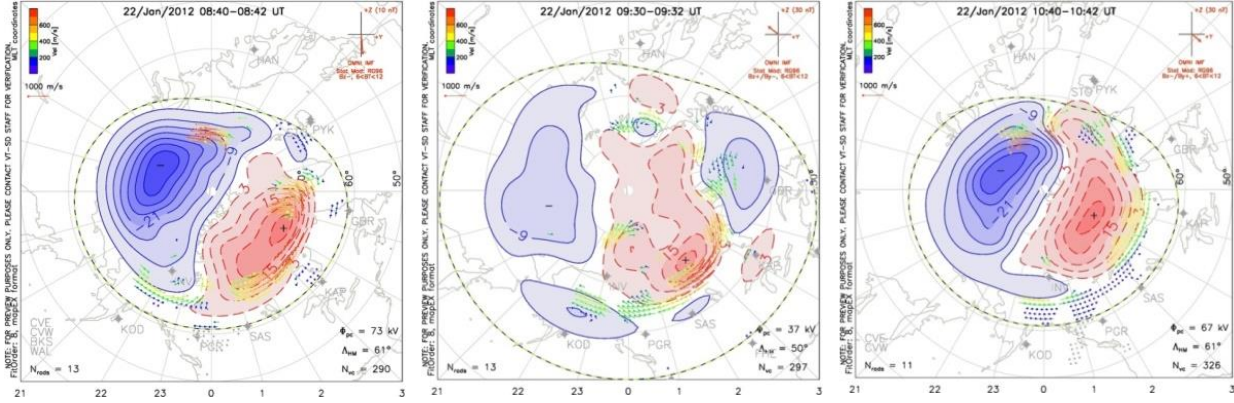


Figure 4. SUPERDARN radar data (before, during and after the “dayside polar substorm”).

The auroral oval location according to the OVATION model [<http://www.jhuapl.edu/Aurora/ovation>] is presented in Fig. 5. This map shows that the high-latitude IMAGE station at Svalbard (NAL and LYR) which recorded the strongest amplitude of the “dayside polar substorm” (Fig. 2) were located in vicinity of the poleward boundary of the auroral oval.

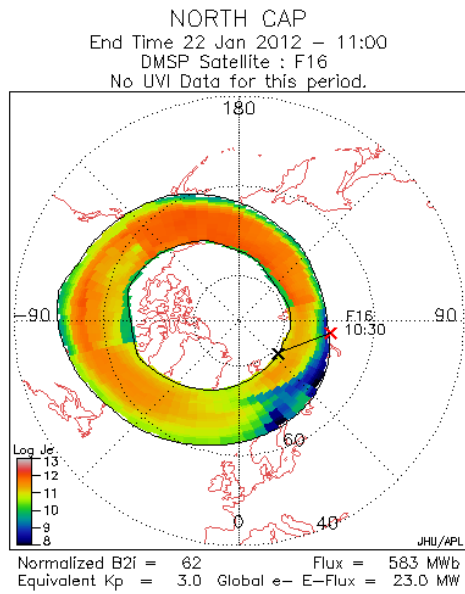


Figure 5. The auroral oval location according to the OVATION model.

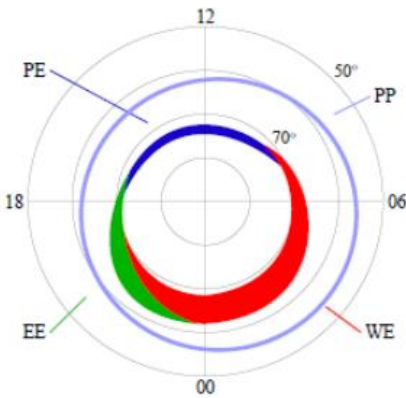


Figure 6. Schema of the electrojets space-time distribution during a substorm with $AL \sim -800$ nT (after Feldstein et al., 2006).

Discussion

We suppose that the source of the considered “dayside polar substorm” recorded during the initial phase of the magnetic storm on January 2012 could be the intensification of high-latitude field aligned currents (FACs) which were seen in the AMPERE and SUPERDARN data. These FACs could be interpreted as the polar-latitude NBZ current system developing [Iijima et al., 1984]. However, we have to note the NBZ system has been mapped into the polar cap, but the considered daytime magnetic bay was observed near the poleward boundary of aurora oval, probably, inside the closed magnetosphere.

The intensification of FACs of the magnetospheric Region 1 (*R1*) [Iijima and Potemra, 1976] could be another plausible source of a dayside polar substorm. Such currents have been mapped into the closed magnetosphere in the morning and into the LLBL area near noon [Wing S. et al., 2010].

Note, Feldstein et al. [2006] showed that the daytime polar electrojet (*PE*) can be interpreted as ionospheric currents linking the westward (*WE*) and eastward (*EE*) current systems (see Fig. 6). Really, sometimes during daytime polar substorms, there were small magnetic disturbances in the morning sector and in the evening one as it is seen in Fig. 3.

Summary

The turn of the IMF *Bz* to the positive values under strong solar wind dynamic pressure can provide the conditions for developing a specific dayside high-latitude bay-like magnetic disturbances which we call “*dayside polar substorms*”. This substorm is developed in the vicinity of the poleward boundary of aurora oval, probably, inside the closed magnetosphere.

The daytime polar substorms are accompanied by the high-latitude field aligned currents enhancement and the change of the high-latitude ionospheric convection distribution. However, a source of these FACs is still unknown.

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

References

- Anderson B.J., Takahashi K., and Toth B.A., Sensing global Birkeland currents with Iridium engineering magnetometer data, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 4045–4048, doi:10.1029/2000GL000094, 2000.
- Friis-Christensen E., and Wilhelm J. Polar cap currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane, *J. Geophys. Res.*, 80 (10), 1248–1260, 1975.
- Feldstein Y.I. Magnetic field variation in near-pole region during magnetically quiet periods and interplanetary magnetic fields, *Space Sci. Rev.*, 18, 777–861, 1976.
- Feldstein Y.I., Popov V.A., Cumnack J.A., Prigancova A., Blomberg L.G., Kozyra J.U., Tsurutani B.T., Gromova L.I., and Levitin A.E. Auroral electrojets and boundaries of plasma domains in the magnetosphere during magnetically disturbed intervals, *Ann. Geophys.*, 24, 2243–2276, 2006.
- Gromova L.I., Kleimenova N.G., Levitin A.E., Gromov S.V., Dremukhina L.A., and Zelinskii N.R. Daytime geomagnetic disturbances at high latitudes during a strong magnetic storm of June 21–23, 2015, *Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.)*, 56 (3), 281–292, 2016.
- Iijima T., and T. A. Potemra, Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, 81(34), 5971–5979, 1976.
- Iijima T., Potemra T.A., Zanetti L.J., and Bythrow P.F., Large scale Birkeland currents in the dayside polar region during strongly northward IMF: A new Birkeland current system, *J. Geophys. Res.*, 89 (A9), 7441, doi:10.1029/JA089iA09p07441, 1984.
- Iwasaki N., Localized abnormal geomagnetic disturbance near the geomagnetic pole and simultaneous ionospheric variation, *Rep. Ionos. Space Res. Japan.*, 25, 163–186, 1971.
- Kleimenova N.G., Antonova E.E., Kozyreva O.V., Malysheva L.M., Kornilova T.A., and Kornilov I.A. Wave structure of magnetic substorms at high latitudes. *Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.)*, 52, 746–754, 2012.
- Kleimenova N.G., Gromova L.I., Dremukhina L.A., Levitin A.E., Zelinskii N.R., and Gromov S.V. High latitude geomagnetic effects of the main phase of the geomagnetic storm of November 24, 2001 with the northern direction of IMF, *Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.)*, 55, (2), 174–184, 2015.
- Levitin A.E., Kleimenova N.G., Gromova L.I., Antonova E.E., Dremukhina L.A., Zelinsky N.R., Gromov S.V., and Malysheva L.M. 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, 2015.
- Rout D., Chakrabarty D., Sekar R., Reeves G.D., Ruohoniemi J.M., Pant T.K., Veenadhari B., and Shiokawa K. An evidence for prompt electric field disturbance driven by changes in the solar wind density under northward IMF *Bz* condition, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 4800–4810, doi:10.1002/2016JA022475, 2016.
- Wing, S., S. Ohtani, P. T. Newell, T. Higuchi, G. Ueno, and J. M. Weygand Dayside field- aligned current source regions, *J. Geophys. Res.*, 115, A12215, doi:10.1029/2010JA015837, 2010.

ON THE OCCURRENCE OF PERIODIC AURORAL ARC RESTRUCTURING BEFORE SUBSTORM ONSET

T.A. Kornilova, I.V. Golovchanskaya

Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

Abstract. We show that periodic arc restructuring manifesting as repetitive poleward excursions of auroral arcs 3-15 min before T_0 is typically observed at the location of subsequent substorm onset by the precise optical data of Lovozero, Loparskaya, Tumanny and Gillam. This feature can be explained by an apparent latitudinal motion of the phase of oscillations inside Alfvénic field-lined resonance layer (FLR) conjugate to the onset arc. However, to claim that the occurrence of the FLR is the necessary condition of substorm initiation, one should explain the lack of such restructuring in other events. Here, by investigating statistically the presence or absence of arc restructuring depending on substorm intensity characterized by the value of magnetic bay, as well as on the amplitude of the associated Alfvénic (flapping) fluctuations in the boundary plasma sheet, we test the possibility that for weak events the field-aligned currents inside the corresponding Alfvén resonance layer may be not sufficient to produce the optical effect under study.

A transition to substorm explosive phase is a longstanding complicated problem. Among numerous scenarios of this phenomenon, there is one in which the preonset arc is associated with the Alfvén resonance [Southwood, 1974; Chen and Hasegawa, 1974; Samson, 1992; Rae et al., 2014] that occurs at the location of subsequent substorm onset. In our view, within this scenario the main optical signatures of substorm initiation can be reasonably explained. Among these features there are (i) narrowing and brightening of the preonset arc as a manifestation of resonance narrowing and resonant Alfvénic (flapping) oscillations growing in time [Greenwald and Walker, 1980]; (ii) periodic auroral arc restructuring 3-15 min before T_0 (the periods are 1-3 min) as a manifestation of apparent phase propagation within the Alfvén field-line resonance layer (FLR) [Wright et al., 1999]; (iii) the appearance of the fine structure in the preonset arc (auroral breakup onset) as a manifestation of resonance transfer to the nonlinear stage [Rankin et al., 1995]. Whatever is the mechanism of further substorm development [e.g., Lui and Murphree, 1998], the ultimate cause of cross-tail current diversion to the ionosphere in the suggested scenario are resonant oscillations that grow in time, reach large amplitudes and spoil the cross-tail conductance in the magnetospheric current sheet along the onset arc.

In this study we investigate the above point (ii) in more detail in order to clear up if the occurrence of Alfvén resonance is the necessary condition of subsequent explosion onset. For this purpose, we compare substorm events with and without optical signatures of apparent phase propagation within the resonance layer before T_0 .

A representative event, where periodic auroral restructuring is clearly seen ~ 3 min before T_0 by filtered optical observations in LOZ, is shown in Fig. 1. The time T_0 is identified as the beginning of full-scale auroral poleward expansion.

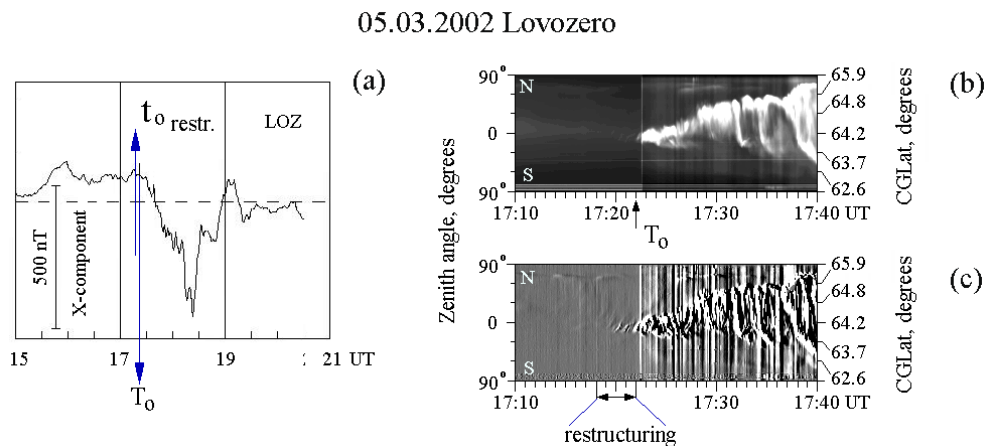


Figure 1. Magnetic X-component (a) from LOZ (LOZ, 64.2° , 114.4° CGM coordinates, MLT = UT + 2.6 h), original (b) and filtered (c) N-S keograms constructed by all-sky auroral observations at LOZ station for the event of 5 March, 2002; $t_{0 \text{ restr.}}$ and T_0 signify the moments of the restructuring and magnetic bay onset, respectively.

An event where periodic auroral restructuring before T_0 is not observed by optical data is illustrated in Fig. 2. Our working hypothesis was that an apparent latitudinal motion of the phase of oscillations *always* occurs inside Alfvén field-lined resonance layer. However, in the case of weak events the associated field-aligned currents may be not sufficient to produce the optical effect of periodic auroral restructuring before T_0 .

30.12.2002 Tumanny

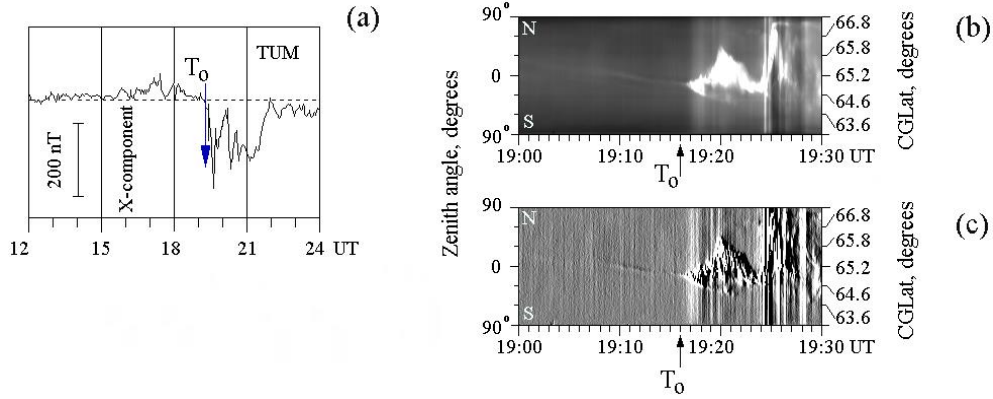


Figure 2. The same set of data as in Fig. 1 but for substorm on 30 December 2002, as observed at Tumanny station (TUM, 65.2°, 115.9° CGM coordinates).

First, as a characteristic of the ‘strength’ of event, we used the value of magnetic bay observed after T_0 by the ground-based magnetometers, meaning that fluctuations inside a ‘strong’ Alfvén resonance must spoil the conductance in the magnetospheric current sheet more readily and thus divert more of the cross-tail current into the ionosphere. While, indeed, the average value of magnetic bay (~ 230 nT) for 13 substorms, where there were periodic auroral restructuring before T_0 , appeared to be somewhat larger than that (~ 186 nT) for 6 substorms lacking the auroral restructuring before T_0 , the discrepancy was not so large.

Then, a more precise analysis has been performed consisting in a direct comparison of the amplitude of Alfvénic (flapping) fluctuations in the boundary plasma sheet before T_0 (those presumably connected to the FLR) by in situ spacecraft measurements with the presence or absence of conjugate auroral restructuring in the ionosphere.

In the event of 05 March 2008 shown in Fig. 3, the auroral restructuring before T_0 took place (Fig. 3b) and was associated with fluctuations in the boundary plasma sheet observed by THEMIS P3 (THD) spacecraft (Fig. 3c). The amplitude of fluctuations in the magnetic Bx component was as high as 7-10 nT. The Alfvénic (flapping) nature of those fluctuations was previously demonstrated by Kornilov *et al.* [2015]. Note that the period of auroral restructuring (~ 2 -3 min) in the ionosphere (Fig. 3b) is close to the period of the field oscillations in the plasma sheet (~ 2 min at 05:57-06:04 UT, Fig. 3c).

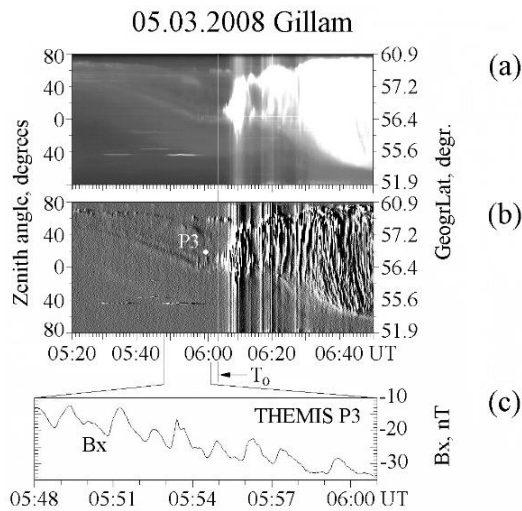


Figure 3. Original (a) and filtered (b) N-S keograms constructed by all-sky auroral observations at Gillam station (GILL, 66.18°, 332.78° GM coordinates) for the event of 5 March, 2008 and (c) conjugate magnetic field Bx-component measured by THEMIS P3 probe in the boundary plasma sheet. In Fig. 3b the P3 footprint at 110 km altitude obtained by T96 model and designed to the central meridian of the GILL camera field of view is indicated by circle.

We note that the fluctuations in the Bx component measured by THEMIS P3 probes (Fig. 3c) are connected with the vertical (flapping) motions of the boundary plasma sheet due to gradient in the Bx component directed from the equatorial plasma sheet to the lobe inside the FLR layer. In the case of the presence of auroral restructuring before T_0 (Fig. 3b) there were significant magnetic oscillations in the plasma sheet (7-10 nT in the Bx component).

On the contrary, in the substorm event on 15 March 2009, where no auroral restructuring before T_0 was indicated by optical observations (Fig. 4b), there were no pronounced oscillations in the plasma sheet, as suggested by conjugate in situ observations of THEMIS P2 (THC) probe (Fig. 4c). Thus the amplitude of associated Bx-oscillations did not exceed 2 nT (Fig. 4c).

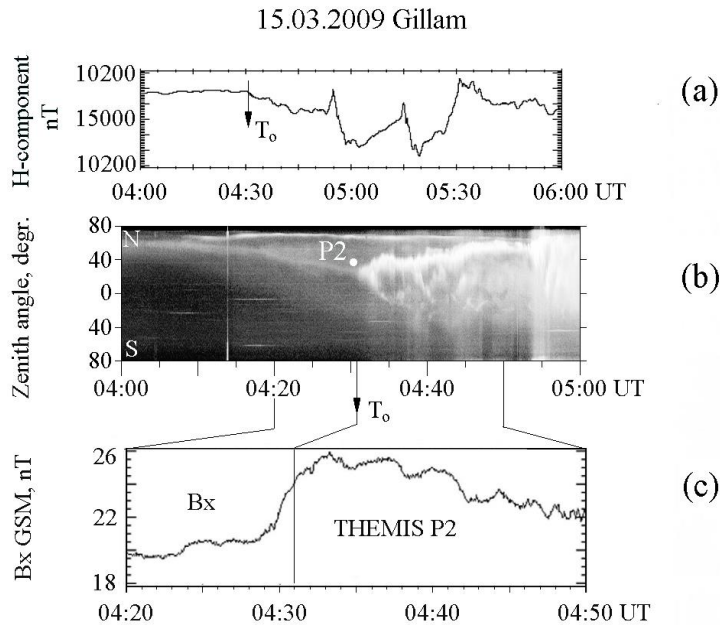


Figure 4. The set of data for substorm on 15 March 2009 by (a) magnetic, (b) optical observations at GILL station and (c) conjugate magnetic field Bx-component measured by THEMIS P2 probe in the boundary plasma sheet.

restructuring is not observed by optical data before T_0 . Thus, the absence of auroral restructuring before T_0 in these cases can be explained by weak field-aligned currents inside the corresponding Alfvén resonance layer, not sufficient to produce the optical effect under study.

Acknowledgments. This work was supported by Program 7 of the Presidium of the Russian Academy of Sciences.

References

- Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations // J. Geophys. Res. V. 79. № A7. P. 1024-1032. 1974.
- Greenwald R. A., and Walker A. D. M. Energetics of long period resonant hydromagnetic waves // Geophys. Res. Lett. V. 7. № 10. P. 745-748. 1980.
- Kornilov I.A., Kornilova T.A., Golovchanskaya I. V. On the physical nature of auroral breakup precursors as observed in an event on March 2008, Geomagn. Aeron. (Engl. Transl), 2015, vol. 55, no.2, pp. 210-218.
- Lui A. T. Y., and Murphree J. S. A substorm model with onset location tied to an auroral arc // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 8. 1269-1272. 1998.
- Rae I. J., Murphy K. R., Watt C. E. J., Rostoker G., Rankin R., Mann I. R., Hodgson C. R., Frey H. U., Degeling A. W., Forsyth C. Field line resonances as a trigger and a tracer for substorm onset // J. Geophys. Res. V.119. P. 5343-5363, doi:10.1002/2013JA018889. 2014.
- Rankin R., Frycz P., Tikhonchuk V. T., Samson J. C. Ponderomotive saturation of magnetospheric field line resonances // Geophys. Res. Lett. V. 22. № 13. P. 1741-1744. 1995.
- Samson J. C., Wallis D. D., Hughes T. J., Creutzberg F., Ruohoniemi J. M., Greenwald R. A. Substorm intensifications and field line resonances in the nightside magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 97. № A6. P. 8495-8518. 1992.
- Southwood D. J. Some features of field-line resonances in the magnetosphere // Planet. Space Sci. V. 22. P. 483. 1974.
- Wright A. N., Allan W., Elphinstone R.D., Cogger L.L. Phase mixing and phase motion of Alfvén waves on tail-like and dipole-like magnetic field lines // J. Geophys. Res. V. 104. № A5. P. 10159-10175. 1999.

THEMIS SPACE-GROUND OBSERVATIONS IN MIDNIGHT SECTOR DURING THE SUBSTORM RECOVERY PHASE

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

Abstract. We report a case study of substorm recovery phase on 14 November 2014 in the interval 20:30–23:00 UT using data from THEMIS-D satellite located in the midnight sector (~ 2300 – 0030 MLT) magnetosphere at 6.5–9.25 Re. The substorm recovery phase of interest was not just a decline of previous disturbances, but include also a new intense substorm intensification in the midnight sector of the auroral oval. This new auroral activation presents the eastward expanding auroral (EEA) structures occurred precisely after the substorm intensification onset and concentrated to the midnight sector of the auroral oval.

We show that these EEA structures were observed in diffuse aurora, formed the undulations on the poleward edge of the diffuse aurora similar to of omega bands. The pulsating aurora was observed after the passage of the EEA structures. Rapid poleward expansion of the poleward diffuse region boundary coincided with the occurrence of Pi2 pulsations in the ionosphere and with the large-scale dipolarization and the particle injections in the near-Earth plasma sheet of the magnetosphere at ~ 7.2 Re. Besides, the THEMIS-D reveals the quasiperiodic variations of electrostatic ELF wave intensity at frequency of <100 Hz coincided with the DC electric field variation. At the moments of more small-scale local dipolarizations, the low-energy electron flux (0.1–3 keV) bursts occur simultaneously with the ELF wave intensity enhancements.

1. Substorm evolution

The substorm of 14 November 2014 ($K_p=3+$) began near Amderma (AMD) at $\sim 18:05$ UT. The $H=-500$ nT was minimal at $\sim 18:50$ UT. After ~ 19 UT, during the substorm decay phase, the magnetic pulsations (30–40 min periodicity) in the Ps6 wave band were observed from AMD to Tromsø (TRO). During this recovery phase in 20:30–22:30 UT interval, when the initial substorm expansive phase decreases, a new substorm disturbance initiated in the midnight sector.

In this paper we focus on the changes occur both in the ionosphere and in the magnetosphere in the midnight sector during this substorm decay phase in 20:30–22:30 UT interval, when three auroral substorm activations A1, A2 and A3 occur above the Kola Peninsula. We used the auroral data from Apatity all-sky camera and the data observed by the THEMIS-D satellite (THD). In this interval, the THD location changes from $L=9.25$ to $L=6.5$ and MLT from 23.9 to 0.5.

Activations A1 and A2. Fig.1 shows the map of ground-based stations, the projections of the auroras and the THD satellite footprints along magnetic field-line during the activation A1 at 21:15–21:40 UT. From this figure one can see that the auroral activity propagated westward from AMD to APT-LOZ-SOD and presents the weak auroral activity of pseudo-breakup type. Before the activation onset a weak azimuthal auroral arc was located in the APT zenith (21:09:30 UT), accompanied by auroral activity to the north. We analyze auroral activity occurring at most equatorward arc at the latitude $\sim 67.7^\circ$. At the moment $\sim 21:16$ UT, the arc bifurcated, then its equatorward part moved to lower latitudes and northward part expanded to the north (to LOZ). The moment $t_1=21:20$ UT, when the Pi2-like pulsations of the magnetic field occur at the LOZ, was associated with the substorm activation A1 onset. After t_1 the *bulging form* of weak aurora appears at longitudes $28^\circ - 36^\circ$. Western edge of this form reached the longitude 28° at $\sim 21:33$ UT. At $\sim 21:36$ UT, the northward border of the bulging auroral form has the maximum latitude ($\sim 68.7^\circ$ at LOP). The auroral activity inside this weak bulging form has been neglected and then after $\sim 21:36$ UT, the western part of this auroral form quickly faded.

At the interval 21:45 – 21:55 UT new very weak auroral activity A2 occurs poleward the APT. The moment $t_2=21:52$ UT was the activation A2 onset. Other details of its development cannot be easily distinguished. This activity was classified also as weak auroral pseudo-breakup.

On the whole, one can say that during two initial activations A1 and A2 the small ground-based magnetic disturbances $dH>0$ were observed at the longitudes from AMD to AND and they were just a decline of previous disturbances, associated with the substorm near AMD at $\sim 18:05$ UT. During the activation A1, the footprints of the THD were mapped in the field of view of Apatity all-sky camera and were located northward equatorial-most arc. Before $\sim 21:33$ UT, the THD was located westward expanded bulging aurora and at $\sim 21:33$ – $21:36$ UT the THD observed the passage of western edge of activation A1.

Activation A3. Fig. 2 shows the auroral dynamics during the activation A3 at 22:15–22:35 UT. A clear auroral arc appear from the west along the 67.8° latitude at $\sim 22:20$ UT. After 22:20 UT the auroral emission expanded northward and eastward over APT. The moment $t_3 = 22:23$ UT, when the Pi2-like pulsations of the magnetic field occur at the LOZ, was associated with the substorm activation A3 onset. This onset begins westward the APT (possibly near the AND-TRO) and was more intense than the A1 and A2. During the activation A3, more intense ground-based magnetic disturbances $dH<0$ were observed at the longitudes LOZ-AND, which associated with intensified westward auroral electrojet.

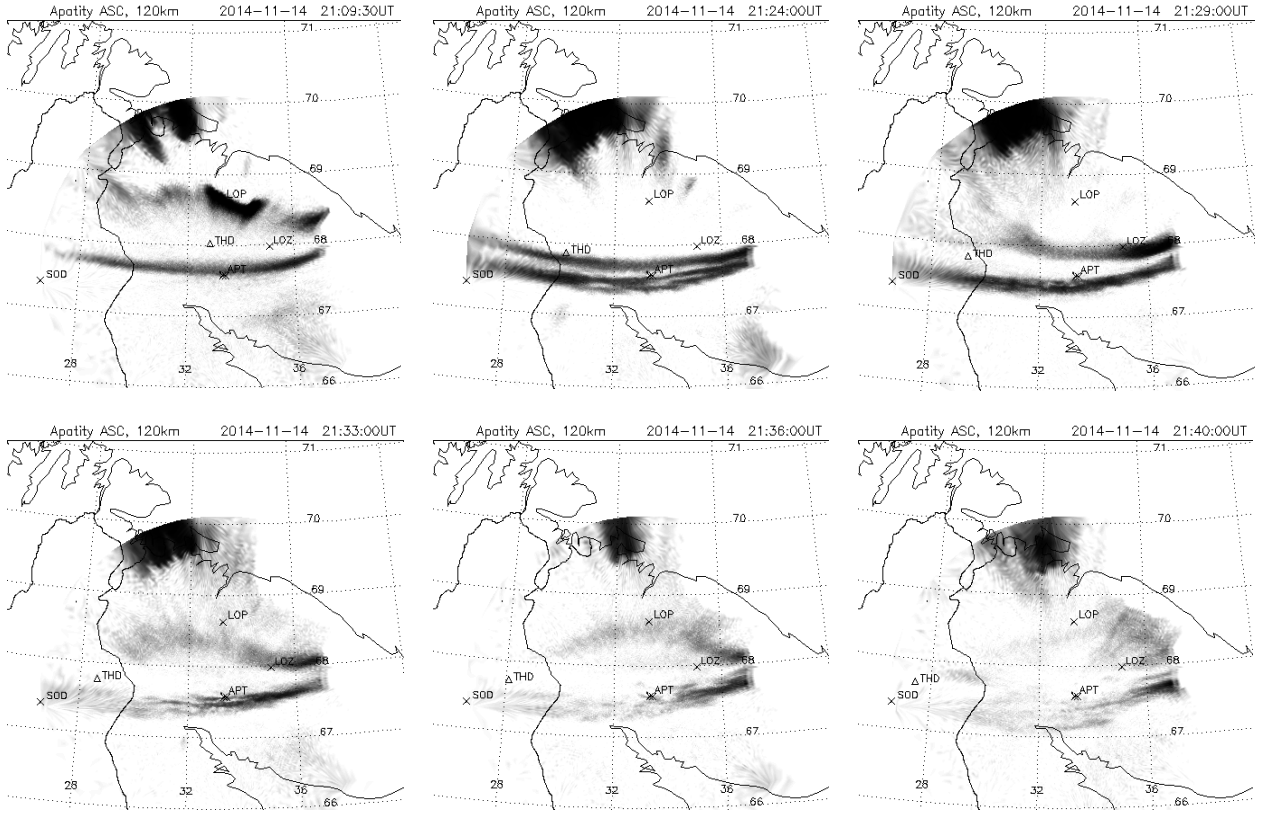


Figure 1. Auroras at Apatity all-sky camera during first activation A1 on Nov 14, 2014.

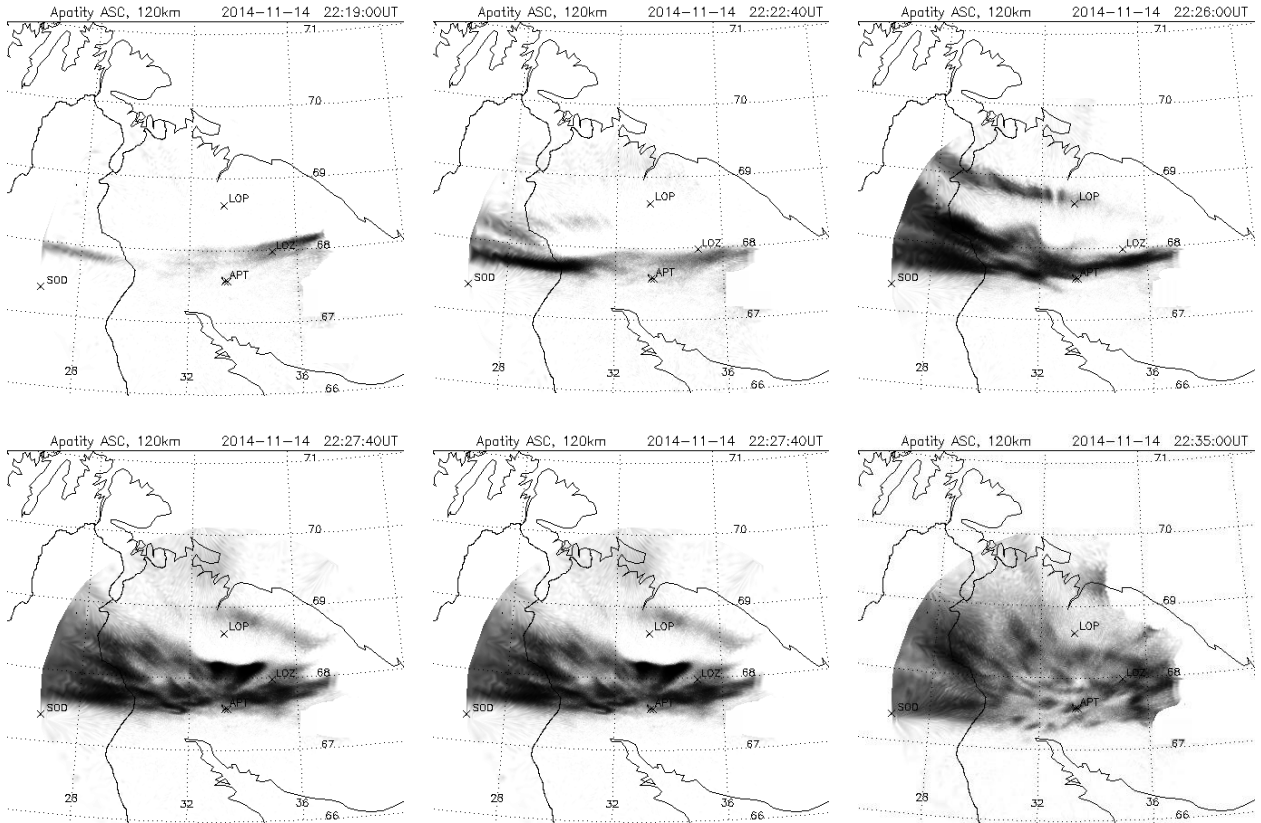


Figure 2. Auroras at Apatity all-sky camera during the third activation A3 on Nov 14, 2014.

At ~22:26 UT the auroral surge (patch-like) appears near the 68° and the 32° longitude, which brightened and propagated eastward along the poleward border of the diffuse aurora. At the interval 22:26-22:35 UT the eastward expanding auroral (EEA) structures appeared in a sequence such that each new patch formed a little to the east of the previous one. These patches have the same signature as the azimuthally-spaced auroral forms (AAFs) reported by *Elphinstone et al.* (1995) and the EEAS (the eastward-expanding auroral surges) reported by *Tanaka et al.* (2015). Such intensified auroral patches were presumably associated with small-scale upward FAC structures in the postmidnight sector and usually observed after onset of substorm explosive phase (*Wild and Yeoman*, 2000).

The EEA structures originate an undulation of the poleward border of the diffuse aurora, which observed usually during the omega bands in the post-midnight sector of the auroral zone during the recovery phase of a substorm (*Liang et al.*, 2005; *Tanaka et al.*, 2015). Note, that North-South-aligned auroras and pulsating aurora were observed in the diffuse aurora after the passage of the EEA structures in our event after 22:27:40 UT.

Besides, at ~22:26 UT in addition to bright EEA structures, the discrete auroral structures appear from the west along the higher latitude (69°), which also northward and eastward expanded as in cases reported by (*Connors and Rostoker*, 1993, *Opgenoorth et al.*, 1994, *Connors et al.*, 2003).

During this activation A3, the footprints of the THD were located westward the Apatity and outside the field of view of Apatity all-sky camera, near equatorial border of the pulsating diffuse auroras.

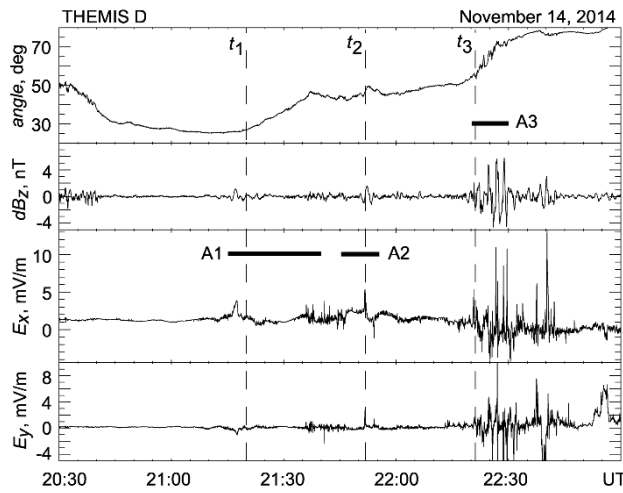


Figure 3. THD satellite data of magnetic and electric fields on Nov 14, 2014 (details in text).

moment, weak activations A1 and A2 were accompanied by the slow large-scale dipolarization in the magnetosphere at 7.6-8.5 Re. More intense activation A3 occurs, when the THD observed the final sharp large-scale dipolarization in the magnetosphere at ~7.2 Re, when the THD footprint was located near equatorward edge of diffuse aurora.

2.2 Wave activation. Fig. 4 presents the THD observations of the particle flux and the waves (from top to bottom): i) FBK wave data for electric and magnetic fields; ii) total magnetic field; iii) electrons registered by ESA and SST detectors (< 30 keV and > 30 keV); iv) three components of plasma flows. Two bottom panels present two magnetograms from LOZ and AND.

Fig. 4 shows that all three activations A1-A3 are characterized also by the variations of plasma flow velocity with periods which decrease from ~10 min during A1 to ~2 min during A3 (Fig. 4). As a whole, it can be seen that the values of azimuthal velocity ($v_{yi} > 0$ - westward) were higher than the plasma velocity in the radial direction ($v_{xi} > 0$ - Earthward). But during A3, the plasma velocity burst ($v_{xi} \sim -80$ km/s) in the tailward radial direction ($v_{xi} < 0$) was observed near the moment t_3 , when the poleward auroral boundary expanded to the north.

The character of the energetic electron injections registered during the activations A1-A3 was different. During the A1 and A2, the <100 keV electron injections were observed with the energy-time dispersion. The more energetic (>100 keV) electron injection appears without dispersion during the A3, what can suggest that this injection without dispersion was located near a particle injection source.

During the activation A3, when the footprints of THD were located within pulsating diffuse auroral region, the low-energy electron flux (0.1-3 keV) bursts were observed by the THD. These bursts have the quasi-period ~60-90 s and occur at the moments of small-scale local dipolarizations, simultaneously with the enhanced ELF wave bursts at frequencies below 100 Hz observed by THD.

The wave features are more visible in the electric field data. The electrostatic cyclotron harmonic (ECH) waves are observed as discrete intensity enhancements at ~10-200 Hz. The electric field wave power tends to increase during the activity A3, when the auroral intensity is large. The discrete intensity ECH enhancements coincided with the DC electric field variation (the details are not shown).

2. Magnetospheric observations

2.1 Particle fluxes and fields. Fig. 3 shows the magnetic and electric fields evolution at THD at the interval 20:30 – 23:00 UT from top to bottom: i) inclination angle of the magnetic field relative to the XY plane; ii) Pi2-like fluctuations of the magnetic field calculated as the deviations of observed magnetic field from 108-seconds smoothed values, the most appreciable dBz component of the magnetic field is shown here; iii)-iv) E_x and E_y components of the electric field.

From Fig. 3 one can see, that the times of auroral activity enhancement coincide with the times of large-scale dipolarizations of the magnetic field, the increased dBz pulsations in the Pi2 range and the enhancement of electric field fluctuations.

Before ~21:15 UT, the inclination angle of the magnetic field decreases in an association with a decline of previous substorm at AMD. After this

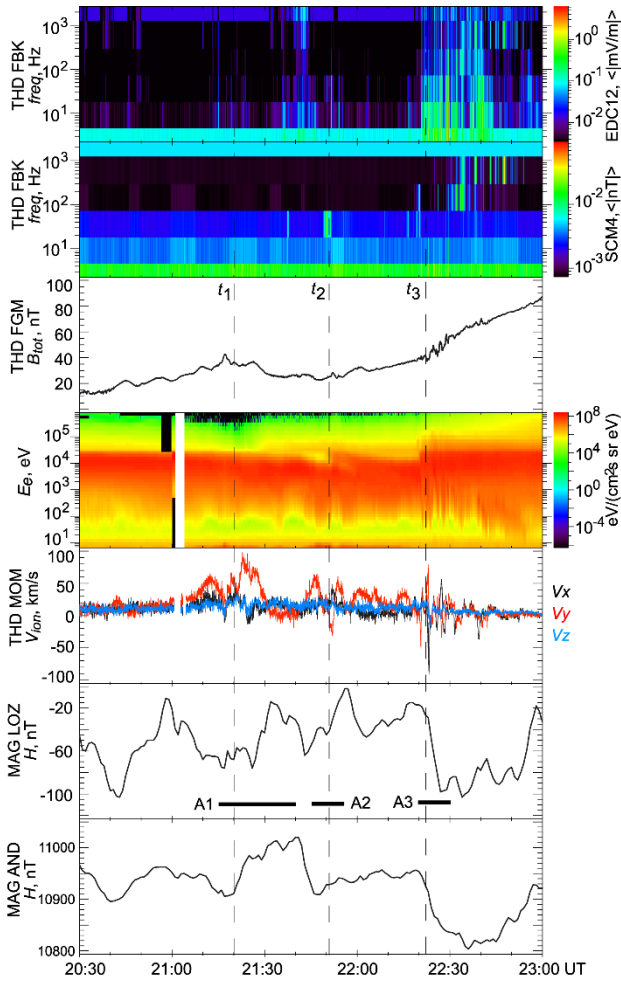


Figure 4. Wave activity in B and E fields and particle spectrograms at THD and ground-based magnetograms at LOZ and AND in the interval 20:30–22:40 UT on Nov 14, 2014.

models, i.e., bursty bulk flows (BBF) (Nishimura *et al.*, 2011) and the Kelvin–Helmholtz instability arising in sheared flows in the equatorial regions of the tail (Rostoker and Samson, 1984). We suggest that the omega-like (EEA) structures observed at ~ 7.2 Re during the substorm on 14 November 2014 are consistent with the results of Kelvin – Helmholtz type instability near the poleward boundary of the auroral oval at midnight sector of magnetosphere.

References

- Connors M. and G. Rostoker (1993) Source mechanisms for morning auroral features. *Geophys. Res. Lett.* V. 20, N. 15. P.1535–1538.
- Connors *et al.* (2003) Ps6 disturbances: relation to substorms and the auroral oval. *Ann Geophys.* V.21, P.493.
- Elphinstone R. D. *et al.* (1995) Observations in the vicinity of substorm onset: implications for the substorm process. *J. Geophys. Res.* V.100, A5. P. 7939–7969.
- Kawasaki K. and G. Rostoker (1979) Perturbation magnetic fields and current systems associated with eastward drifting auroral structures. *J. Geophys. Res.* V.88, A4, P. 1464–1480.
- Liang J. *et al.* (2005) Substorm dynamics revealed by ground observations of two-dimensional auroral structures on 9 October 2000. *Ann. Geophys.*, V23, P. 3599–3613.
- Nishimura Y. *et al.* (2011) Relations between multiple auroral streamers, pre-onset thin arc formation, and substorm auroral onset. *J. Geophys. Res.*, V116, doi: 10.1029/2011JA016768.
- Opgenoorth H. J. Persson M. A. L., Pulkkinen T. I., Pellinen R. J. (1994) Recovery phase of magnetospheric substorms and its association with morning-sector aurora. *J. Geophys. Res.*, V. 99, N. A3. P.4115–4129.
- Rostoker G. and Samson J.C. (1984) Can substorm expansive phase effects and low frequency Pc magnetic pulsations be attributed to the same source mechanism? *Geophys. Res. Lett.* V.11, P. 271.
- Tanaka *et al.* (2015) Eastward-expanding auroral surges observed in the post-midnight sector during a multiple-onset substorm. *Earth, Planets and Space*, doi: 10.1186/s40623-015-0350-8.
- Wild J.A., and T.K. Yeoman (2000) CUTLASS HF radar observations of high-latitude azimuthally propagating vortical currents in the nightside ionosphere during magnetospheric substorms. *Ann. Geophys.*, V.18, P. 640–652.

Nishimura *et al.* (2011) have demonstrated correlation between the pulsating auroral intensity and lower-band chorus intensity observed by the satellite at the equatorial plane of the magnetosphere at 5–9 Re. However in our event the correspondence between whistler wave activity observed by the THEMIS satellite at 6.5–9.25 Re and pulsation is insignificant.

3. Discussion

The EEA structures, observed in our event during A3 in the midnight sector, showed similar properties to the omega bands. However, there are some differences. EEA structures were observed in the midnight sector just after $Pi2$ pulsations onset during substorm activation whereas omega bands are usually observed during the substorm recovery phase in the morning sector. Besides, the EEA structures show strong pulsations in the X component, which would be somewhat unusual for omega bands. Although the direct coincidence between the EEA structures and the omega bands was not found, one can suggest that these phenomena may have the same source mechanism in the near-Earth plasma sheet in the end of substorm expansion phase.

Kawasaki and Rostoker (1979) have modeled the eastward propagating disturbance by a three-dimensional current system of narrow longitudinal extent (Cowling channel) in which antiparallel Birkeland current sheets are linked by southward flowing current. Downward flowing FAC located on the poleward side and upward flowing FAC on the equatorward side of the channel. In this model, the electric field is assumed to be uniform, but the conductance is enhanced inside the Cowling channel.

4. Conclusion

The formation of plasma vortices in the magnetosphere during the omega band is usually explained by two



THE MAGNETIC FIELD VARIABILITY AND GEOMAGNETICALLY INDUCED CURRENTS IN ELECTRIC POWER LINES DURING MAGNETIC STORM MARCH 17, 2003

V.A. Pilipenko¹, V.B. Belakhovsky², Ya.A. Sakharov³, V.N. Selivanov⁴

¹Space Research Institute, Moscow

²Institute of Physics of the Earth, Moscow

³Polar Geophysical Institute, Apatity

⁴Center of Physical and Technical Problems of the North Energetic, Murmansk

Abstract. The data of registration system of geomagnetically induced current (GIC) of the Polar Geophysical Institute and Kola Scientific Center in power lines of Kola Peninsula and Karelia, data of IMAGE magnetometers was used for the investigation the characteristics of the geomagnetic field variability. The technique of the vector representation of the geomagnetic field variations shows the great variability of the dB/dt according to ΔB for the magnetic storm 17 March 2013. The quantity estimation with using the so named RB parameter confirm that the geomagnetic field variation occur as in value as in direction. These results can't be explained the simple model of the prolonged ionosphere current and show the importance of the accounting of the small-scale currents structures for the GIC calculation. The ionosphere currents fluctuate not only in E-W direction but also in N-S direction. So the GIC are dangerous also for the technological systems extended in N-S direction.

1. Introduction. One of the most significant factors of space weather for terrestrial technological systems are electric geomagnetically induced currents (GIC) in the surface layers of the Earth caused by abrupt changes of the geomagnetic field. GIC are dangerous for extended high-voltage power lines, railway equipment, marine and ground communications cables, telephone and telegraph lines [Pirjola *et al.*, 2005]. The most intense currents (up to hundreds of amperes) and fields (more 10 V/m) are excited at auroral latitudes during magnetic storms and substorms [Lanzerotti, 2001]. Induced currents cause saturation, overheating and even damage of the high-voltage transformers. Geomagnetic variations with $dB/dt > 1$ nT/s were found to be sufficient to induce GIC in Finnish power lines about several A and higher, and variations with $dB/dt > 40$ nT/s caused failures in the operation of Scandinavian power lines [Viljanen, 1997].

In this paper we examine the contribution of geomagnetic disturbances during two moderate geomagnetic storms into enhancements of GIC recorded by the GIC-recording system and IMAGE array of magnetometers. Predominantly geomagnetic field disturbances are supposed to be oriented in the N-S direction, and produced by the E-W ionospheric currents. Thus, such disturbances seemingly would not induce any significant GIC in a latitudinally-oriented system. However, during magnetic storms GIC in power systems were quite significant.

2. GIC and magnetic field recording systems. The system to monitor the impact of GIC on power lines has been deployed in 2010 at Kola Peninsula and Karelia by the Polar Geophysical Institute and Center for Physical and Technical Problems of North's Energetic [Sakharov *et al.*, 2009]. The system consists of 4 stations at "Kolenergo" company power line 330 kV and a station at power line 110 kV. Each station records a quasi-DC current in dead-grounded neutral of autotransformer in power line. Information about GIC is important not from practical point of view only, but from a fundamental scientific view, revealing a fine structure of fast geomagnetic variations during storms and substorms. To characterize the geomagnetic field variations we use data from IMAGE magnetometers located in the vicinity of GIC recording stations.

3. Characteristics of the geomagnetic field variability. To characterize the geomagnetic field variability in magnitude and direction the following characteristics have been applied.

Vector diagram. The vector diagram technique presents in a concise form a time evolution of the meridional profile of horizontal magnetic disturbances vector. For that, vectors of geomagnetic disturbances $\Delta B = \{\Delta X, \Delta Y\}$ for each station are plotted on the same plot as time sequence of vectors. This technique was used in [Fries-Christensen *et al.*, 1988] for the analysis of travelling convection vortices. The same diagram can be constructed for the equivalent ionospheric current J and vector derivatives $dB/dt = \{\partial X, \partial Y\}$. The current J is related to ΔB as follows $\Delta B = (2\pi/c)[J \times n]$, where n is the normal to the ground surface.

RB parameter. This parameter shows does a vector field experience fluctuations in magnitude or in direction? For the 2D case $B(t) = \{\Delta X, \Delta Y\}$ the parameter RB for a time series of N samples is determined as follows [Du *et al.*, 2005]:

$$RB = 1 - \frac{1}{N} \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \cos_x \alpha \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \cos_y \alpha \right)^2}$$

Here the vector orientation cosines are: $\cos_x \alpha = \Delta X / |\Delta B|$; $\cos_y \alpha = \Delta Y / |\Delta B|$ and modulus of geomagnetic disturbance: $\Delta B = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2}$. The parameter RB does not depend on magnitude of geomagnetic disturbance. If $RB \rightarrow 1$ a vector field experiences chaotic variations in all directions, while $RB \rightarrow 0$ denotes that a field varies in magnitude only, but not in direction.

4. Event on March 17, 2013. The magnetic storm on March 17, 2013 started with arrival of interplanetary shock on 06 UT. During the shock solar wind velocity jumped from ~ 400 km/s to ~ 650 -700 km/s. IMF Bz turned southward providing a permanent energy supply into the magnetosphere. SYM-H index gradually dropped till -100 nT and remained on this level. The AE index shows several activations at auroral latitudes: just after SC till ~ 1100 nT at 08 UT, after ~ 12 UT with maximum ~ 1000 nT, and most intense increase up to ~ 2500 nT at ~ 17 UT. Geomagnetic field variations at IMAGE stations during this storm (Fig. 1) in X component are more intense than in Y component, that is $|X| \gg |Y|$. This fact seemingly supports the notion about a dominant role of the westward electrojet fluctuations for GIC generation.

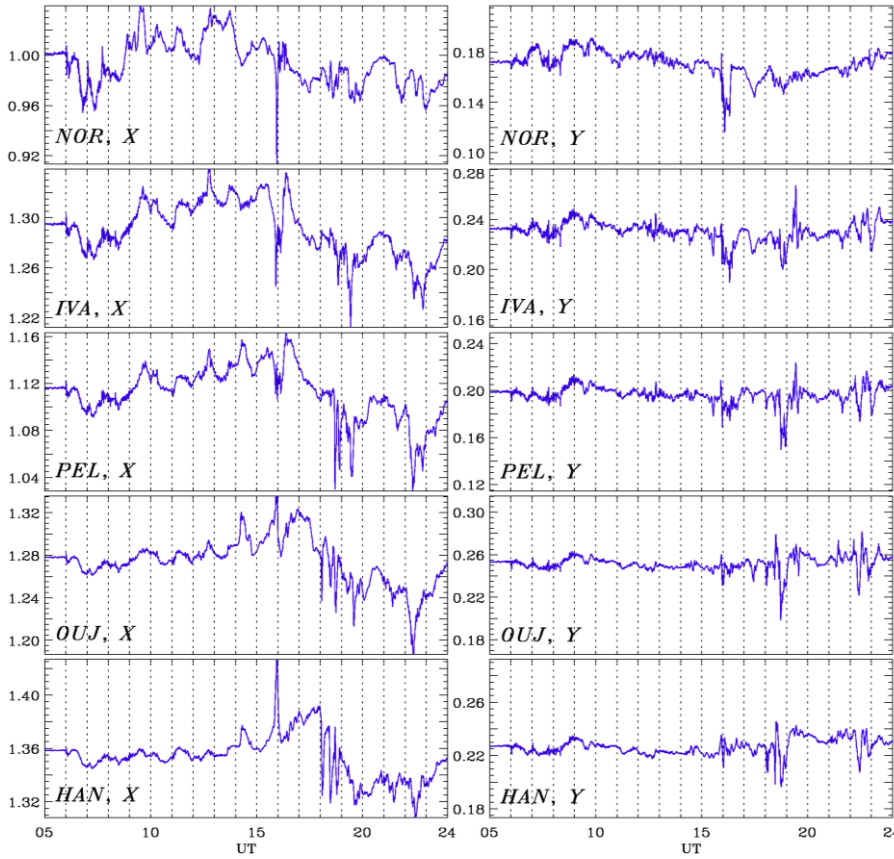


Figure 1. Geomagnetic field variations [in 10^4 nT] at latitudinal array of stations NOR, IVA, PEL, OUI, HAN from IMAGE array during magnetic storm on March 17, 2013, 05-24 UT: left-hand panel shows X component, right-hand panel shows Y component. The vertical scale is the same for all stations and components.

The GIC recording stations recorded several significant bursts of GIC intensity (Fig. 2) reaching ~ 70 A at VKH. A growth of AE index during each activation generally corresponds to bursts of $|dB/dt|$ (up to 250 nT/min) and GIC intensity (at ~ 06 -08 UT, ~ 16 UT, and ~ 18 UT) (Fig. 4). However, there are non one-to-one correspondence between the substorm intensity characterized by AE index and GIC magnitude. For example, AE index during the activation on ~ 13 UT is comparable to the index during the activation on ~ 08 UT, but the GIC intensity during the latter activation is much weaker. At the same time, intense GIC bursts occurred at ~ 19 -20 UT and at ~ 2130 -2330 UT, when AE index was somewhat decreased.

We have applied the vector diagram method to the available mid-latitude IMAGE magnetometer data (Fig. 3.). The diagram shows that during the storm not only the magnitude of magnetic disturbance varied, but its orientation as well. These variations are caused by rapid changes of regional ionospheric current direction. The observed pivot of equivalent ionospheric currents on ~ 08 UT, ~ 16 UT, and ~ 19 UT correspond to localized vortex-like current structures moving across the magnetometer array.

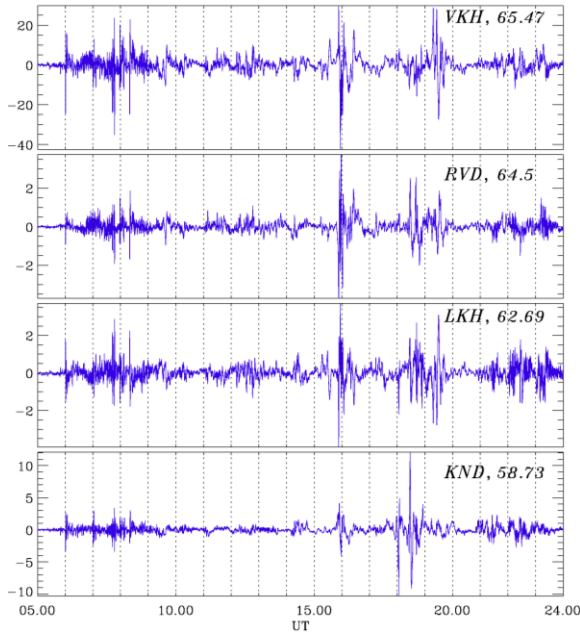


Figure 2. GIC [A] recorded at stations VHD, RVD, LKH, and KND during magnetic storm Mar. 17, 2013, 05-24 UT. Near station's codes the geomagnetic latitudes are indicated.

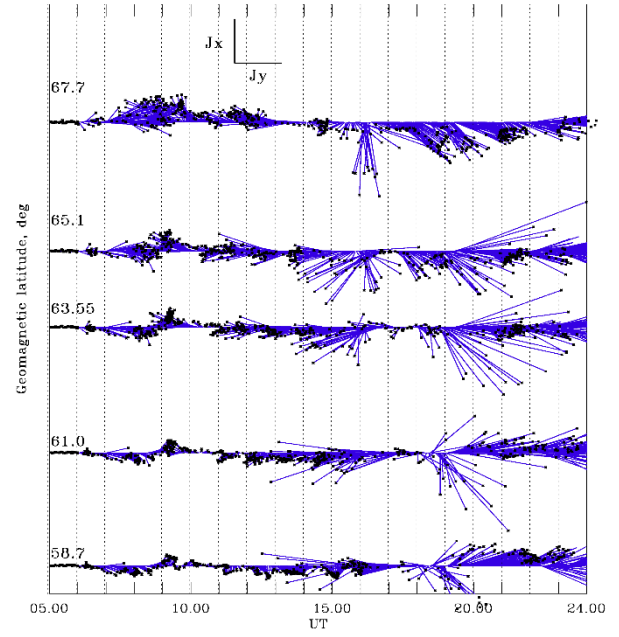


Figure 3. Vector diagram of ionospheric equivalent currents J along the meridional magnetometer profile in Fig. 1 for the period from 05 UT-to 24 UT, Mar. 17, 2013 (time step 2 min).

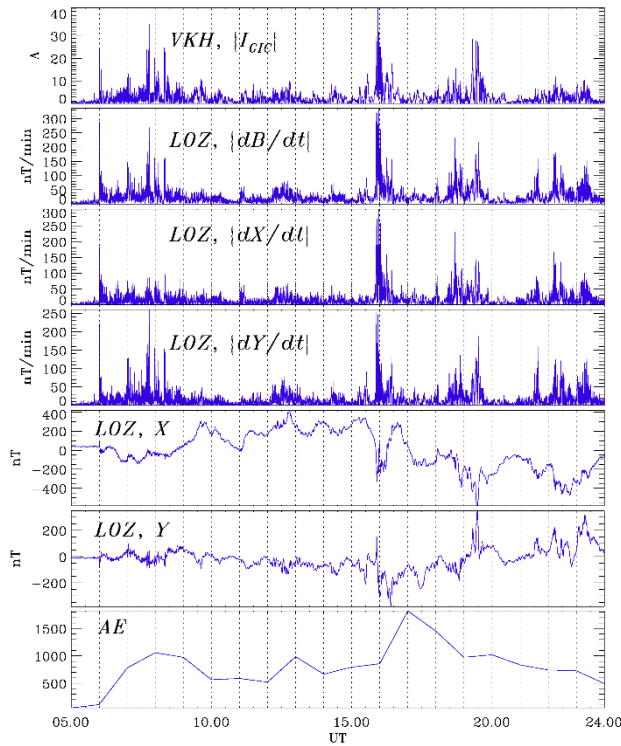


Figure 4. Comparison between GIC amplitudes [A], derivatives $|dX/dt|$ and $|dY/dt|$ [nT/s], and geomagnetic disturbances ΔX and ΔY [10^4 nT] at near-by stations VKH and LOZ.

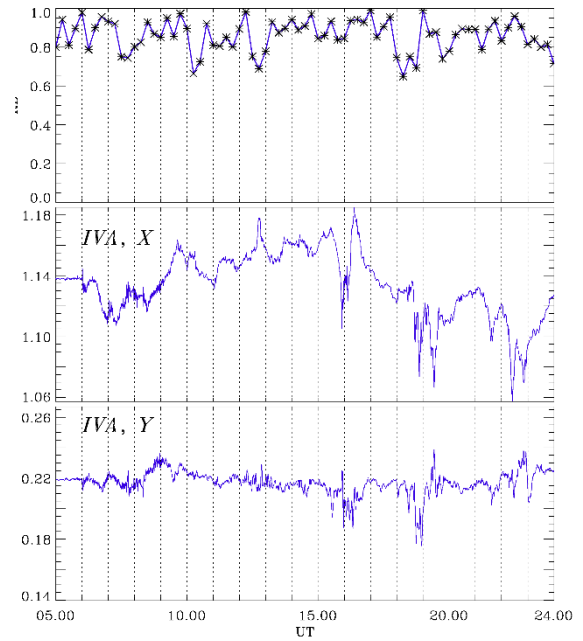


Figure 5. Time variations of the RB parameter estimated from geomagnetic variations (bottom panels) at station IVA during the period 05 - 24 UT (time cadence 15 min).

Comparison of magnitude of magnetic disturbances X and Y with amplitudes of time derivatives $|dX/dt|$, $|dY/dt|$ and magnitude of derivative $|dB/dt|$ (Fig. 4) shows that though the magnetic disturbance is much large in X -component than in Y -component, $|X| \gg |Y|$, but their derivatives $|dX/dt|$ and $|dY/dt|$ are comparable. Therefore, small Y does not mean small dY/dt , and variations of both components provide a similar contribution into increase of $|dB/dt|$.

The estimates of the correlation coefficients R between the GIC intensity and magnitudes of the geomagnetic field derivatives during the time intervals 07-10 UT gives the following results: $R(|dX/dt|-|I_{GIC}|)=0.45$, $R(|dY/dt|-|I_{GIC}|)=0.61$, and $R(|dB/dt|-|I_{GIC}|)=0.63$. Hence, the magnitude of total derivative $|dB/dt|$ correlates best with GIC variations, whereas the derivative of Y-component even better correlates with GIC variations than the derivative of X-component. The same regularities are observed for other time intervals.

The application of the RB parameter (Fig. 5) to the data from IVA station evidences that during this geomagnetic storm geomagnetic field varies not only in magnitude, but in direction, too. Indeed, at this station, as well as at other IMAGE stations, RB rapidly increases from ~ 0.6 to ~ 1.0 during the periods of vortex-like ionospheric structures occurrence. Thus, such geomagnetic variations cannot be attributed to variations of the east-west auroral electrojet intensity only.

5. Discussion. The GIC occurrence is often interpreted as a result of fluctuations of auroral electrojet, flowing mainly in the westward direction. Accordingly, for GIC modeling the model of extended east-west electric current has been used [Viljanen, 1997]. In accord with these models the conclusions have been stated that predominantly power systems elongated in longitudinal E-W direction are vulnerable to impact of geomagnetic storms and substorms. The vector technique used here has demonstrated a much larger variability of dB/dt in magnitude and direction as compared with just magnetic variations ΔB . The applied quantitative estimate of vector field variability RB confirmed that geomagnetic field variations occur in a comparable rate both in magnitude and direction. These results indicate an importance of account of small-scale current structures embedded into global auroral electrojet for GIC estimates. The observed patterns of dB/dt distribution cannot be interpreted by a simple model of elongated electrojet and demands an account of magnetic field from nonstationary vortex-like structures, produced by localized field-aligned currents flowing in/out the ionosphere [Belakhovsky *et al.*, 2017]. Though amplitudes of currents in such structures are not large, so they cannot modify essentially ΔB distribution, but their temporal variations are fast, so they influence substantially distribution of dB/dt . The physics and morphology of these small-scale fast-varying current filaments have not been established yet. Thus, though largest magnetic disturbances are produced by the auroral electrojet and directed in north-south direction, rapid variations of geomagnetic field essential for the GIC excitation are considerably determined by small-scale current systems, which disturbed both horizontal components of geomagnetic field. An evident confirmation of this fact is a noticeable vulnerability of Kola power lines extended in the north-south direction to GIC occurrence.

6. Conclusion. The large-scale structure of the ionosphere currents at auroral latitudes are determined by the east-west electrojet. So, the X-component of the geomagnetic field is prevalence here. However, on small scales these equivalent currents and induced geomagnetic disturbances undergo strong variations not only in value but also in direction. So, the GIC are oriented as in east-west as in north-south direction. The vector technique of the geomagnetic field and its derivate representation shows the greater variability of the dB/dt in comparison with ΔB . These results cannot be explained by the simple model of auroral electrojet and shows the importance of the accounting of small-scale currents for the GIC calculations.

Acknowledgements. This study is supported by the Russian Foundation for Basic Research № 16-35-60049 mol_a_dk (VB), № 15-45-05108 r_vostok_a (VAP). Data from PGI system are available at <http://eurisgic.org>. We acknowledge Finish Meteorological Institute for IMAGE magnetometer data (<http://www.geo.fmi.fi/image/>).

References

- Du J., Wang C., Zhang X.X., Shevyrev N.N., Zastenker G.N. Magnetic field fluctuations in solar wind, foreshock and magnetosheath: Cluster data analysis // *Chin. J. Space Sci.*, 2005, 25, 368-373.
- Friis-Christensen E., M.A. McHenry, C.R. Clauer, Ionospheric traveling convection vortices observed near the polar cleft: A triggered response to sudden changes in the solar wind // *Geophys. Res. Lett.* 1988, 15, 253-256.
- Lanzerotti L.J. Space weather effects on technologies // *Space Weather*, AGU. 2001. vol. 125, 11.
- Belakhovsky V.B., Pilipenko V.A., Sakharov Ya.A., Selivanov V.N., Characteristics of the geomagnetic field variability for the study of magnetospheric storm and substorm impact on electric power systems // *Solid Earth Physics (Fizika Zemli)*, 2017 (in press).
- Pirjola R., Kauristie K., Lappalainen H., Viljanen A., Pulkkinen A. Space weather risk // *Space Weather*. 2005, 3, S02A02.
- Sakharov Ya.A., Kudryashova N.V., Danilin A.N., Ostafiyshuk R.M., Saranskiy S.N., Geomagnetic disturbances and railway automatic failures // *Proc. of 8th Intern. Symp. on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology*, St-Ptb, 2009, 235–236.
- Viljanen A. The relation between geomagnetic variations and their time derivatives and implications for estimation of induction risks // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. 631-634.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРОВ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ В ПЕРИОДЫ РЕГИСТРАЦИИ МАГНИТОСФЕРНЫХ СУББУРЬ РАЗНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, В.Л. Зверев (*Полярный геофизический институт, г. Апатиты*)

Аннотация. Исследованы параметры межпланетной среды в периоды регистрации 176 изолированных суббурь. Показано, что скорость (V) и концентрация плазмы (N) солнечного ветра остаются примерно постоянными в течение, по крайней мере, трех часов до и одного часа после начала фазы развития суббури (T_0). В среднем по всему массиву данных величины V и N показывают устойчивую тенденцию к антикорреляции. Однако если значения V и N упорядочить относительно интенсивности наблюдаемых в этот период суббурь, то с ростом AL индекса в максимуме суббури наблюдается увеличение, как скорости, так и концентрации плазмы солнечного ветра, на фоне которых эти суббури появляются. Показано, что наиболее благоприятными условиями для генерации суббурь низкой и средней интенсивности являются отрицательные значения B_z , так и B_y компонент ММП. Для генерации больших суббурь необходимы большие отрицательные значения B_z компонентой ММП, но знак B_y компоненты, по всей вероятности, не имеет особого значения. В суточном распределении вероятности появления суббурь обнаружен максимум в интервале 10:00-12:00 UT. Этот максимум наиболее отчетливо выражен для слабых суббурь $|AL_{\max}| < 300$ нТл. Для средних суббурь он расширяется на интервал 08:00-12:00 UT, а для сильных суббурь выглядит наименее отчетливо.

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 изолированной суббури предшествует фаза зарождения [McPherron, 1970], появление которой обычно связывают с поворотом на юг B_z компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). В период фазы зарождения суббури увеличивается магнитное давление в долях хвоста магнитосферы, происходит вытягивание силовых линий геомагнитного поля в антисолнечном направлении и уменьшение толщины плазменного слоя (см., например, Shukhtina et al., 2014). Эти изменения, в конечном счете, приводят к развитию в магнитосфере Земли некоторой неустойчивости, которая сопровождается быстрой «разгрузкой» накопленного магнитного потока, т.е. началом суббури.

Традиционно, наиболее эффективной для генерации суббурь считается компонента ММП в плоскости перпендикулярной к линии Солнце-Земля. Скорость (V , км/с) и концентрация плазмы (N , см⁻³) солнечного ветра слабо меняются на временных масштабах суббури, поэтому эти параметры обычно не рассматриваются как основные источники энергии суббуревых возмущений. Однако некоторые исследования косвенным образом показывают важность кинетической энергии солнечного ветра в процессах формирования суббурь. Так, например, в работе [Бархатов и др., 2017] изложены результаты экспериментов по восстановлению вариаций AL индекса магнитной активности в периоды изолированных суббурь с помощью искусственных нейронных сетей. Оказалось, что восстановление осуществляется наиболее эффективно, если в качестве входных последовательностей использовать не только компоненты ММП, но и интегральный параметр $\Sigma[N \cdot V^2]$, учитывающий предысторию процесса накачки кинетической энергии солнечного ветра в магнитосферу.

Целью настоящей работы является исследование поведения компонент межпланетного магнитного поля (ММП), скорости и плотности плазмы солнечного ветра в периоды регистрации изолированных магнитосферных суббурь разной интенсивности. Определение возможного влияния параметров плазмы солнечного ветра на процессы накопления энергии солнечного ветра в магнитосфере Земли и на интенсивность генерируемых в эти периоды магнитосферных суббурь.

2. Используемые данные

Для проведения исследований был использован список изолированных суббурь, характеристики которых изложены в работе [Воробьев и др., 2016]. Для выделения изолированных суббурь в этой работе 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. Критерии отбора изолированных суббурь подробно изложены в [Воробьев и др., 2016], здесь мы отметим только, что в этот список были включены суббури с интенсивностью в максимуме $300 \text{ нТл} < |AL_{\max}| < 1500 \text{ нТл}$. Начало (T_0) суббурь определялось по времени, когда разность двух последовательных значений AL индекса составляла более 60 нТл, а последующее значение AL отличалось от первого уже на -100 нТл.

Для целей настоящей работы этот список был дополнен слабыми изолированными суббурями с $|AL_{\max}| < 300$ нТл, которые были зарегистрированы в том же временном интервале. Для определения времени начала таких суббурь использовался более простой критерий: $|\Delta AL| > 30$ нТл. Данные по ММП и плазме солнечного ветра были взяты из базы OMNIWeb (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

3. Сравнительные характеристики суббурь разной интенсивности

Средние характеристики межпланетной среды и вариации магнитной активности в период регистрации суббурь с интенсивностью в максимуме $|AL_{\max}| < 300$ нТл и $|AL_{\max}| > 600$ нТл показаны на рисунках 1а и 1б, соответственно. Кривые, представленные на рис. 1, получены методом наложения эпох в интервале ± 3 ч относительно момента T_0 . Всего рассмотрено 65 и 44 события низкой и большой интенсивности, соответственно.

Обращает на себя внимание тот факт, что значения всех рассмотренных на рис. 1 параметров для суббурь большой интенсивности заметно выше их значений для небольших суббурь. Так, маленькие суббури возникают на уровне $SUM/H \sim -6$ нТл, а большие – при $SUM/H \sim -18$ нТл. При маленьких суббурях средняя скорость солнечного ветра не превышает 400 км/с, а для больших – больше 450 км/с. Средняя концентрация плазмы солнечного ветра составляет ~ 6 см⁻³ и ~ 10 см⁻³ для маленьких и больших суббурь, соответственно. Как и следовало ожидать, значения южной компоненты ММП значительно больше для суббурь большой интенсивности. Что касается азимутальной компоненты ММП, то можно отметить, что суббури низкой интенсивности возникают, главным образом, на фоне отрицательных значений B_y компоненты ММП, в то время как для генерации больших суббурь знак B_y компоненты по всей вероятности не имеет особого значения.

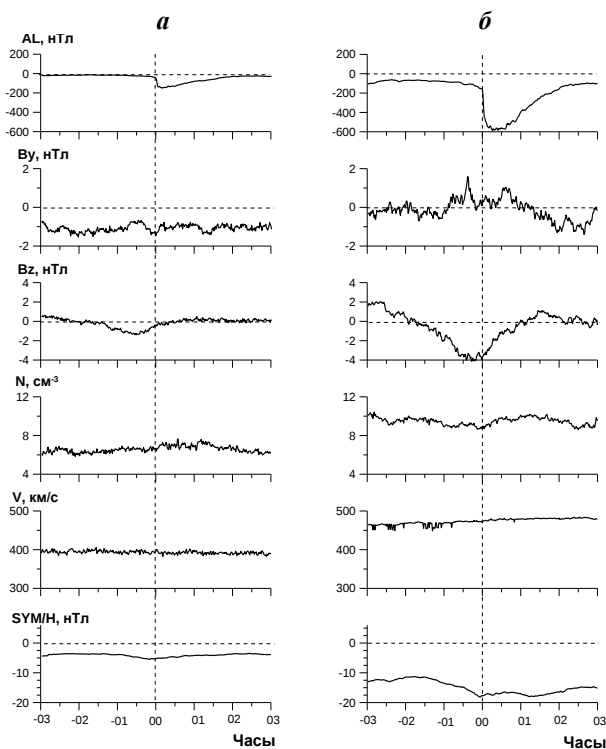


Рисунок 1. Средние характеристики межпланетной среды и магнитной активности для суббурь с $|AL_{\max}| < 300$ нТл (а) и $|AL_{\max}| > 600$ нТл (б). Кривые получены методом наложения эпох в интервале ± 3 ч относительно момента T_0 . Сверху вниз на рисунке показаны: вариации AL индекса, B_y и B_z компоненты ММП, концентрация плазмы (N) и скорость (V) солнечного ветра, значения индекса SUM/H .

предшествующий ей период спокойного геомагнитного поля. Поэтому значения южной компоненты ММП на кривых 1, 2 и 3 последовательно уменьшаются. Естественным выглядит и рост уровня отрицательной B_z для суббурь большей интенсивности.

Поведение B_y компоненты ММП, показанное в нижней части рис. 2в, подтверждает выводы, сделанные ранее из анализа рис. 1. Суббурям низкой и средней интенсивности предшествуют, как правило, отрицательные значения B_y компоненты ММП, в то время как для больших суббурь средние значения B_y

Данные, рассмотренные на рис. 1, в графическом виде представлены на рис. 2. К двум группам рассмотренных выше суббурь низкой и большой интенсивности добавлена третья группа суббурь с интенсивностью в максимуме $300 \text{ нТл} < |AL_{\max}| < 600 \text{ нТл}$. На рис. 2 показаны данные, усредненные за 1 час (кривая 1), 2 часа (кривая 2) и 3 часа (кривая 3) до начала фазы развития суббури T_0 . По горизонтальной оси график представлен всего тремя точками, соответствующими средним значениям суббурь слабой, средней и большой интенсивности.

В левой колонке (рис. 2а) показаны значения скорости (V) и концентрации плазмы (N) солнечного ветра. Кривые 1, 2, и 3 на этих рисунках фактически совпадают, что свидетельствует о том, что V и N очень незначительно изменяются, по крайней мере, в 3-х часовом интервале до начала суббури. Следует обратить особое внимание на то, что суббури большей интенсивности возникают на уровне все увеличивающихся значений как V , так и N .

На рис. 2б показаны средние значения SUM/H и PC индексов для суббурь разной интенсивности. Кроме того, что значения этих индексов, усредненные за 1, 2, и 3 часа до T_0 примерно совпадают, отметим последовательный рост абсолютной величины индексов по мере увеличения интенсивности последующей суббуревой активности.

На рис. 2в представлены средние значения B_z и B_y компонент ММП. Наибольшее влияние на интенсивность суббурь, очевидно, оказывает уровень B_z компоненты ММП, усредненный за 1 час до начала суббури (кривая 1). Интервалы усреднения за 2 и 3 часа до суббури (кривые 2 и 3) включают в себя как фазу зарождения, так и

нулевые или слабо положительные. Эти данные свидетельствуют о том, что наиболее благоприятными условиями для генерации суббурь низкой и средней интенсивности являются отрицательные значения как B_z , так и B_y компонент ММП. Для генерации больших суббурь необходимы большие отрицательные значения B_z компонентой ММП, но знак B_y компоненты по всей вероятности не имеет особого значения.

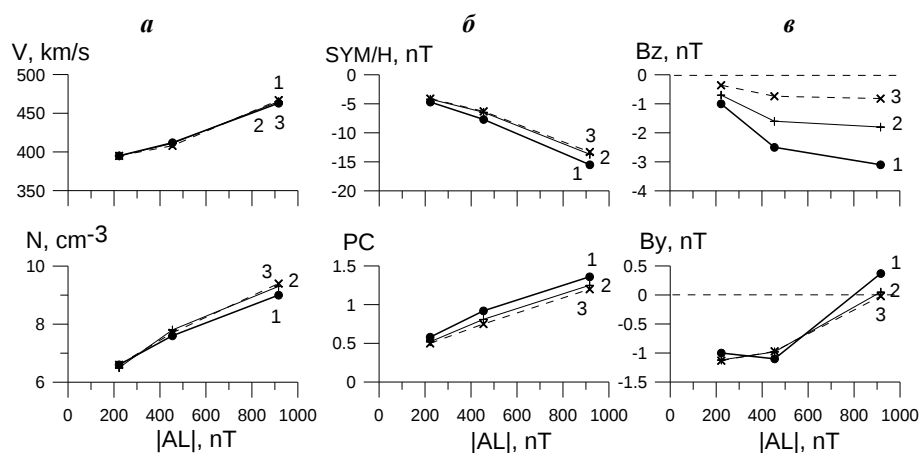


Рисунок 2. Средние значения параметров межпланетной среды и индексов магнитной активности для суббури низкой $|AL_{\max}| < 300$ нТл, средней $300 \text{ нТл} < |AL_{\max}| < 600$ нТл и большой $|AL_{\max}| > 600$ нТл интенсивности. Данные усреднялись за 1 ч (кривая 1), 2 ч (кривая 2) и 3 ч (кривая 3) до момента T_0 .

Наибольший интерес, с нашей точки зрения, представляют данные, показанные на рис. 2а. Полученные результаты свидетельствуют о том, что суббури большей интенсивности регистрируются на фоне все возрастающих значений как скорости, так и концентрации плазмы солнечного ветра. Хорошо известно, что величина скорости солнечного ветра имеет тенденцию антикоррелировать с уровнем концентрации солнечной плазмы. Так высокоскоростные потоки солнечного ветра от корональных дыр имеют низкую концентрацию, в то же время плотные потоки солнечного ветра в области гелиосферного токового слоя имеют относительно низкие скорости. В наших событиях эту тенденцию иллюстрирует рис. 3а. Рисунок показывает соотношение между концентрацией плазмы и скоростью солнечного ветра для всех событий, исследуемых в настоящей работе. На рис. 3а использованы средние значения V и N , наблюдаемые за 1 ч до момента T_0 . Вертикальная штриховая линия показывает среднее значение скорости солнечного ветра для всего массива данных, которая составляет ~ 420 км/с. Сплошная линия соответствует линейному уравнению регрессии. Довольно четко прослеживается тенденция к уменьшению концентрации плазмы по мере увеличения скорости солнечного ветра.

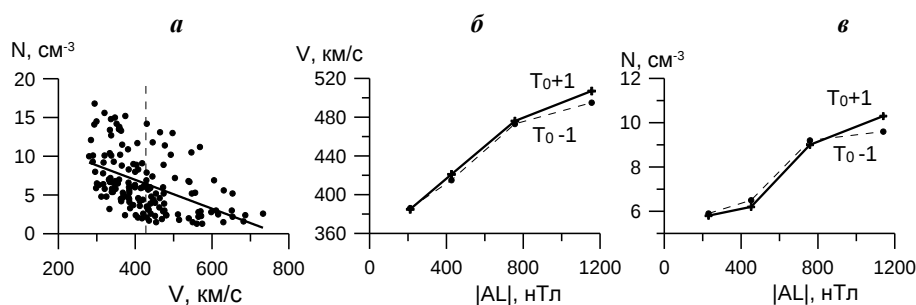


Рисунок 3. Соотношение между концентрацией плазмы и скоростью солнечного ветра (а). Средние значения скорости (б) и концентрации плазмы (в) солнечного ветра для суббурь различной интенсивности. Все суббури разделены на четыре группы: $|AL_{\max}| < 300$ нТл, $300 \text{ нТл} < |AL_{\max}| < 600$ нТл, $600 \text{ нТл} < |AL_{\max}| < 900$ нТл и $|AL_{\max}| > 900$ нТл. Штриховые линии - V и N усреднены за 1ч до начала суббури (T_0-1); сплошные линии - V и N усреднены за 1ч после начала суббури (T_0+1).

Однако, те же данные, но упорядоченные относительно интенсивности суббурь, показывают последовательный рост как V , так и N по мере увеличения интенсивности суббурь. Этот результат, уже представленный ранее на рис. 2а, дополнительно иллюстрируют рис. 3б и 3в. По интенсивности суббурь на рис. 3б и 3в объединены в группы по 300 нТл. Штриховые линии на рисунках соответствуют данным по V и N , усредненным за 1 ч до момента T_0 , а сплошные линии соответствуют данным, усредненным за 1ч после T_0 . Сплошные и штриховые линии на рис. 3б и 3в очень близки друг к другу. Это свидетельствует о том, что величины скорости и концентрации плазмы солнечного ветра незначительно

изменяются в период фазы развития суббури по сравнению с их уровнем в период фазы зарождения. Кривые на рис. 3б и 3в показывают устойчивый рост V и N по мере увеличения интенсивности наблюдаемых в этот период суббурь. Так суббури интенсивностью $|AL_{max}| < 300$ нТл наблюдались при $V \sim 380$ км/с и $N \sim 5.8$ см⁻³, а суббури с $|AL_{max}| > 900$ нТл наблюдались при $V \sim 500$ км/с и $N \sim 10.0$ см⁻³.

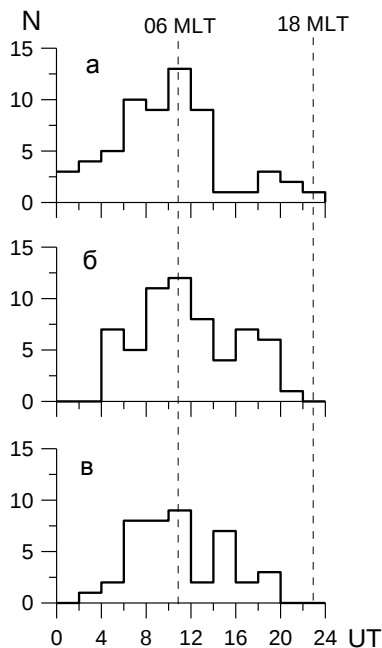


Рисунок 4. Суточное распределение вероятности появления суббурь низкой (а), средней (б) и большой (в) интенсивности. Вертикальными штриховыми линиями указаны моменты UT, когда ось геомагнитного диполя наклонена в утреннюю и вечернюю сторону.

На рис. 4 показаны гистограммы суточного распределения времени начала суббурь разной интенсивности. Вертикальная ось показывает количество суббурь, начавшихся в соответствующем 2-х часовом интервале UT. По интенсивности, как и на рис. 2, суббури разделены на слабые (а), средние (б) и сильные (в). Рисунок указывает на то, что в распределении вероятности появления суббурь наблюдается максимум в интервале 10:00-12:00 UT. Этот максимум наиболее отчетливо выражен для слабых суббурь (рис. 4а). Для средних суббурь он расширяется на интервал 08:00-12:00 UT (рис. 4б), а для сильных суббурь выглядит наименее отчетливо и уже в интервале 06:00-12:00 UT.

Наличие такого максимума можно было бы отнести к недостаткам традиционного AL индекса, определенного по небольшому числу (10-12) наземных магнитных станций. Однако наличие предполуденного по UT максимума в суточном распределении вероятности появления суббурь в зимний период можно обнаружить и в исследованиях [Newell et al., 2013, Fig. 7]. Авторы этой работы для определения T_0 использовали SML (SuperMAG Low) индекс, который подобен индексу AL , но определен по данным 130 станций. Вертикальными штриховыми линиями на рис. 4 показаны моменты UT, когда ось геомагнитного диполя в GSM системе координат наклонена вдоль оси Y в сторону 06:00 MLT и 18:00 MLT. Как видно из рисунка, максимум вероятности появления суббурь низкой и средней интенсивности наблюдается в периоды, когда ось геомагнитного диполя наклонена в утреннюю сторону. Такой наклон оси диполя в сочетании с отрицательными значениями B_y компоненты ММП, как это иллюстрируют рис. 1а и рис. 2в, даёт «эффективную» отрицательную компоненту B_z [Russell and McPherron, 1973]. Величина этой компоненты, зависящая как от B_y компоненты ММП, так и от UT, будет вносить определенный вклад в степень геоэффективности солнечного ветра перед началом суббури.

4. Заключение

Проведено статистическое исследование параметров межпланетной среды в периоды регистрации изолированных суббурь разной интенсивности. Показано, что скорость (V) и концентрация плазмы (N) солнечного ветра остаются примерно постоянными в течение длительного интервала времени, по крайней мере, в течение трех часов до и одного часа после начала фазы развития суббури (T_0). В среднем по всему массиву данных величины V и N показывают устойчивую тенденцию к антикорреляции. Однако если значения V и N упорядочить относительно интенсивности наблюдаемых в этот период суббурь, то с ростом величины AL индекса в максимуме суббури наблюдается увеличение, как скорости, так и концентрации плазмы солнечного ветра, на фоне которых эти суббури появляются. Показано, что в распределении вероятности появления суббурь наблюдается максимум в интервале 10:00-12:00 UT. Этот максимум наиболее отчетливо выражен для слабых суббурь $|AL_{max}| < 300$ нТл. Для средних суббурь он расширяется на интервал 08:00-12:00 UT (рис. 4б), а для сильных суббурь выглядит наименее отчетливо и уже в интервале 06:00-12:00 UT.

Литература

- Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Отражение динамики параметров солнечного ветра в процессе формирования суббуревой активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 3. С. 273-279. doi 10.1134/S0016793217030021. 2017.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Зверев В.Л. Исследование изолированных суббурь: условия генерации и характеристики различных фаз // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 6. С. 721-732. doi 10.7868/S0016794001606016X. 2016.
- McPherron R.L. Growth phase of magnetospheric substorms // J. Geophys. Res. V. 75. No. 28. P. 5592-5599. 1970.
- Russell C.T., McPherron R.L. Semiannual variation of geomagnetic activity // J. Geophys. Res. V. 78. No. 1. P. 92-108. doi 10.1029/JA78i001p00092. 1973.
- Shukhtina M. A., Dmitrieva N. P., Sergeev V. A. On the conditions preceding sudden magnetotail magnetic flux unloading // Geophys. Res. Lett. V. 41. No. 4. P. 1093-1099. doi 10.1002/2014GL059290. 2014.3

СТРУКТУРЫ ДИСПЕРСИОННЫХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

М.А. Волков

Мурманский государственный технический университет, г. Мурманск, Россия,
 e-mail: volkovma@mstu.edu.ru

Аннотация

Изучены особенности распространения «косых» или дисперсионных альвеновских волн в неоднородной холодной плазме. Рассматривается плазма неоднородная поперек магнитных силовых линий в направлении север-юг и однородная в долготном направлении. Исследованы области прозрачности для этих волн в различных частотных диапазонах. Оценены масштабы поперечных структур «косых» альвеновских волн на уровне ионосферы.

1. Введение

В работе получено решение для дисперсионной альвеновской волны в неоднородной магнитосферной холодной плазме. Эти волны играют важную роль в механизме формирования авроральных структур [Волков, 2016, Chaston et al., 1999, Lysak and Song, 2003]. Дисперсионная альвеновская волна имеет компоненту электрического поля, направленную вдоль магнитного поля Земли, и поперечную компоненту электрического поля. Продольная компонента электрического поля может ускорять магнитосферные электроны, которые затем высыпаются в ионосферу. Такие волны вызывают ускорение электронов в достаточно широком диапазоне энергий, которое наблюдается над некоторыми авроральными структурами [Johnstone and Winningham, 1982; McFadden et al., 1999]. Ускорение электронов происходит на высотах нескольких радиусов Земли, где концентрация магнитосферных частиц резко падает. Такое резкое уменьшение концентрации наблюдается над авроральным овалом в вечерние и полуночные часы. Данная область в магнитосфере называется авроральной полостью [Calvert, 1981; Delory et al., 1998; Ergun et al., 1998]. Концентрация плазмы в этой области изменяется не только с высотой, но и с широтой, поперек авроральной области. В работе рассматривается только поперечная магнитному полю неоднородность магнитосферной плазмы.

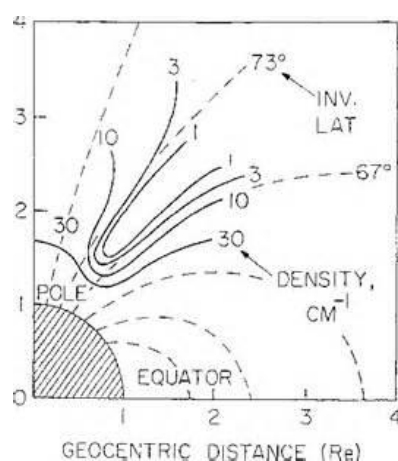


Рисунок 1. Авроральная полость. Density-концентрация электронов в cm^{-3} , LAT-магнитная широта, DISTANCE- расстояние от центра Земли в радиусах Земли R_E .

2. Описание ионосферы и магнитосферы

Ионосферу будем считать тонким (в сравнении с продольной длиной «инерционной» волны) идеально проводящим слоем. Используем прямоугольную систему координат, ось y направим на запад ось x - югу, ось z - вниз, вдоль магнитного поля (Северное полушарие). Будем рассматривать двумерные возмущения, зависящие от x и z , т.е. $\partial/\partial y = 0$. Граничное условие для волны в ионосфере: для магнитного поля коэффициент отражения $R=1$. Магнитосферная плазма состоит только из холодных ионов и электронов. Электроны переносят ток вдоль магнитных силовых линий. Возмущением концентрации плазмы пренебрегаем. Считаем, что концентрация магнитосферной плазмы однородна по высоте и меняется только поперек магнитного поля в направлении x . Продольное электрическое поле E_z определяется из уравнения движения электронов вдоль магнитного поля, полагая магнитный момент электронов равным нулю:

$$m_e \partial v / \partial t = -e E_z \quad (1)$$

где e - заряд электрона, m_e - масса электрона, v -возмущение скорости электронов. Уравнение (1) лучше переписать в другой форме:

$$m_e \partial(j_z/n(x))/\partial t = e^2 E_z, \quad (2)$$

где j_z -плотность продольного тока, $n(x)$ - концентрация магнитосферной плазмы. Единственной поперечной компонентой возмущенного электрического поля является E_x , магнитного – H_y . Холодные ионы переносят ток поляризации поперек магнитного поля. Из уравнения движения для холодной плазмы в магнитном поле получаем выражение для поляризационного тока в альвеновской волне:

$$j_x = 1/(\mu_0 v_a^2) \partial E_x / \partial t, \quad (3)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, $v_a^2 = \rho \mu_0 / B^2$ – квадрат альвеновской скорости, $\rho(x)$ – плотность плазмы, B – индукция магнитного поля в магнитосфере. В случае конвекции магнитосферно-ионосферной плазмы со скоростью v_0 в направлении x следует брать полную производную в выражении (3), $j_x = 1/(\mu_0 v_a^2) dE_x/dt$, где $dE_x/dt = \partial E_x / \partial t + v_0 \partial E_x / \partial x$. В дальнейшем не будем учитывать конвекцию плазмы, а в конечном решении укажем границы применимости этого приближения.

Из уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} -\partial E_z / \partial x + \partial E_x / \partial z &= -\mu_0 \partial H_y / \partial t, & \partial H_y / \partial z &= -j_x, \\ \partial H_y / \partial x &= j_z, \end{aligned} \quad (4)$$

и уравнения непрерывности для тока $\partial j_z / \partial z = -\partial j_x / \partial x$ и (1-3) получим уравнение для H_y :

$$\partial H_y / \partial t^2 = \partial(v_a^2 \partial H_y / \partial z) / \partial z + \partial(m_e / (e^2 \mu_0 n(x)) \partial(\partial^2 H_y / \partial t^2) / \partial x) \partial x, \quad (5)$$

Магнитные силовые линии считаем прямыми, направленными вдоль оси z от одной ионосферы к другой. Полуширина авроральной полости на уровне ионосферы $L_A = 100$ км.

3. Решение волнового уравнения

Будем рассматривать периодические по времени решения. В этом случае $\partial/\partial t$ заменяем на $i\omega$. Далее используем метод разделения переменных $H_y = X(x)Z(z)$. В результате получаются два дифференциальных уравнения с одной переменной:

$$\partial^2 Z / \partial z^2 + k_z^2 Z = 0, \quad (6)$$

$$\partial(\omega^2 / \omega_p^2 \partial X / \partial x) / \partial x + ((v_a^2 k_z^2 - \omega^2) / c^2) X = 0, \quad (7)$$

где $\omega_p^2 = e^2 n(x) / \epsilon_0 m_e$ - плазменная частота, c – скорость света, k_z – некоторая константа, которую можно рассматривать как продольное волновое число. Решение первого уравнения имеет вид:

$$Z = C_1 \exp(ik_z z) + C_2 \exp(-ik_z z), \quad (8)$$

где $C_{1,2}$ -некоторые константы, определяемые из граничных условий.

Если длину магнитных силовых линий от ионосферы в северном полушарии до ионосферы в южном полушарии обозначить за L и поскольку ионосфера идеальный проводник, тогда $k_z = \pi p / L$, и $Z \sim \cos(\pi z p / L)$, где $p = 1, 2, \dots$

4. Поперечная структура косой альвеновской волны

Зададим модель поперечной структуры авроральной полости, вдоль оси x : $n(x) = n_0(1 + x^2/L_A^2)$.

Введем безразмерную переменную $\chi = \omega_p x / c = x / \lambda_e$, где $\omega_p^2 = e^2 n_0 / \epsilon_0 m_e$, c - скорость света. Уравнение (7) перепишется в следующем виде:

$$\partial^2 X / \partial \chi^2 - (2 / (1 + \chi^2 \lambda_e^2 / L_A^2)) (\lambda_e / L_A)^2 \chi \partial X / \partial \chi + (\lambda_e^2 \omega_i \omega_e k_z^2 / \omega^2 - 1 - \chi^2 (\lambda_e / L_A)^2) X = 0, \quad (9)$$

где $\omega_{i,e} = eB / m_{i,e}$, - гирочастота протонов и электронов соответственно, m_i - масса иона.

Решение уравнения (9) будем искать в приближении $\chi^2 \lambda_e^2 / L_A^2 \ll 1$, когда поперечные масштабы волн много меньше поперечного масштаба полости, в этом приближении знаменатель во втором слагаемом в левой части (9) можно положить равным единице. Введем следующие обозначения:

$$\alpha^2 = (\lambda_e / L_A)^2, \quad \Lambda = \lambda_e^2 \omega_i \omega_e k_z^2 / \omega^2 - 1,$$

тогда уравнение (9) принимает вид:

$$\partial^2 X / \partial \chi^2 - 2 \alpha^2 \chi \partial X / \partial \chi + (\Lambda - \alpha^2 \chi^2) X = 0 \quad (10)$$

Решение этого уравнения ищем в виде:

$$X = u(\chi) \exp(\omega(\chi)),$$

после подстановки в (10) получим:

$$u'' + 2(\omega' - \alpha^2 \chi) u' + (\omega'' + (\omega')^2 - 2\alpha^2 \omega' \chi - \alpha^2 \chi^2 + \Lambda) u = 0, \quad (11)$$

положим $\omega = \gamma \chi^2 / 2$,

$$u'' + 2(\gamma - \alpha^2) \chi u' + (\gamma^2 - 2\alpha^2 - \alpha^2 \chi^2 + \Lambda) u = 0, \quad (12)$$

γ выбираем из условия $\gamma^2 - 2\alpha^2 - \alpha^2 = 0$. Из условия убывания функции X при больших значениях χ оставляем решение $\gamma = \alpha^2 - (\alpha^4 + \alpha^2)^{1/2}$, в приближении $\alpha^2 \ll 1$, $\gamma \sim -\alpha$.

Перейдем к новой переменной $\xi = (\alpha)^{1/2} \chi$, тогда уравнение (12) примет вид:

$$u'' - 2\xi u' + (\Lambda/\alpha - 1)u = 0, \quad (13)$$

решением этого уравнения являются функции Эрмита $H_n(\xi)$,

$$\text{где } 2n = \Lambda/\alpha - 1 = (\lambda_e^2 \omega_i \omega_e k_z^2 / \omega^2 - 1) / (\lambda_e / L_A) - 1 \quad (14)$$

Решение уравнения (9) в окончательном виде имеет следующий вид:

$$X(x) = C \exp(-0.5(x/(L_A \lambda_e)^{1/2})^2) H_n(x/(L_A \lambda_e)^{1/2}), \quad (15)$$

где C – константа.

Для H_y :

$$H_y = (H_{y0}/H_{y\max}) \exp(-0.5(x/(L_A \lambda_e)^{1/2})^2) H_n(x/(L_A \lambda_e)^{1/2}) \cos(\pi z p / L) \quad (16)$$

Как видно из выражения (16) характерный масштаб изменения поля волны вдоль координаты x определяется величиной $(L_A \lambda_e)^{1/2}$.

Сделаем оценки значения n .

Примем концентрацию в центре полости $n_0 = 10^6 \text{ 1/м}^3$, $L = 20R_E$, $p = 2$, расстояние от ионосферы до авроральной полости в магнитосфере $3R_E$, получим следующие значения величин:

$\lambda_e = 1 \text{ км}$ на ионосферном уровне,

$(L_A \lambda_e)^{1/2} = 10 \text{ км}$ на ионосферном уровне,

$n = 25(4/\omega^2 - 1)$.

На рис. 2,3 показаны зависимости $H_y(\xi)$ и $j_z(\xi) = (L_A \lambda_e)^{-1/2} \partial H_y / \partial \xi$ при $z = 0$ и значениях $n = 3$ и $n = 30$. Для этих значений n периоды колебаний T равны соответственно 3 с и 5 с.

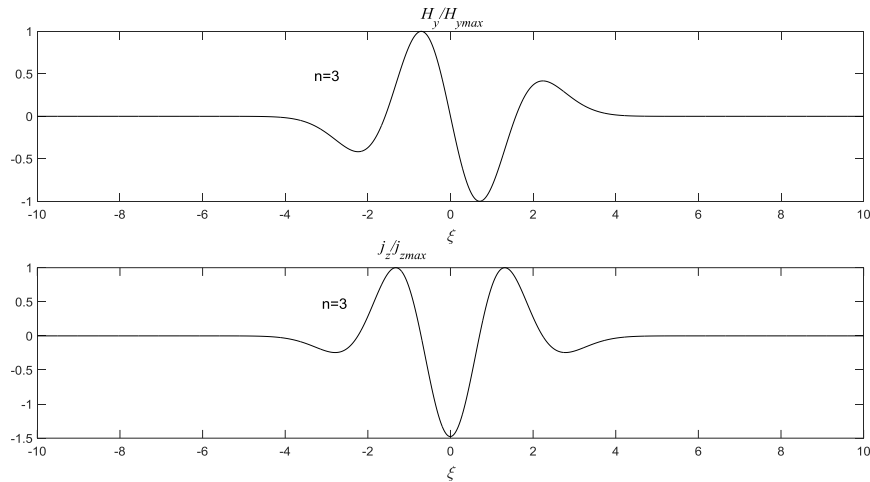


Рисунок 2. Распределение магнитного поля и продольного тока поперек авроральной полости при $n=3$, $\xi = x/(L_A \lambda_e)^{1/2}$, $(L_A \lambda_e)^{1/2} = 10 \text{ км}$.

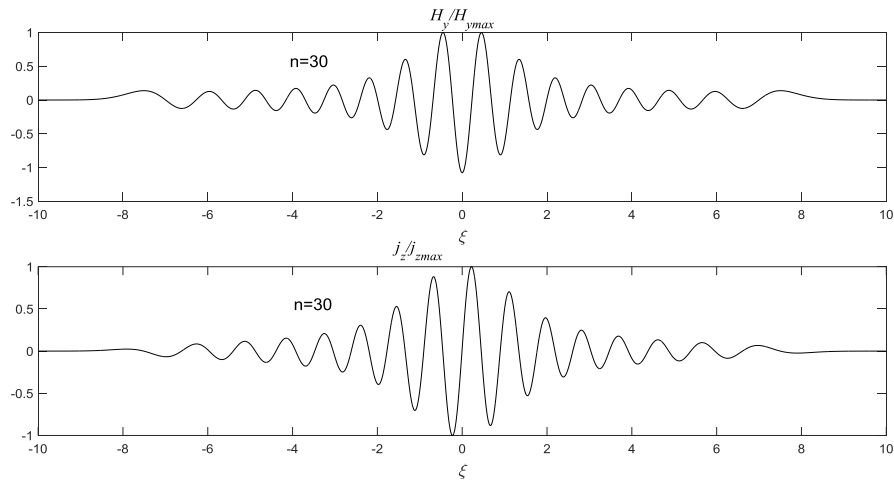


Рисунок 3. Распределение магнитного поля и продольного тока поперек авроральной полости при $n=30$, $\xi = x/(L_A \lambda_e)^{1/2}$, $(L_A \lambda_e)^{1/2} = 10 \text{ км}$.

Как можно видеть из графиков поперечный масштаб структур вдоль оси x зависит не только от параметра $(L_A \lambda_e)^{1/2}$, в рассматриваемом случае 10 км, но и от значения n , с ростом n поперечный масштаб отдельных структур уменьшается. Для $n=3$ мы имеем дело практически с единичной структурой с масштабом 20 км, при $n=30$ появляется группа структур на масштабах ~ 6 км.

Рассмотрим применимость нашего приближения, т.е. насколько обоснованным является пренебрежение конвекцией. Полученное решение корректно только для высокочастотного случая, когда $v_0 T \ll L_x$, где L_x – поперечный масштаб наших структур. Зададим $v_0=1$ км/с, для $n=3$, $v_0 T=3$ км $\ll 20$ км, для $n=30$, $v_0 T=5$ км, что уже сопоставимо с поперечным масштабом $L_x=6$ км. Таким образом, в низкочастотном приближении, когда $T>20$ с, необходимо учитывать конвекцию магнитосферно-ионосферной плазмы.

5. Выводы

Для высокочастотного приближения $T<20$ с получено решение уравнения, описывающего распространение косых альвеновских волн в неоднородной (перпендикулярно магнитному полю) магнитосферной плазме, в области авроральной полости. Рассмотрена неоднородность только в одном направлении, в долготном, т.е. электромагнитные структуры вытянуты вдоль широты. Решение выражается через функции Эрмита H_n , где n – целое число. Два магнитосферных параметра определяют поперечный масштаб структур L_x – концентрация магнитосферной плазмы или λ_e и полуширина авроральной полости L_A , $L_x=(L_A \lambda_e)^{1/2}$. Поперечный размер отдельных структур зависит также от числа n , с ростом n поперечный масштаб уменьшается. Полученное решение может быть использовано для описания ряда авроральных явлений, так в работе [Сафаргалеев и др., 2000] приведены наблюдения пульсирующих структур с периодом ~ 10 с, состоящих из нескольких авроральных узких полос.

Литература

- Волков М.А. Авроральная турбулентность ионосферной конвекции. Вестник МГТУ, Т. 19, № 1/2, 2016, С. 222-226.
- Сафаргалеев В.В., Осипенко С.В., Васильев А.Н. Пространственно-периодические дугообразные формы в области пульсирующих сияний. Геомагнетизм и аэрномия, 2000, т.40, №6, с.38-45.
- Calvert, W., The auroral plasma cavity, Geophys. Res. Lett., 8, 919–921, 1981.
- Delory, G. T., et al., FAST observations of electron distributions within AKR source regions, Geophys. Res. Lett., 25, 2069–2072, 1998.
- Chaston, C.C., C.W. Carlson, W.J. Peria, R.E. Ergun, and J.P. McFadden (1999), FAST observations of inertial Alfvén waves in the dayside aurora, Geophys. Res. Lett., 26, 647–650, doi:10.1029/1998GL900246.
- Ergun, R.E., et al., FAST satellite wave observations in the AKR source region, Geophys. Res. Lett., 25, 2061–2064, 1998.
- Johnstone, A.D., and J.D. Winningham (1982), Satellite observations of suprathermal electron bursts, J. Geophys. Res., 87, 2321–2329.
- Lysak, R.L., and Y. Song (2003a), Kinetic theory of the Alfvén wave acceleration of auroral electrons, J. Geophys. Res., 108(A4), 8005, doi:10.1029/2002JA009406. doi:10.1029/JA087iA04p02321.
- McFadden, J.P., C.W. Carlson, and R. E. Ergun (1999), Microstructure of the auroral acceleration region as observed by FAST, J. Geophys. Res., 104, 14,453–14,480, doi:10.1029/1998JA900167.



ЗАВИСИМОСТЬ ВЫСЫПАНИЙ ЭНЕРГИЧНЫХ ПРОТОНОВ ЭКВАТОРИАЛЬНОЕ ГРАНИЦЫ ИЗОТРОПИИ ПОТОКОВ ОТ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Н.В. Семенова¹, А.Г. Яхнин¹, Т.А. Яхнина¹, А.Г. Демехов^{1,2}

¹Полярный геофизический институт, Апатиты

²Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Аннотация. Построены распределения вероятности наблюдения высыпаний энергичных протонов, связанных с ионно-циклотронной (ИЦ) неустойчивостью, в зависимости от AE-индекса геомагнитной активности. Эти высыпания регистрируются низкоорбитальными спутниками в зоне, где потоки энергичных частиц анизотропны. Показано, что при росте геомагнитной активности от слабой ($AE < 100$ нТл) до умеренной ($100 < AE < 300$ нТл) вероятность наблюдения высыпаний в дневной области за геостационарной орбитой (где наблюдаются максимальные значения вероятности наблюдения) растет, а при высокой активности ($AE > 300$ нТл) - уменьшается. Высказано предположение, что это является следствием двух конкурирующих факторов: 1) роста потока энергичных протонов в результате инъекций частиц во внутреннюю магнитосферу во время возмущений, и 2) уменьшения радиального градиента потока частиц, также связанного с инъекциями. Первый фактор ведет к росту инкремента ИЦ неустойчивости, а второй — к его уменьшению за счет уменьшения поперечной анизотропии в дневном секторе, которая вызвана расщеплением дрейфовых оболочек и поэтому зависит от радиального градиента потока частиц.

Введение

В работе [Семенова и др., 2017] построено глобальное распределение интенсивности протонных высыпаний, которые наблюдаются к экватору от границы изотропных потоков. Согласно общепринятому представлению, такие протонные высыпания обусловлены развитием ИЦ неустойчивости в приэкваториальной магнитосфере [например, Yahnin and Yahnina, 2007]. Особенностью распределения, полученного в работе [Семенова и др., 2017] является то, что наибольшая вероятность наблюдения таких высыпаний (~20%) находится во внешней магнитосфере на дневной стороне. Это согласуется со статистикой наблюдений ионно-циклотронных волн в магнитосфере. Максимум вероятности наблюдений ЭМИЦ волн (~10-20%) также находится на дневной стороне на больших расстояниях от Земли (за геостационарной орбитой - $6.6 R_E$) [Anderson et al., 1992; Usanova et al., 2012; Keika et al., 2013]. На расстояниях 3-5 R_E (в области плазмопаузы) вероятность наблюдения ЭМИЦ волн и протонных высыпаний приблизительно на порядок меньше. Сходство распределений ЭМИЦ волн и протонных высыпаний подтверждает предположение об их общем источнике — ионно-циклотронной неустойчивости, которая развивается в приэкваториальной магнитосфере при наличии поперечной анизотропии температур энергичных ионов [Сагдеев, Шафранов, 1960; Kennel and Petschek, 1966; Cornwall et al., 1970].

Дневной максимум в распределении вероятности наблюдения ЭМИЦ волн и высыпаний протонов естественно связать с наличием на дневной стороне магнитосферы области повышенной анизотропии энергичных протонов [например, Usanova et al., 2012]. Такая область может образоваться в результате расщепления дрейфовых оболочек, которое происходит в асимметричном магнитном поле магнитосферы [Shabansky, 1965; Roederer, 1967; Sibeck et al., 1987]. Частицы с разными питч-углами, стартующие на ночной стороне из одной точки, дрейфуют в магнитном поле Земли по разным дрейфовым оболочкам. Частицы, которые на ночной стороне имели большие питч-углы, на дневной стороне оказываются на больших расстояниях от Земли. При наличии отрицательного радиального градиента концентрации горячих протонов на ночной стороне это приводит к формированию на дневной стороне, на достаточно больших расстояниях от Земли области поперечной анизотропии энергичных заряженных частиц.

Асимметрия магнитного поля обусловлена постоянно существующим динамическим давлением солнечного ветра. Рост давления приводит к росту асимметрии и, как следствие, к увеличению области поперечной анизотропии энергичных частиц на дневной стороне и к росту самой анизотропии. Соответственно на дневной стороне растет вероятность наблюдения ЭМИЦ волн [Usanova et al., 2012] и высыпаний протонов [Семенова и др., 2017].

Кроме зависимости от динамического давления солнечного ветра, авторы работы [Usanova et al., 2012] рассмотрели зависимость вероятности наблюдения ЭМИЦ волн от геомагнитной активности. Сделан вывод, что вероятность наблюдения ЭМИЦ волн в дневной магнитосфере увеличивается с ростом геомагнитной активности. В данной работе мы рассмотрим аналогичную зависимость для высыпаний энергичных протонов и сопоставим полученные результаты с результатами работы [Usanova et al., 2012].

Данные и результаты

В работе [Семенова и др., 2017] использованы наблюдения потоков энергичных протонов на четырех спутниках NOAA POES за июль-август 2005 г. В данной работе для увеличения статистики мы расширили интервал наблюдений на тех же спутниках по декабрь 2005 г. Таким образом, общее число пересечений спутниками субавроральных широт, где наблюдаются рассматриваемые высыпания, составило 42182. Число событий протонных высыпаний к экватору от границы изотропии составило ~ 13000 . Описание методики обработки данных можно найти в работе [Семенова и др., 2017]. Для удобства сопоставления с результатами исследования ЭМИЦ волн в экваториальной магнитосфере, наблюдения низкоорбитальных спутников были спроектированы в магнитосферу с использованием модели IGRF. Вероятность наблюдения определялась в ячейках с размерами 1 час MLT – 0.5 Re как отношение суммарного времени наблюдения протонных высыпаний к общему времени нахождения спутников в ячейке. Данные были разбиты на группы, соответствующие определенным уровням индекса геомагнитной активности и динамического давления солнечного ветра.

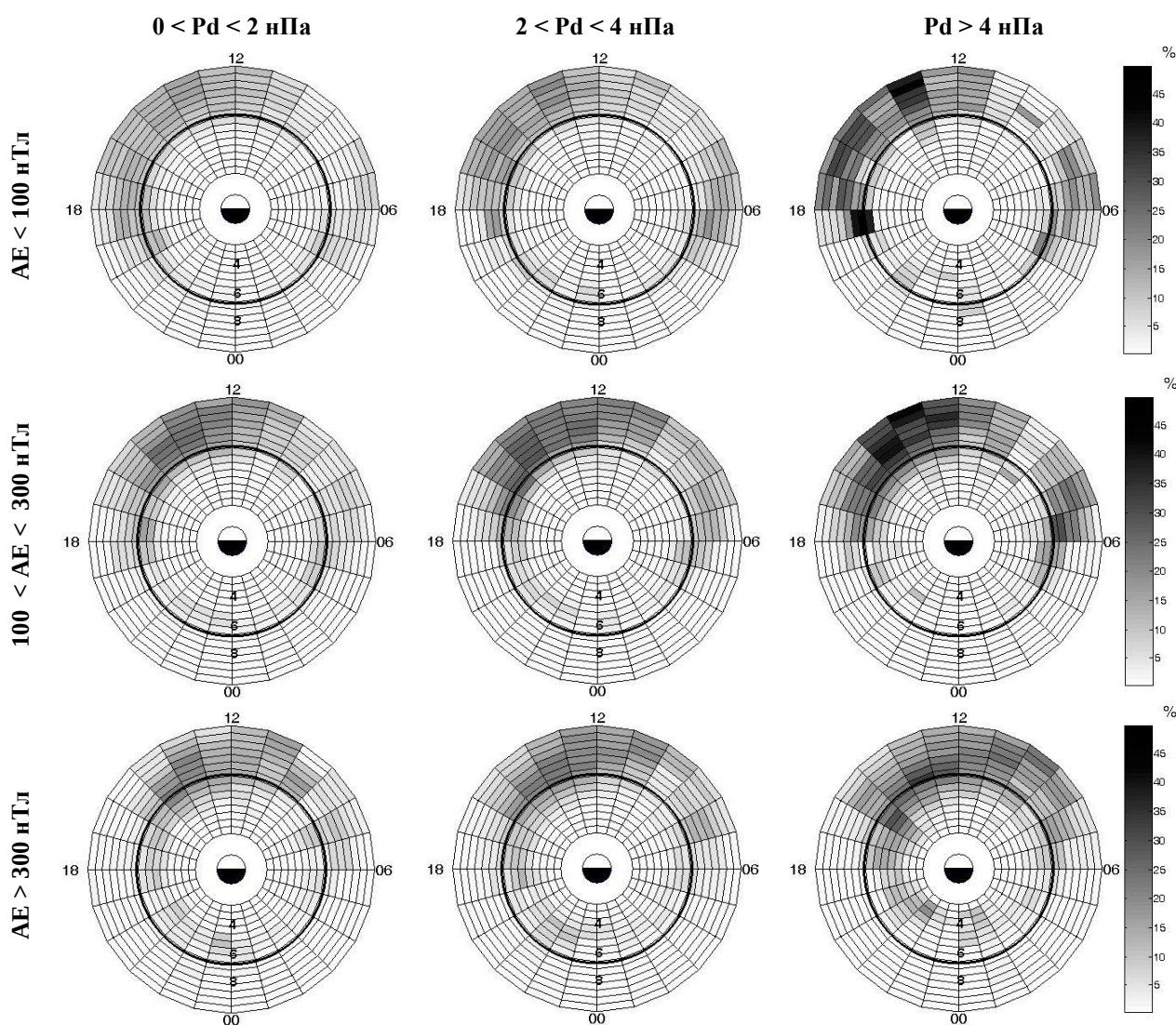


Рисунок 1. Распределение вероятности наблюдения высыпаний энергичных протонов в анизотропной зоне в проекции на экваториальную плоскость для трех уровней динамического давления солнечного ветра и AE-индекса геомагнитной активности. Жирной линией показано положение геосинхронной орбиты ($L=6.6$).

На рис. 1 показаны распределения вероятности наблюдения протонных высыпаний от динамического давления солнечного ветра и AE-индекса геомагнитной активности. Глобальное распределение вероятности наблюдения протонных высыпаний, полученное на большей статистике, показало те же особенности, что и в работе Семеновой и др. [2017]. То же можно сказать о зависимости от динамического давления солнечного

ветра. При увеличении динамического давления вероятность наблюдения протонных высыпаний растет при любой геомагнитной активности. Что касается зависимости от АЕ индекса, то для любого уровня динамического давления при $100 < \text{АЕ} < 300$ нТл вероятность наблюдения высыпаний протонов на дневной стороне больше чем при $\text{АЕ} < 100$ нТл, но при дальнейшем росте геомагнитной активности она уменьшается.

Обсуждение

Глобальная картина высыпаний протонов, как и зависимость от динамического давления солнечного ветра, находится в согласии с данными о распределении ЭМИЦ волн в магнитосфере. В то же время, зависимость от индексов геомагнитной активности несколько отличается от той, что получена для ЭМИЦ волн. Действительно, в работе [Usanova et al., 2012; рис. 8] показано, что вероятность наблюдений ЭМИЦ волн монотонно увеличивается с ростом АЕ индекса. Наш результат показывает, что при умеренной геомагнитной активности аналогичная зависимость существует и для высыпаний энергичных протонов, но дальнейший рост активности приводит к уменьшению вероятности наблюдения высыпаний на дневной стороне и к сокращению пространственных размеров области с повышенной вероятностью протонных высыпаний.

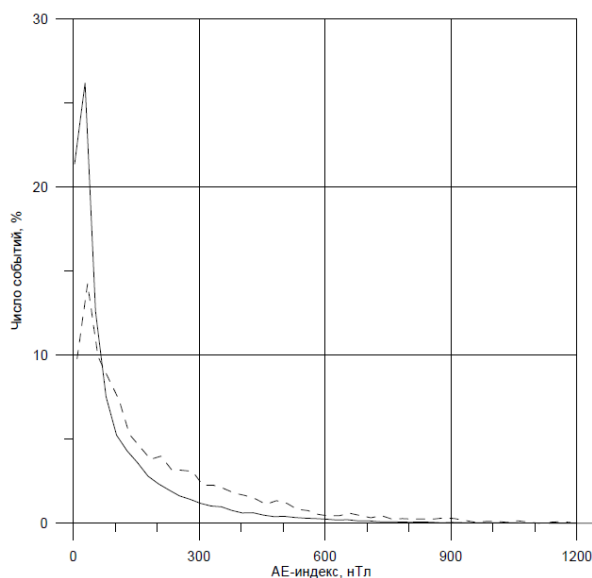


Рисунок 2. Плотность вероятности распределения АЕ-индекса для интервала июль-декабрь 2005 г. (пунктирная линия) и для интервала май 2007 г. - декабрь 2011 г. (сплошная линия).

Уменьшение вероятности наблюдений высыпаний протонов на дневной стороне при большой геомагнитной активности согласуется с наблюдениями дневных высыпаний протонов в анизотропной зоне во время большой геомагнитной бури ноября 2003 г. Было показано [Яхнина и Яхнин, 2014, рис. 2], что во время максимума геомагнитного возмущения число событий высыпаний протонов на дневной стороне резко упало по сравнению с интервалом перед бурей и фазой восстановления бури. Это интерпретировалось как результат инжекций частиц из хвоста во внутреннюю магнитосферу, которые уменьшают радиальный градиент потоков энергичных протонов на ночной стороне. В свою очередь это приводит к уменьшению поперечной анизотропии на дневной стороне (см. рис. 7 и обсуждение в разделе 4.1.3 в работе [Wang et al., 2012]) и, как следствие, к уменьшению инкремента ИЦ неустойчивости, амплитуды ЭМИЦ волн и коэффициента питч-угловой диффузии протонов.

С другой стороны, инжекции на ночной стороне увеличивают поток частиц (протонов), которые дрейфуют на дневную сторону. Рост потока должен приводить к росту инкремента ИЦ неустойчивости (при наличии поперечной анизотропии) [Сагдеев, Шафранов, 1960; Kennel and Petschek, 1966]. Таким образом, инжекции на ночной стороне приводят к двум «конкурирующим» процессам, оказывающим противоположное влияние на инкремент ИЦ неустойчивости.

По-видимому, умеренная геомагнитная активность не приводит к существенному выравниванию радиального распределения потока на ночной стороне и, соответственно, к уменьшению поперечной анизотропии на дневной стороне. Инкремент ИЦ неустойчивости растет за счет увеличения потока протонов. При больших возмущениях, радиальный градиент потока протонов на ночной стороне уменьшается, что приводит к уменьшению поперечной анизотропии на дневной стороне и к уменьшению инкремента ИЦ неустойчивости.

Чтобы ответить на вопрос, в чем причина расхождений результата данной работы с результатом работы [Usanova et al., 2012], мы рассмотрели различия в геомагнитной активности для интервалов наблюдений, использованных в этих работах. На рис. 2 приведено сравнение нормализованных распределений АЕ индекса для интервала 2007-2011 гг. [Usanova et al., 2012] и для интервала июль-декабрь 2005 г. (данная работа). Видно,

что первый интервал был менее возмущенным; медианное значение AE-индекса было равно 74 нТл (в 2005 г. оно составляло 134 нТл). В частности, в 2005 г. доля больших возмущений с $AE > 300$ нТл составляла 23%, в то время как в 2007-2011 гг. только 13% (для $AE > 500$ нТл – 9.2% и 4.8%, соответственно). Таким образом, вклад больших возмущений в характер зависимости вероятности наблюдений ЭМИЦ волн от AE-индекса, приведенной в работе [Usanova et al., 2012], меньше, чем вклад таких возмущений в нашей статистике.

Выводы

Распределение вероятности наблюдения высыпаний протонов, полученное на большей статистике, подтверждает полученный ранее результат о наличии максимума вероятности на дневной стороне. Показано, что максимальная вероятность наблюдения высыпаний протонов растет при увеличении давления солнечного ветра, независимо от уровня геомагнитной активности. Характер зависимости от геомагнитной активности остается подобным при любых значениях давления солнечного ветра, а именно: при переходе от слабой активности к умеренной вероятность растет, а во время больших возмущений – уменьшается. Такое поведение можно объяснить действием двух «конкурирующих» процессов, обусловленных инжекциями энергичных протонов на ночной стороне. С одной стороны, при инжекциях растет поток частиц, что приводит к росту инкремента ИЦ неустойчивости. С другой стороны, уменьшается радиальный градиент потока частиц на ночной стороне, что приводит к уменьшению поперечной анизотропии протонов на дневной стороне.

Благодарности. Авторы благодарят NOAA за свободный доступ к данным спутников POES. Работа Н.В. Семеновой, А.Г. Яхнина и А.Г. Демехова поддержана грантом РФФИ №15-12-20005.

Список литературы

- Anderson B.J., R.E. Erlandson, L.J. Zanetti (1992), A statistical study of Pc1–2 magnetic pulsations in the equatorial magnetosphere, 1. Equatorial occurrence distributions, *J. Geophys. Res.*, 97(A3), 3075–3088, doi:10.1029/91JA02706.
- Cornwall J.M., F.V. Coroniti, R.M. Thorne (1970), Turbulent loss of ring current protons, *J. Geophys. Res.*, 75, 4699.
- Keika K., K. Takahashi, A.Y. Ukhorskiy, Y. Miyoshi (2013), Global characteristics of electromagnetic ion cyclotron waves: Occurrence rate and its storm dependence, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 118, doi:10.1002/jgra.50385.
- Kennel C.F. and H.E. Petschek (1966), Limit of stably trapped particle fluxes, *J. Geophys. Res.*, 71(1), 1–28.
- Roederer J.G. (1967), On the adiabatic motion of energetic particles in a model magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 72, 981–992.
- Sibeck, D.G., R.W. McEntire, A.T.Y. Lui, R.E. Lopez, and S.M. Krimigis (1987), Magnetic field drift shell splitting—Cause of unusual dayside particle pitch angle distributions during storms and substorms, *J. Geophys. Res.*, 92, 13,485–13,497, doi:10.1029/JA092iA12p13485.
- Shabansky, V. P. (1965) On the first phase of a magnetic storm, in: Space Research V, Proc. of the Fifth Space Science Symposium, North-Holland Publishing Company, New York, 1965, p.125.
- Usanova M.E., I.R. Mann, J. Bortnik, L. Shao (2012), Angelopoulos V. THEMIS observations of electromagnetic ion cyclotron wave occurrence: Dependence on AE, SYMH, and solar wind dynamic pressure, *J. Geophys. Res.*, 117, A10218, doi:10.1029/2012JA018049.
- Wang C.P., S.G. Zaharia, L.R. Lyons, V. Angelopoulos (2012), Spatial distributions of ion pitch angle anisotropy in the near-Earth magnetosphere and tail plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 118, 244–255, doi:10.1029/2012JA018275.
- Yahnin, A.G. and T.A. Yahnina (2007), Energetic proton precipitation related to ion-cyclotron waves, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 69, 1690–1706, doi:10.1016/j.jstnp.2007.02.
- Сагдеев Р.З., В.Д. Шафранов (1960), О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле, *ЖЭТФ*, Т. 39, № 1, 181–184.
- Семенова Н.В., Т.А. Яхнина, А.Г. Яхнин, А.Г. Демехов (2017), Глобальное распределение высыпаний энергичных протонов к экватору от границы изотропных потоков, *Геомагнетизм и аэрономия*, 57, №4, 433–440.
- Яхнина Т.А., А.Г. Яхнин (2014), Протонные высыпания к экватору от изотропной границы во время геомагнитной бури 20-29 ноября 2003 года, *Космические исследования*, 52, № 1, 82–88.

CHANGE IN THE SPECTRAL FEATURES OF QP EMISSIONS DUE TO POLEWARD MAGNETIC BAY

J. Manninen¹, N.G. Kleimenova², L.I. Gromova³, E.L. Macotela¹, T. Turunen¹, A.E. Kozlovsky¹

¹*Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finland*

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

³*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radiowave Propagation, (IZMIRAN), Troitsk, Moscow, Russia*

Abstract. Here we discuss a short-time significant change in the spectral features of quasi-periodic VLF emissions observed by ground-based receiver at Kannuslehto (KAN, northern Finland, $L \sim 5.5$) in the local evening under quiet geomagnetic conditions ($K_p \sim 0-1$) on 24 December 2011. This event was previously discussed by [Manninen *et al.*, 2012, 2014]. It was shown the peculiar dynamic spectral structure of repeated long-lasting (up to two minutes) noise bursts with quickly rising frequency up to ~ 5.5 kHz. The relatively stable wave structure suddenly changed at the time, when a small isolated substorm was recorded at the polar geomagnetic latitudes higher than 70° by the IMAGE magnetometers. The AMPERE data showed the magnetic bay-like disturbances and the enhanced field aligned currents at polar latitudes aligned from Svalbard to the East (up to Dixon station). There was no significant geomagnetic and ionospheric activity at Sodankylä (i.e. in the vicinity of VLF receiver). The low frequency VLF ($f < 1.7$ kHz) waves suddenly occurred and the wave arriving direction changed as well. The dynamic spectra were also modified. KAN monitored also the amplitude of the navigation ($f \sim 20-25$ kHz) transmitter signals, which involved the polar-latitude propagation paths, showed some variations during this time. We conclude that VLF emission behaviour observed on the ground could be a very sensitive proxy for influence of even short small poleward geomagnetic disturbances to the VLF wave generation and wave propagation properties.

Introduction

We continue the comprehensive analysis of the quasi-periodic (QP) VLF emissions event [Manninen *et al.*, 2012, 2014] recorded at Kannuslehto (KAN, northern Finland, at $L \sim 5.5$, Fig. 1) on 24 December 2011 under quiet geomagnetic conditions ($K_p \sim 0-1$). The studied QP emissions were right-hand polarized (indicating that KAN was located in the vicinity of the ionospheric exit point of the waves) and their frequency rapidly rose up to ~ 5.5 kHz. Very stable spectral shape of QP emissions was suddenly changed at time of occurrence of a small poleward magnetic substorm. The aim of this paper is to study this change in detail.

Observation

Geomagnetic conditions. The relatively stable OP wave structure suddenly changed, when the IMAGE magnetometers recorded a small isolated substorm at the polar geomagnetic latitudes higher than 70° (Fig. 2). There was no significant geomagnetic nor ionospheric activity at Sodankylä station (i.e. in the vicinity of the VLF receiver).

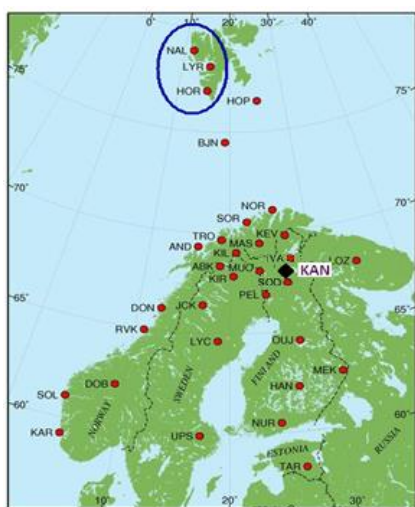


Figure 1. The map of IMAGE stations.

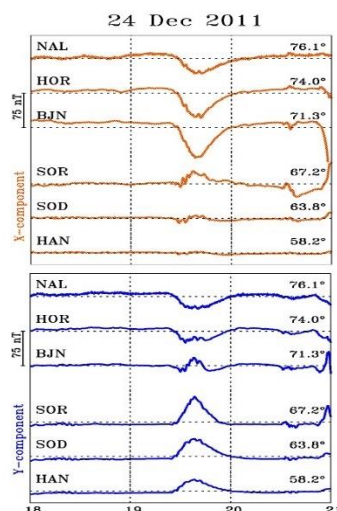


Figure 2. IMAGE magnetograms.

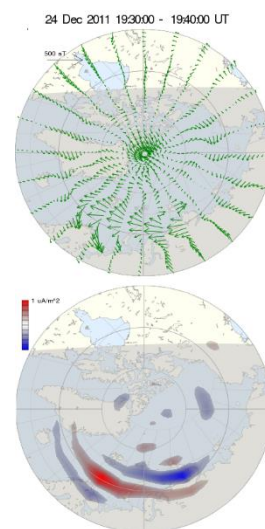


Figure 3. The AMPERE data.

The AMPERE data (Fig. 3), based on simultaneous measurements by the globally distributed 66 low-altitude commercial satellites, showed the development of the magnetic bay-like disturbances and field aligned currents (FAC) at the high latitudes, aligned from Svalbard to the East. It is seen (upper part of Fig. 3) that the centre of the substorm was located far to the North-East from KAN. The Dixon station located near the centre of this substorm recorded the magnetic bay (do not show here) with the amplitude of ~ 250 nT.

Dynamic spectra of the considered emissions. Before and after the substorm (Fig. 2) the QP emissions (Fig. 4) demonstrated the peculiar dynamic spectral structure of the repeated long-lasting (up to two minutes) noise bursts with quickly rising frequency up to ~ 5.5 kHz. A strong ionospheric frequency cut-off at ~ 1.7 kHz is seen. In Fig. 4, one can see that the high frequency part (2.5 – 5.5 kHz) of QPs arrived from the E-W direction (green-colour in the scale of the wave arrival direction distribution), but the low frequency part (1.7 – 2.5 kHz) of QPs – from the N-S direction (red colour). However, the both parts belong to the same element of the considered emissions. There is the question: how the different parts of the same burst could come from the different directions?

At 19.25-19.37 UT, i.e. during the substorm (Fig. 2), the low-frequency structure of the emissions suddenly changed and the wave power also occurred at the frequencies lower than the ionospheric frequency cut-off (1.7 kHz). These low-frequency waves arrived at some deviation from the meridian direction. It is clearly seen in Fig. 4. The waves with $f < 1.7$ kHz were observed only during the poleward substorm and disappeared after the end of substorm.

The fine dynamic spectral feature of the considered emissions is presented in Fig. 5, both in 10 min and 2 min time scale. In the 10-min time scale, the signals look like “candles” with a low-frequency “front foot”. However, in the 2-min scale, one can see that each individual element of QP emissions consists of a cluster of two parts of increasing frequency emissions about 1 min duration which separated by the frequency of ~ 2.5 kHz. The small dispersive emissions (“front foot”) in the frequency range of 1.7-2.5 kHz continued as strong dispersive waves in the frequency range of 2.5-5.5 kHz (“candle”). Both parts of the waves demonstrate the fine periodic modulation structure with approximately 3 s periodicities as it was previously shown in [Manninen *et al.*, 2014].

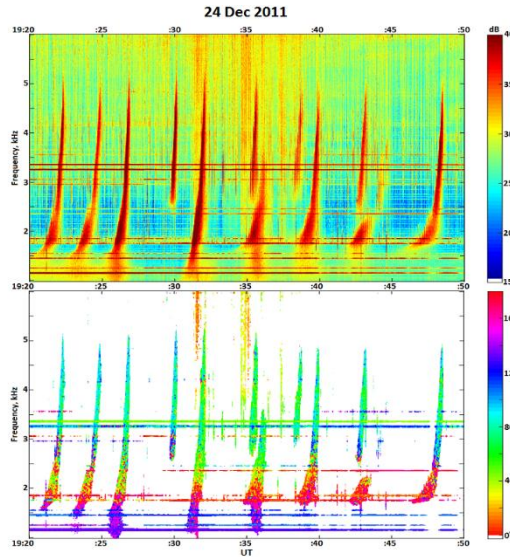


Figure 4. The QP spectrogram (upper plot) and the wave arrival direction at different frequencies (bottom plot) at 19.20-19.50 UT.

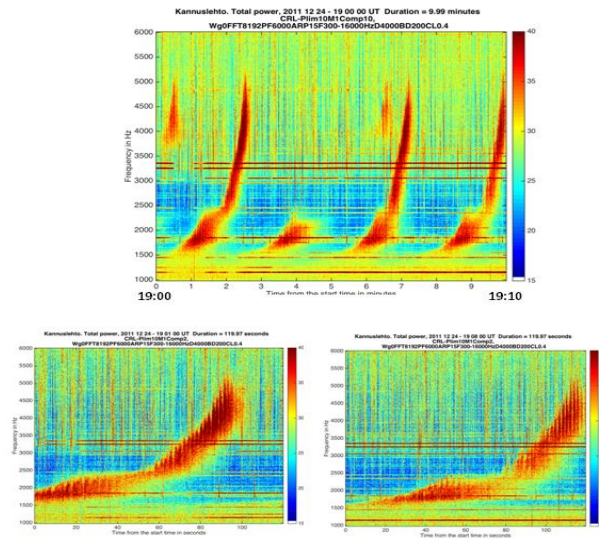


Figure 5. Fine structure of QP emissions showed in 10 min (upper plot) and 2 min (bottom plot) time scales.

The polar substorm completely changed the dynamic structure of QPs (Fig. 6), but the arrival direction of the different frequency parts did not change and showed the same behaviour as before substorm. The upper plots in Fig. 6 demonstrate five consecutive 2-min spectrograms during the considered poleward substorm. One can see that during the maximum of the substorm (19.35-19.45 UT), the conjunction of the “candles” and “front foots” destroyed, and three “candles” occurred without their “front foots”. It is clearly seen in Fig. 4 too.

The construction of the magnetic field vectors (Fig. 7a) at IMAGE station chain showed the existence of the counter-clockwise magnetic vortex at the polar geomagnetic latitudes ($> 70^\circ$) which could be interpreted as the poleward increasing of the upward FACs, i.e. soft electron precipitation. The vortex onset was accompanied by the burst of Pi3 type geomagnetic pulsations (Fig. 7b) with the amplitude maximum at SOR station ($\sim 67^\circ$), i.e. northward from KAN.

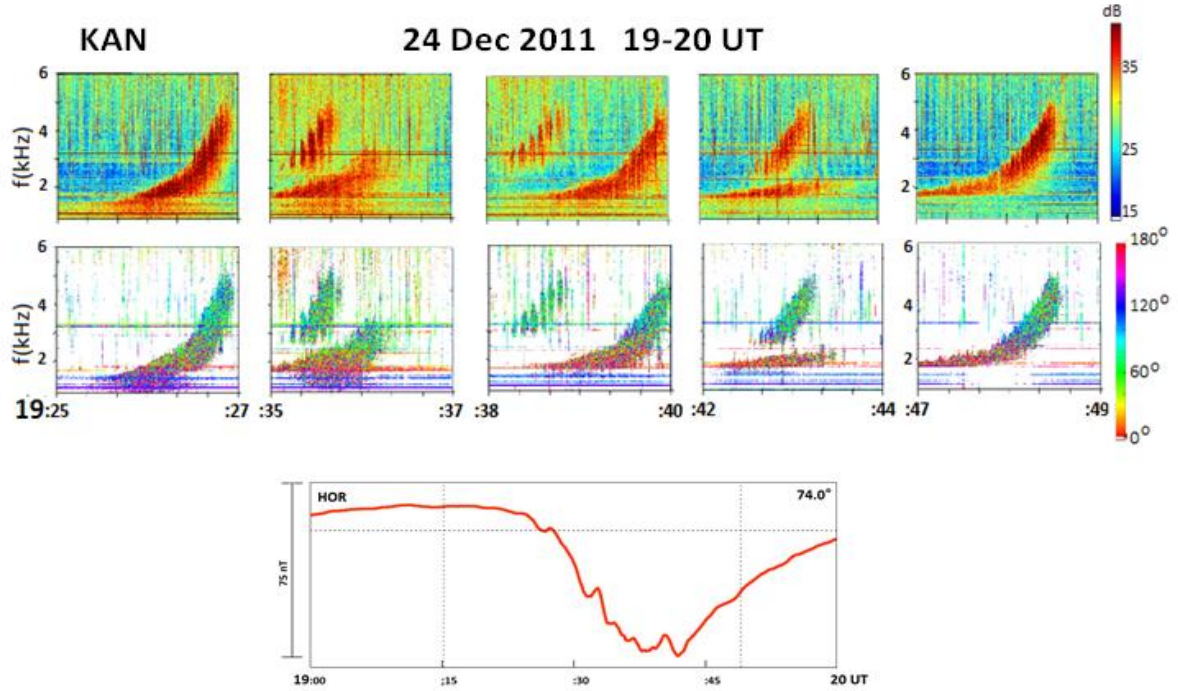


Figure 6. The change of QP dynamic spectral structure during the development of polar substorm (*upper panel*), the *middle panel* - the arriving wave direction, the *bottom one* – the substorm at HOR station.

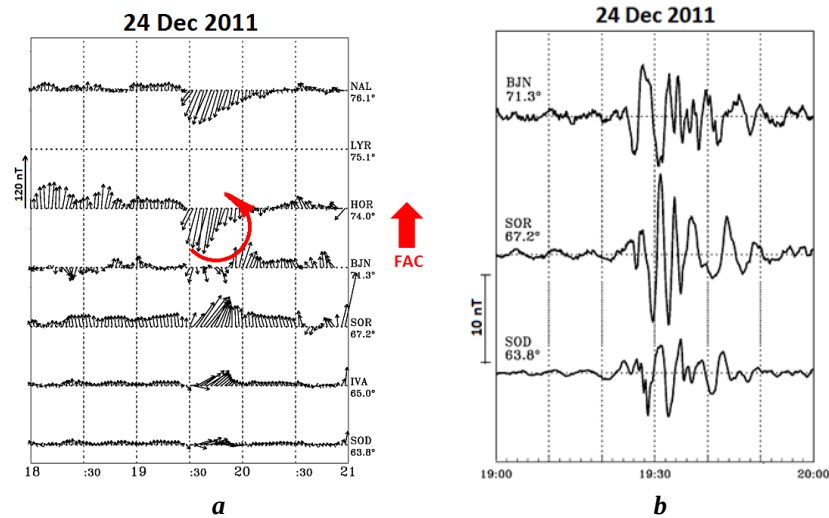


Figure 7. The vectors of the magnetic field (**a**) and Pi3 pulsations (**b**) at the substorm onset.

A possible influence of the considered polar substorm on the VLF wave propagation was observed as amplitude changes of the navigation ($f \sim 20$ – 25 kHz) transmitter signals (Fig. 8b) that crossed the polar cap and which were monitored at KAN. In Fig. 8a the shadow represents the night-side region of the Earth at 19:30 UT. The transmitter locations and the VLF the propagation paths between the transmitters and the receiver are shown in Fig. 8a. The scheme of a polar substorm influence on the VLF propagation path is presented in Fig. 8c.

Discussion

We suppose that the frequency of 2.5 kHz, which separated the “candles” and “front foots”, roughly coincided with one half of the equatorial electron gyrofrequency (f_{ce}) value at L-value of the most plausible location of the plasmopause under $Kp \sim 1$ ($L \sim 5.1$ – 5.2). Then, we could expect that the high frequency (2.5–5.5 kHz) VLF “candles” are generated inside the plasmasphere, and the low frequency (1.7–2.5 kHz) “front foots” – outside. The lowest part

($f < 1.7$ kHz) of emissions could be generated at higher L-shells by the trapped particles injected by the polar substorm in the magnetosphere.

We note that the high-frequency QP emissions (“candles”) seemed to be rather similar to the QP event discussed by Titova *et al.* (2015) comparing the simultaneous observations on RBSP spacecraft above UK and the ground-based data at KAN and concluded that this QP event was generated inside of the plasmasphere. It can confirm our assumption of the mention above scenario of the wave generation. Wide frequency band observed in each individual QP element allows us to assume that the particles injected by polar substorm could scatter in different L-shells inside and outside of the plasmasphere and cause the cyclotron generation of waves simultaneously at different L-shells.

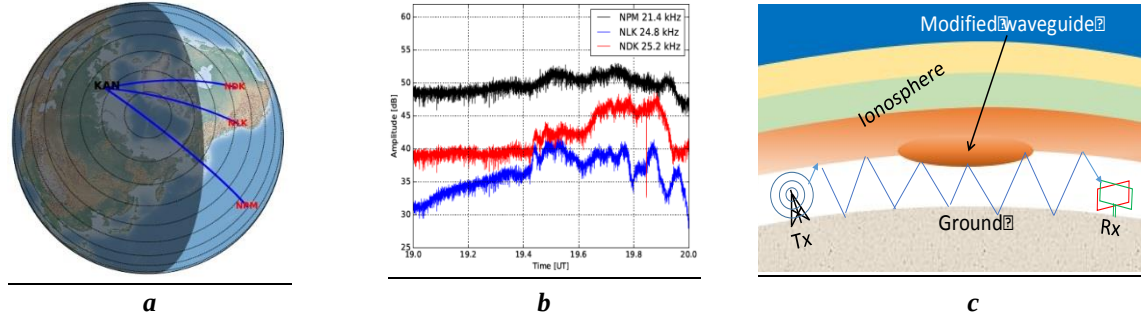


Figure 8. The wave paths of three VLF transmitters (a) crossing the polar substorm area, the changes in the amplitude (b) the scheme of an ionospheric disturbances influence on the wave propagation (c).

Summary

The ground-based observations of QP emissions can be a very sensitive tool for studying the state of the magnetospheric maser [Trakhtengerts and Rycroft, 2008] controlled conditions of the VLF emission generation. It is shown that even a small substorm at the very high-latitudes located far away from the ground VLF receiver can break the self-oscillation regime of the cyclotron instability and change the dynamic spectra of QP emissions observed on the ground or provide the better conditions for wave to penetrate through the ionosphere.

Acknowledgments. This work was supported by the Program № 28 of the Presidium of the Russian Academy of Sciences and by the Academy of Finland (grant no. 287988 for N.K. and L.G).

References

- Manninen J., Kleimenova N.G., and Kozyreva O.V. (2012), New type of ensemble of quasi-periodic long-lasting VLF emissions at the auroral zone, *Ann. Geophys.* 30, 1655–1660.
- Manninen J., Demekhov A.G., Titova E.E., Kozlovsky A.E., and Pasmanik D.L. (2014), Quasi-periodic VLF emissions with short-period modulation and their relationship to whistlers: A case study, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, 3544–3557.
- Titova E.E., Kozelov B.V., Demekhov A.G., Manninen J., Santolik O., Kletzing C.A., and Reeves G. (2015), Identification of the source of quasi-periodic VLF emissions using ground-based and Van Allen Probes satellite observations, *Geophys. Res. Lett.* 42, P. 6137–6145, doi:10.1002/2015GL064911.
- Trakhtengerts V.Y. and Rycroft M.J. *Whistler and Alfvén Mode Cyclotron Masers in Space* (2008). Cambridge Univ. Press. Cambridge. U.K. 354 p.

IN SEARCH OF A GROUND IMAGE OF THE SURFACE OSCILLATIONS AT THE MAGNETOPAUSE

V. Pilipenko¹, D. Lorentsen², V. Belakhovsky³, and O. Kozyreva¹

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

²*Kjell Henriksen Observatory, Svalbard, Norway*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

Abstract. Magnetopause surface eigenmodes were suggested as a potential source of dayside high-latitude broadband pulsations in the Pc5-6 band (~1-2 mHz) and as a mechanism of the "magic" frequency occurrence. However, the search for a ground signature of these modes has not provided encouraging results. The comparison of Svalbard SuperDARN radar data with the latitudinal structure of Pc5-6 pulsations recorded by magnetometers covering near-cusp latitudes showed that often the latitudinal maximum of the pulsation power maximizes ~2°-3° deeper in the magnetosphere than the dayside open-closed field line boundary (OCB). Here the OCB-ULF correspondence is further examined by comparison of the latitudinal profile of the near-noon pulsation power with the equatorward edge of the auroral red emission from the scanning photometer data. In most analyzed events the "epicenter" of the Pc5-6 power is at ~2° lower latitude than the optical OCB proxy. Therefore, the dayside Pc5-6 pulsations cannot be associated with the ground image of the magnetopause surface modes or last field line oscillations. A lack of ground response to these modes beneath the ionospheric projection of the OCB is puzzling. As a possible explanation, we suggest that a high variability of the outer magnetosphere near the magnetopause region may suppress the wave excitation efficiency. This additional mechanism of damping of field line oscillations is caused by stochastic fluctuations of the magnetospheric plasma and background magnetic field. To quantify this hypothesis, we consider a driven field line resonator terminated by conjugate ionospheres with stochastic fluctuations of the eigenfrequency. The solution of this problem predicts a substantial deterioration of resonant properties of the MHD resonator even under a relatively low level of background fluctuations. This effect may explain why a ground response to magnetopause surface modes or last field line oscillations is lacking at the OCB latitude, but can be seen at somewhat lower latitudes with more regular and stable magnetic and plasma structure. With an account of ~2° offset, the maximum of Pc5-6 power can be used as a simple indicator of the dayside OCB latitude.

1. Introduction. Long-period pulsations in the Pc5-6 band ($T \sim 3-15$ min) are known to be a persistent feature of the ULF activity at dayside high latitudes. A potential source of these high-latitude long-period pulsations could be the magnetopause surface eigenmodes [Plaschke et al., 2009; Hartinger et al., 2015] or oscillations of the last field line [Lanzerotti et al., 1999; Urban et al., 2011]. The "magic" pulsation frequencies were reinterpreted in terms of standing Alfvénic surface mode discrete eigenfrequencies (Kruskal-Schwarzschild modes) at the magnetopause [Archer et al., 2013].

A characteristic frequency Ω_A of Alfvén field line oscillations in a dipole-like magnetic field can be estimated as

$$\Omega_A = \frac{V_A}{LR_E}$$

where V_A is the Alfvén velocity near the top of a field line, and LR_E is the radial distance to a field line. The Alfvén wave continuum is terminated by frequency of the last closed field line.

Properties of MHD surface mode are similar to that of Alfvén waves: both are non-compressive disturbances, and are guided along background magnetic field B . Both Alfvén field line oscillations and surface waves on a steep gradient are modes of the MHD resonator terminated by the conjugate ionospheres. The frequency of a surface mode Ω_S lies between the Alfvén frequencies (Ω_A^1, Ω_A^2) at both sides of the interface between two media with magnetic field $B_{1,2}$ and plasma density $\rho_{1,2}$ (e.g., magnetosphere and magnetosheath)

$$\Omega_S = \frac{1}{LR_E} \sqrt{\frac{B_1^2 + B_2^2}{\mu(\rho_1 + \rho_2)}} \quad \Omega_A^1 < \Omega_S < \Omega_A^2$$

In a realistic inhomogeneous magnetosphere global MHD disturbances are coupled to local standing field line Alfvén oscillations. The energy of discrete spectrum mode (e.g., surface mode) is irreversibly converted into the energy of Alfvén continuum. This process is most effective at a resonant shell L where $\omega \rightarrow \Omega(L)$. Pumping of wave energy into the resonator results in the growth and narrowing of the spatial resonant peak, terminated by a dominant dissipation mechanism.

Here we present a typical example of the correspondence between dayside ULF power structure and OCB proxy, determined from the auroral optical data. To interpret the observational results we present a simplified model of the MHD resonator with fluctuating eigenfrequency driven by an external source.

2. Dayside OCB and ULF activity. To unambiguously resolve the association of dayside high-latitude ULF activity with the OCB, the advantage of the Svalbard complex can be used. It comprises the latitudinal IMAGE magnetometer chain along the geomagnetic longitude $\Lambda \sim 110^\circ$, SuperDARN radar, and the meridian scanning photometer at Longyearbyen (LYR).

A ground response to the magnetopause surface modes is expected to be beneath the ionospheric projection of the open-closed field line boundary (OCB). The dayside OCB proxy can be determined either as an enhanced spectral width of the SuperDARN radar return signal [Baker *et al.*, 1995], or as the equatorward boundaries of the cusp aurora determined by meridian scanning photometer [Johnsen and Lorentzen, 2012].

Irregular Pulsations at Cusp Latitudes (IPCL) and narrow-band Pc5 waves were found to be a ubiquitous element of ULF activity in the dayside high-latitude region [Kleimenova *et al.*, 1985]. The comparison of the latitudinal structure of broadband Pc5-6 pulsations recorded by magnetometers covering near-cusp latitudes with the OCB radar proxy showed that the maximum of the IPCL power maximized somewhat deeper in the magnetosphere [Pilipenko *et al.*, 2015]. The spatial structure of broadband dayside Pc5-6 pulsation spectral power was found to have a localized latitudinal peak, but not under the cusp proper as was previously thought, but several degrees southward from the equatorward cusp boundary. Therefore, these pulsations cannot be associated with the ground image of the magnetopause surface modes or last field line oscillations. The earlier claims of the dayside monochromatic Pc5 wave association with the OCB [Lanzerotti *et al.*, 1999] also seems doubtful.

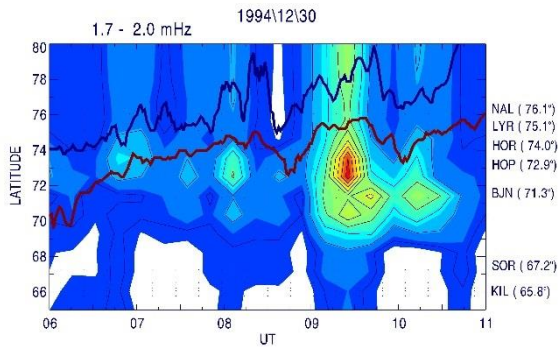


Figure 1. The 2002, Jan. 04 event: magnetic keogram, constructed from the X-component magnetometer data, and superposed the equatorward and poleward boundaries of the cusp aurora (red and blue lines).

monitor the time evolution of the latitudinal distribution of 1.7-2.0 mHz band-integrated spectral power along the geomagnetic meridian. The superposition of the magnetic keogram with the equatorward and poleward boundaries of the cusp aurora identified from photometer data indicates that the Pc5-6 pulsation power is located $\sim 2^\circ$ equatorward of the optical OCB proxy.

The presented example illustrates a commonly observed regularity: a ground response to driving of the outer magnetosphere is observed not beneath the last closed field line, but somewhat deeper in the magnetosphere. In attempt to comprehend these observational results, we take into account that the magnetospheric plasma and background magnetic field experience substantial stochastic fluctuations, especially in the outer magnetosphere near the magnetopause. Hence, the eigenfrequency of the MHD resonator also must experience stochastic fluctuations. Below we consider a simple model of homogeneous MHD resonator with stochastic fluctuations of its eigenfrequency. This model enables us to examine possible deterioration of field line resonant response to an external monochromatic driving.

3. A resonator with fluctuating eigenfrequency. We consider a simple model of homogeneous resonator terminated by conjugated ionospheres. Let us suppose that its eigenfrequency Ω (either Ω_A or Ω_S) experiences stochastic fluctuations

$$\Omega^2(t) = \Omega^2[1 + \delta\xi(t)]$$

where $\xi(t)$ is the stationary stochastic function with vanishing time-average $\langle \xi \rangle = 0$ and unit dispersion $\langle \xi^2 \rangle = 1$. The relevant auto-correlation function $K(\tau)$ satisfies the condition $\langle \xi^2 \rangle = K(0) = 1$. The parameter δ characterizes the amplitude of eigenfrequency fluctuations, such as $|\Delta\Omega^2/\Omega^2| \sim \delta$.

The equation for field line oscillations driven by large-scale compressional waves or for surface waves buffeted by the magnetosheath disturbances is formally reduced to the equation for a driven harmonic oscillator with eigenfrequency Ω [Hollweg, 1997]. This modeling equation describes oscillations characterized by a variable $x(t)$

$$x_{tt} + 2\gamma x_t + \Omega^2[1 + \delta\xi(t)]x = A\Omega^2 \cos \omega t \quad (1)$$

Here A is the amplitude of a driver, and γ is the damping factor of the resonator.

In the case of low level fluctuations, $\delta \ll 1$, the approximate solution of (1) can be found by iteration method, developed in the theory of nonlinear stochastic mechanics [Dimentberg, 1980]. Beyond the small- δ approximation, this equation was numerically solved in [Coulter et al., 2013]. We seek a solution in the following form:

$$x(t) = x_0(t) + \delta x_1(t) + \delta^2 x_2(t) + \dots \quad (2)$$

Substitution of (2) into (1) and grouping of all the terms of the same δ order provides an infinite system of equations in respect to $x_i(t)$. In the 0-approximation one obtains the classical formula for a driven linear oscillator

$$x_0(t) = b_0 \sin(\omega t + \varphi_0),$$

$$b_0 = A \frac{\Omega^2}{\sqrt{(\Omega^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}}, \quad (3)$$

$$\varphi_0 = \arctan \frac{\Omega^2 - \omega^2}{2\gamma\omega}$$

Features of this solution are a resonant peak and phase reversal near the resonance $\omega \rightarrow \Omega$. In the absence of background fluctuations ($\delta=0$), the peak amplitude $b_0^{(\max)}$ and the semi-width of the spectral peak $\Delta\omega$ are determined by the damping factor γ of the system, or otherwise by the Q-factor $Q = \Omega/2\gamma$.

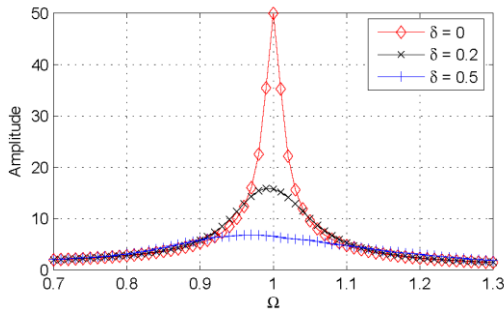


Figure 2. Amplitude of oscillations $b(\omega)$ using $A=1$, $\Omega=1$, $\gamma=0.01$, and noise with spectrum $1/f$. The height of the peak for each curve is the effective Q factor.

density $\Phi(\omega)$ of $\xi(t)$ fluctuations is a non-growing function, these fluctuations cause a decrease of average amplitude of resonant oscillations. This deterioration of resonator properties is not related to the occurrence of anomalous resistivity or viscosity in a turbulent plasma. This decrease of the resonant response to an external monochromatic driving is caused by stochastic deviations of eigenfrequency from exact resonance.

We consider how the system response varies with the amplitude of the background fluctuations characterized by δ (Fig. 2). We use the noise with power spectrum $1/f$. Without fluctuations, the classic curve shows a sharp resonant peak near $\omega=\Omega$. The addition of noise ($\delta \neq 0$) reduces the height of the resonant peak and increases its width, whereas the effect is more pronounced for a larger δ .

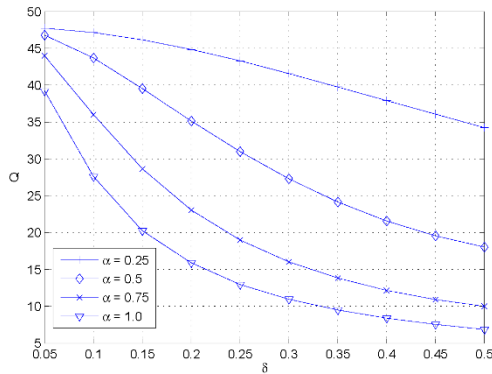


Figure 3. The dependence of the Q-factor of the resonator on δ for $A=1$, $\Omega=1$, $\gamma=0.01$, and various α .

In subsequent approximations ($i=1,2,\dots$) the fluctuation-induced correction to the solution can be found from a recurrence formula. Keeping terms up to δ^2 order, it follows that near the resonance $\omega \rightarrow \Omega$

$$\langle x(t) \rangle = b \sin(\omega t + \varphi_0 - \varphi_1),$$

$$\frac{b}{b_0^{(\max)}} \approx 1 - \delta^2 \frac{\Omega^3}{4\gamma\omega_1^2} [J^{(-)} - J^{(+)}] \quad (4)$$

Here $J^{(\pm)} = \int_0^\infty K(\tau) e^{-\gamma\tau} \cos[(\omega \pm \omega_1)\tau] d\tau$, $\omega_1^2 = \Omega^2 - \gamma^2$.

The additional phase shift $\varphi_1 \cong o(\delta^2)$ in (4) is of no importance to us. The relationship (4) predicts that the amplitude of the resonant oscillations should change under the influence of stochastic fluctuations of Ω . When the spectral

The suppression of resonant oscillation depends essentially on the spectrum of fluctuations. For a model problem, we choose noise functions with power spectrum $1/f^\alpha$, where $0 \leq \alpha \leq 1$. In Fig. 3, we measure the effective Q factor for several values of spectral index α as a function of δ . Smaller values of α result in less sensitivity of the Q factor to δ . For white noise ($\alpha=0$), the effect is absent. The effect increases with an increase of α . The deterioration of resonant properties may be quite substantial: fluctuations with $\delta=0.2$ and $\alpha=1.0$ decrease the Q-factor more than 3 times, from ~ 50 to ~ 15 .

Discussion. The dayside magnetopause with a step-like jump in magnetic field strength and plasma density may be imagined as a stressed membrane with reflecting boundaries in the northern and southern ionosphere, which can be resonantly excited by magnetosheath turbulence. The MHD modeling of the magnetospheric response to impulsive solar wind dynamic

pressure increases, showed that waves with 1.8 mHz frequency are excited whose global properties cannot be explained by other known ULF wave modes [Harteringer *et al.*, 2015]. Thus, magnetopause surface eigenmodes could be a potential source of magnetospheric dayside ULF waves with $f < 2$ mHz driven by quasi-periodic fluctuations of the magnetosheath dynamic pressure.

So far, magnetospheric field line oscillations have been modeled in a plasma with steady parameters. However, a realistic plasma medium is highly fluctuating because of small-scale plasma processes. Therefore, the eigenfrequency of the field line resonator Ω should experience inherited fluctuations because of stochastic variations of B , ρ , and field line length. Here we have considered the effect of such background fluctuations on driven field line standing oscillations. Our estimates indicate the necessity to consider seriously a possible effective damping of ULF waves due to background magnetospheric fluctuations. The effect considered here may explain a lack of narrowband ULF waves during magnetically disturbed periods, when the magnetospheric turbulence level is substantially elevated.

More specifically, this effect may be responsible for suppression of field line standing oscillations at the magnetopause or very close to it. Deeper in the magnetosphere, away from the magnetopause, the magnetospheric magnetic field and plasma become more regular, and the level of their fluctuations decreases. As a result, a resonant response to an external driving becomes evident. The proposed mechanism may interpret the puzzling lack of ground response to surface modes or last field line oscillations near the OCB projection, and it merits further validation and verification. The suppression of resonant field line oscillations is dependent not only on the level of fluctuations but on their spectral form as well. For more definitive conclusions a more detailed information about the power and spectra of background magnetospheric turbulence is necessary.

Conclusion. The latitudinal structure of dayside broadband Pc5-6 pulsations recorded by magnetometers covering near-cusp latitudes has the maximum of the pulsation power $\sim 2^\circ$ deeper in the magnetosphere than the OCB determined either with SuperDARN radar or scanning photometer. To interpret a puzzling lack of ground response to last field line oscillations or surface mode at magnetopause, we suggest that stochastic fluctuations of the magnetospheric plasma and magnetic field can suppress the excitation of standing MHD oscillations in a close vicinity of the magnetopause. To quantify this hypothesis, we have considered the model of a driven field line resonator with stochastic fluctuations of the eigenfrequency. The results of analytical calculations has shown the deterioration of resonant properties owing to background fluctuations.

Acknowledgements. This work was supported by the grant #246725 from the POLARPROG program of the Norwegian Research Council (VP, LB, OK) and the RFBR grant 16-35-00095 mol_a (VB).

References

- Archer M.O., et al. (2013) Magnetospheric “magic” frequencies as magnetopause surface eigenmodes, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 5003–5008.
- Baker K.B., et al. (1995) HF radar signatures of the cusp and low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 100, 7671–7695.
- Coult N., et al. (2007) Suppression of resonant field line oscillations by a turbulent background, *Planet. Space Sci.*, 55, 694–700.
- Dimentberg M.F. (1980) Nonlinear stochastic problems of mechanical oscillations, Nauka, M., p. 368 (in Russian).
- Harteringer M.D., et al. (2015) The global structure and time evolution of dayside magnetopause surface eigenmodes, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 2594–2602.
- Hollweg, J.V. (1997) A simple mechanical model for resonance absorption: The Alfvén resonance, *J. Geophys. Res.*, 102, 24127–24137.
- Johnsen M.G., et al. (2012) The dayside open/closed field line boundary as seen from space and ground-based instrumentation, *J. Geophys. Res.*, 117, A03320, doi:10.1029/2011JA016983.
- Kleimenova N.G., et al. (1985) Two types of long period geomagnetic pulsations near equator border of dayside polar cusp, *Geomagn. Aeronomy*, 25, 163–166.
- Lanzerotti L.J., et al. (1999) Long-period hydromagnetic waves at very high geomagnetic latitudes, *J. Geophys. Res.*, 104, 28423–28435.
- Pilipenko V., et al. (2015) Are dayside long-period pulsations related to the cusp? *Ann. Geophys.*, 33, 395–404.
- Plaschke F., et al. (2009) Standing Alfvén waves at the magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L02104, doi:10.1029/2008GL036411.
- Plaschke F., et al. (2011) Properties of standing Kruskal-Schwarzschild modes at the magnetopause, *Ann. Geophys.*, 29, 1793–1807.
- Urban K.D., et al. (2011) Quiet time observations of the open-closed boundary prior to the CIR-induced storm, *Space Weather*, 9, S11001.

THEORY OF A RECEIVING ANTENNA APPLIED TO THE SPACECRAFT OBSERVATIONS OF QUASI-ELECTROSTATIC WHISTLER MODE WAVES

E.A. Shirokov¹, A.G. Demekhov^{1,2}, Yu.V. Chugunov^{1,3,4}, A.V. Larchenko²

¹ Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

² Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

³ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

⁴ Deceased 24 August 2016

e-mail: evshirok@gmail.com

Abstract. In this paper, we develop the known theory of a quasi-static receiving antenna in a magnetoplasma and apply it to the calculation of the antenna effective length in case of reception of quasi-electrostatic whistler mode waves in plasmas. Also we analyze several typical chorus events detected by THEMIS spacecraft and show that the effective length of receiving antenna can be more than an order of magnitude greater than the geometric length.

Introduction

As it is known, the effective length of a receiving antenna in a magnetoplasma can significantly differ from its geometric length especially for the quasi-electrostatic whistler mode waves (see [Chugunov and Shirokov, 2016] and the references therein). Such waves propagate near the resonance cone. A wave packet composed of them has a resonance structure, i.e., it is a superposition of plane monochromatic waves having a continuous and fairly wide spectrum of wave numbers which are large compared to the inverse wave length λ_{em}^{-1} of a parallel propagating electromagnetic whistler mode wave.

For the resonance waves, the problem of calculating the complex amplitude E of the electric field from the voltage complex amplitude U induced on the receiving antenna terminals is nontrivial. We introduce the effective (or electrical) length l_{eff} of a receiving antenna according to the formula

$$U = E l_{eff} \cos \Upsilon, \quad (1)$$

where Υ is the angle between the antenna axis and vector $\vec{E}$ of the detected wave. Quantity l_{eff} is determined by the reradiation efficiency of the antenna [Balanis, 2016]. Importantly, it is not constant and can depend rather strongly on the mutual orientation of the electric field vector and the antenna.

Some general relationships of the receiving antenna theory for magnetized plasmas were developed in the earlier works (see [Chugunov and Shirokov, 2016] and the references therein). In this paper, we apply this theory for emissions of natural origin, namely the very low frequency chorus in the Earth's magnetosphere. Typically, chorus emissions propagate quasi-parallel to the ambient magnetic field in their source region [Santolik et al., 2014]. However, recent analysis of satellite data shows that chorus can also propagate in the quasi-electrostatic mode with wave normal angles θ close to the resonance cone ($\theta = \theta_{res}$) [Agapitov et al., 2014].

Expression for the Effective Length

The effective length calculation is based on the reciprocity theorem [Chugunov and Shirokov, 2016]

$$\int_{pl} \rho(\vec{r}, t) \Phi_0(\vec{r}, t) d\vec{r} = \int_{ant} \rho_0(\vec{r}, t) \Phi(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad (2)$$

where the integrals are over the plasma ("pl") and antenna ("ant") volumes, $\Phi(\vec{r}, t)$ is the scalar potential of the incident wave, $\rho(\vec{r}, t)$ is the charge fluctuation in the plasma which induces voltage on the antenna terminals, and $\Phi_0(\vec{r}, t)$ is the potential of a field due to the charge distribution $\rho_0(\vec{r}, t)$ on the antenna. Applying spectral approach, one finally comes to the resulting expression for the effective length of the antenna receiving a quasi-monochromatic wave with a carrier frequency $\omega = \omega_0$ [Shirokov et al., 2017]:

$$l_{eff}(\omega) = \frac{64\lambda_{em}^2}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon + |\eta|)^2 \sin^2 \theta_{res} |\cos \Upsilon|}} \cdot \frac{\left| \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} k^{-1/2} \rho_{tr}(k) \rho_{0k}(k, \psi) e^{iq(\omega - \omega_0)\tau_0 k} dk d\psi \right|}{\left| \int_0^{+\infty} k^{1/2} \rho_{tr}(k) e^{iq(\omega - \omega_0)\tau_0 k} dk \right|}. \quad (3)$$

Here $q = (\partial\mu/\partial\omega)_{\omega=\omega_0} \left(1 + [\mu(\omega_0)]^2\right)^{-1}$, $\mu = \cot\theta_{\text{res}}$, $\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ and $\eta = \varepsilon_{zz}$ are the transverse and longitudinal components of relative permittivity tensor calculated for the carrier frequency, respectively (z -axis is parallel to the local geomagnetic field), k is the wavenumber, ψ is the azimuth angle in $\vec{k}$ -space, $\rho_{0\vec{k}}(k)$ is the spectrum (calculated on the resonance cone) of the trial charge distribution on the receiving antenna; l_{tr} , τ_0 , and $\rho_{\text{tr}}(k)$ are the length of a fictitious electric dipole source, its distance to the receiver along the group velocity resonance direction, and the spectrum (calculated on the resonance cone) of its charge distribution $\rho_{\text{tr}}(\vec{r})$. The reason why we use this source model is that we need to specify the incident wave field. Since chorus generation is a complicated nonlinear process, it is quite difficult to write down an expression for its electric field. However, it is possible just to introduce a fictitious (or effective) electric dipole producing the detected field characteristics, and that is what has been done. Two main properties of wave packets we want to model are (i) the field should have wave normal angles close to the resonance cone, and (ii) the wave number spectrum is assumed fairly broad which seems to be a natural property of resonant whistler-mode emissions. We make this simplifying assumption since we do not know actual wave number spectrum of quasi-electrostatic chorus waves. These two assumptions allowed us to specify a simple electric dipole model of effective source of the measured radiation field. Such a source does not need to coincide with an actual chorus source.

According to the above discussion, we choose $\rho_{\text{tr}}(\vec{r})$ in the form that corresponds to a thin dipole of length l_{tr} , directed along the z -axis:

$$\rho_{\text{tr}}(\vec{r}) = -\frac{8Q_{\text{tr}}}{l_{\text{tr}}^2} z \exp\left(-\frac{4z^2}{l_{\text{tr}}^2}\right) \delta(x)\delta(y), \quad (4)$$

where Q_{tr} is the total half-dipole charge on the effective transmitter. Then

$$\rho_{\text{tr}}(k) = \frac{i}{2} Q_{\text{tr}} \sqrt{\pi} k l_{\text{tr}} \cos\theta_{\text{res}} \exp\left(-\frac{k^2 l_{\text{tr}}^2 \cos^2\theta_{\text{res}}}{16}\right). \quad (5)$$

The described shape of effective source is chosen for the sake of symmetry and simplicity. The charge distribution along z is smooth which means that the source region has no sharp boundaries. We limit ourselves by the dipole approximation and do not consider any multipoles of higher orders, because the dipole charge distribution relatively easily provides the wave field with measured parameters if this field corresponds to a quasi-electrostatic wave packet with a spread in wave vectors. Indeed, length l_{tr} of this effective transmitter is determined by the wavenumber k_{obs} that corresponds to the observed spectral maximum:

$$k_{\text{obs}} l_{\text{tr}} \cos\theta_{\text{res}} = 2\sqrt{2}. \quad (6)$$

Let us now deal with the trial charge spectrum $\rho_{0\vec{k}}$. If the receiving dipole consists of 2 thin straight rods with a gap between them, then the current distribution along it can be chosen as a triangular one [Chugunov *et al.*, 2015], and

$$\rho_{0\vec{k}}(k, \psi) = -\frac{8i}{\gamma(\psi) k l_{\text{rec}}} \exp[-ikR_0(\psi)] \sin^2\left[\frac{\gamma(\psi) k l_{\text{rec}}}{4}\right]. \quad (7)$$

Here $\gamma(\psi) = \sin\alpha \sin\theta_{\text{res}} \cos(\psi - \beta) + \cos\alpha \cos\theta_{\text{res}}$, $R_0(\psi) = x_0 \sin\theta_{\text{res}} \cos\psi + y_0 \sin\theta_{\text{res}} \sin\psi + z_0 \cos\theta_{\text{res}}$; x_0 , y_0 , and z_0 are the receiver Cartesian coordinates (see Fig. 1):

$$x_0 = \tau_0 \cos\theta_{\text{res}} \cos\varphi_{\text{obs}}, \quad y_0 = \tau_0 \cos\theta_{\text{res}} \sin\varphi_{\text{obs}}, \quad z_0 = \tau_0 \sin\theta_{\text{res}}; \quad (8)$$

φ_{obs} is the azimuth angle of the incident wave, α and β are the receiver orientation angles: α is the angle between the geomagnetic field and the dipole axis, and β is the azimuth angle of the dipole. If the receiver consists of 2 small, as compared to the distance between them, spherical conductors placed on the thin metal rod, then it may be represented as 2 point charges:

$$\rho_{0\vec{k}}(k, \psi) = -2i \exp[-ikR_0(\psi)] \sin\left[\frac{\gamma(\psi) k l_{\text{rec}}}{2}\right]. \quad (9)$$

In the following, we will consider quasi-monochromatic (at each moment of time) wave packets, and therefore will choose $\omega = \omega_0$ which simply means appropriate choice of ω_0 for each spectral component. Importantly, this does not prevent k to vary in a wide range due to the resonance wave dispersion.

Consequently, the only effective source parameters that determine the receiver effective length are l_{tr} and τ_0 . Length l_{tr} is determined by the wave and plasma parameters (k_{obs} and θ_{res}) according to (6), and τ_0 , generally speaking, is a free parameter. Let us discuss its choice. As it was shown in the previous studies using ray tracing [Chum and Santolík, 2005], the chorus wave normal angle changes significantly due to refraction on the distance corresponding to the geomagnetic latitude λ_{m} change of 1° . Therefore, in order to neglect the refraction effects on

the entire emitter—receiver line, we will choose τ_0 in the interval $\tau_0 \leq \tau_{0\max} = \Lambda$, where Λ corresponds to the geomagnetic latitude change of 0.1° along the geomagnetic field line at given λ_m and McIlwain parameter L . The minimum estimate is obviously determined by the source half-size: $\tau_{0\min} = 0.5l_{tr}$.

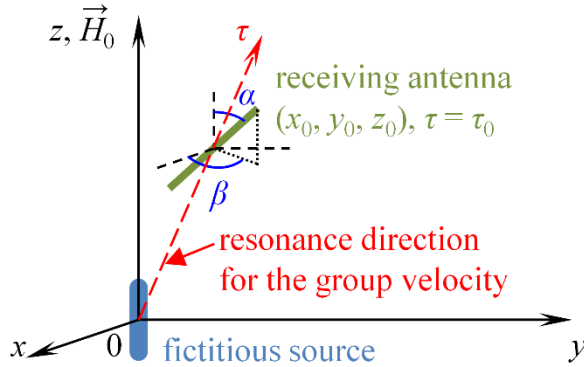


Figure 1. Geometry of the problem.

Calculation Results

In this section, we apply the general formulas obtained above to some measurements of chorus wave electric fields onboard THEMIS spacecraft [Burch and Angelopoulos, 2009]. Each THEMIS spacecraft is equipped with the Electric Field Instrument (EFI) that consists of the three dipole orthogonal antennas. These antennas have a half-length of 24.8 m, 20.2 m, and 3.47 m. We will refer to them as dipoles A, B, and C, respectively. Dipoles A and B consist of 2 small spheres (see (9)), and dipole C consists of 2 straight thin rods (see (7)). Since the dipoles are orthogonal to each other, they allow one to measure three components of the incident wave electric field and can be treated independently from each other. The electric field value should be calculated from these three components, and each of them should be obtained according to (1). The antennas orientation angles α and β have been found from the Flux Gate Magnetometer (FGM) data that provide the results of geomagnetic field measurements.

For our analysis we chose some of the events which were previously considered by [Agapitov et al., 2014] in relation to electron energization. The two chorus events that we have analyzed in depth are described in Table 1. Angle θ_{obs} that corresponds to the observed spectrum maximum was found using a singular value decomposition method [Santolik et al., 2003] from the Search Coil Magnetometer (SCM) data only.

Table 1. The analyzed chorus events detected by THEMIS

Event	1	2
THEMIS	C	A
Date (yyyy-mm-dd)	2007-08-28	2008-11-26
UT (hh:mm:ss)	15:51:48	03:18:23
λ_m (deg)	15	0
L	5.4	5.0
ω_0 (s ⁻¹)	9425	15708
θ_{res} (deg)	78.0	64.7
θ_{obs} (deg)	75.0	58.0
l_{tr} (km)	13	7.6
α (deg) ^[a]	78.6, 110, 23.7	62.1, 116, 40.1
β (deg) ^[a]	62.5, 148, 180	51.0, 126, 180
$l_{eff} / l_{rec}^{[a]}$ ($\tau_0 = \tau_{0\max}$)	2.7, 2.7, 0.4	13, 12, 0.8
$l_{eff} / l_{rec}^{[a]}$ ($\tau_0 = \tau_{0\min}$)	9.0, 9.0, 1.9	50, 49, 5.8
^[a] The three values correspond to dipoles A, B, and C, respectively.		

The results of calculations, performed for these events, are presented in the last two lines of Table 1. One can see that in case $\tau_0 = \tau_{0\min}$ the receiver effective length is several times larger as compared to case $\tau_0 = \tau_{0\max}$. However,

in both cases $l_{\text{eff}}/l_{\text{rec}}$ can significantly exceed unity.

Conclusions

In this paper, we proposed a method for calculating the effective length of an electrical receiving antenna in case of the quasi-electrostatic chorus waves. We applied the obtained general relations to several cases of chorus electric field measurements onboard THEMIS spacecraft, and found that the antenna effective length could be up to an order (or more) of magnitude greater than the geometric length l_{rec} . Therefore, the actual value of the electric field component that is parallel to the antenna can be less and even much less than quantity U/l_{rec} , which is conventionally used as the measured electric field, and it is important to take properly into account the resonance nature of quasi-electrostatic whistler mode waves when interpreting the results of chorus electric field measurements.

Acknowledgements. This work was supported by the Russian Science Foundation under grant 15-12-20005. We acknowledge NASA contract NAS5-02099 and V. Angelopoulos for use of data from the THEMIS Mission, specifically: J. W. Bonnell and F. S. Mozer for use of EFI data; A. Roux and O. LeContel for use of SCM data; K. H. Glassmeier, U. Auster and W. Baumjohann for the use of FGM data provided under the lead of the Technical University of Braunschweig and with financial support through the German Ministry for Economy and Technology and the German Center for Aviation and Space (DLR) under contract 50 OC 0302.

References

- Agapitov, O.V., A.V. Artemyev, D. Mourenas, V. Krasnoselskikh, J. Bonnell, O.L. Contel, C.M. Cully, and V. Angelopoulos (2014), The quasi-electrostatic mode of chorus waves and electron nonlinear acceleration, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, 1606–1626.
- Balanis, C.A. (2016), *Antenna Theory: Analysis and Design*, 4th ed., Wiley, Hoboken, N. J.
- Burch, J.L., and V. Angelopoulos (2009), *The THEMIS Mission*, Springer-Verlag, New York.
- Chugunov, Y.V., and E.A. Shirokov (2016), Quasistatic dipole in magnetized plasma in resonance frequency band. Response of the receiving antenna, and charge distribution on the antenna wire, *Cosmic Res.*, 54(3), 198–204.
- Chugunov, Y.V., E.A. Shirokov, and I.A. Fomina (2015), On the theory of a short cylindrical antenna in anisotropic media, *Radiophys. Quantum Electron.*, 58(5), 318–326.
- Chum, J., and O. Santolík (2005), Propagation of whistler-mode chorus to low altitudes: Divergent ray trajectories and ground accessibility, *Ann. Geophys.*, 23(12), 3727–3738.
- Santolík, O., M. Parrot, and F. Lefeuvre (2003), Singular value decomposition methods for wave propagation analysis, *Radio Sci.*, 38(1), 1010.
- Santolík, O., E. Macušová, I. Kolmašová, N. Cornilleau-Wehrin, and Y. de Conchy (2014), Propagation of lower-band whistler-mode waves in the outer Van Allen belt: Systematic analysis of 11 years of multi-component data from the Cluster spacecraft, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 2729–2737.
- Shirokov, E.A., A.G. Demekhov, Y.V. Chugunov, and A.V. Larchenko (2017), Effective length of a receiving antenna in case of quasi-electrostatic whistler mode waves: Application to spacecraft observations of chorus emissions, *Radio Sci.*, 52, 884–895.



ОДНОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДРЕЙФОВЫХ КОМПРЕССИОННЫХ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ ЕКАТЕРИНБУРГСКОГО КОГЕРЕНТНОГО ДЕКАМЕТРОВОГО РАДАРА И СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

М.А. Челпанов, О.В. Магер, П.Н. Магер, Д.Ю. Климускин, О.И. Бернгардт

Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук

Аннотация. Наблюдения с помощью радара, дополненные анализом спутниковых данных, являются довольно эффективным методом изучения ультранизкочастотных пульсаций. В работе проведен анализ колебаний скорости плазмы, зарегистрированных в ночной ионосфере с помощью екатеринбургского среднеширотного декаметрового когерентного радара и вызванных магнитосферными пульсациями диапазона Pc5. Мы попытались определить, какая часть из наблюдаемых колебаний может относиться к альфвеновской моде. Используя вейвлет-анализ, определены частоты колебаний и волновые азимутальные числа. На основе данных космических аппаратов Van Allen Probes (RBSP) и THEMIS о концентрации протонов и величине магнитного поля в области магнитосферы, где наблюдались волны, выполнены модельные расчеты частот альфвеновских колебаний. Сравнение показало, что лишь малая часть колебаний, наблюдаемых с помощью радара, имеет частоты близкие к альфвеновским. Большинство колебаний имеют значительно более низкие частоты, возможно, имеет кинетическую природу, и наиболее вероятно являются дрейфово-компрессионными волнами. Также в работе приведен случай одновременного наблюдения таких низкочастотных колебаний по данным спутника и радара.

1. Введение

Магнитосферные пульсации являются характерным и неотъемлемым свойством околоземного космического пространства. На их формирование, развитие и распространение оказывает влияние множество процессов, такие как изменение размеров и формы магнитосферы под действием солнечного ветра и появление энергичных частиц в различных ее областях. Свойства пульсаций сильно зависят от характеристик среды, что делает их удобным инструментом для изучения геомагнитных бурь и других процессов. Для регистрации волн с большими азимутальными волновыми числами наиболее подходящими инструментами являются радары, так как такие волны обычно не проникают через атмосферу и поэтому не регистрируются наземными магнетометрами [Агапитов, Черемных, 2011]. Их можно наблюдать и в спутниковых данных, однако радары, предоставляя возможность изучить пространственную структуру колебаний. Дополненные измерениями с помощью спутников, такие данные представляют наиболее полную информацию о магнитосферных ультранизкочастотных (УНЧ) волнах.

В процессе проведения исследований важным этапом является правильное определение природы наблюдаемых волн. В некоторых работах, основанных на анализе радарных данных, пульсации диапазона Pc5 с большими азимутальными волновыми числами относят к альфвеновской моде [Bland et al., 2014, James et al., 2013]. Тем не менее, в других работах [Mager et al., 2015, Chelpanov et al., 2016] показаны случаи наблюдения УНЧ-волн с большими азимутальными волновыми числами, относящихся к другим модам. В частности, в [Chelpanov et al., 2016] показан случай наблюдения волны в данных екатеринбургского когерентного радара, в котором частота колебаний убывала вместе с азимутальным волновым числом m . Зависимость частоты от m на фиксированной геомагнитной широте характерна для дрейфовых компрессионных волн.

В данной работе представлен анализ ряда событий наблюдения УНЧ-колебаний с помощью екатеринбургского радара. Целью исследования было определить, какая часть из наблюдаемых колебаний не может быть отнесена к альфвеновскому резонансу силовых линий.

2. Оборудование

Екатеринбургский когерентный среднеширотный радар регистрирует отражения от ионосферных неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля. Его поле обзора разделено на 16 лучей с угловым расстоянием между соседними лучами в три градуса. Три из них работают в специальном режиме, обеспечивающем временное разрешение в 18 секунд вдоль каждого направления. Это дает возможность анализировать колебания скорости ионосферной плазмы с периодами от 36 секунд. Благодаря близкому расположению лучей, работающих в этом режиме, можно определить направление распространения волн и их длину. Один из лучей направлен примерно на магнитный полюс, второй — на географический, третий расположен между ними. В радиальном направлении радар принимает сигнал из диапазона расстояний 200–

3000 км, для используемых в работе лучей это примерно соответствует 55–77 градусам геомагнитной широты. Этот интервал разделен на 75 диапазонов дальности, или гейтов, охватывающих по 45 градусов в радиальном направлении. Частота излучения радара примерно равна 10,5 МГц.

Анализ параметров плазмы в магнитосфере выполнен на основе данных спутников Van Allen Probes (RBSP) и THEMIS (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/).

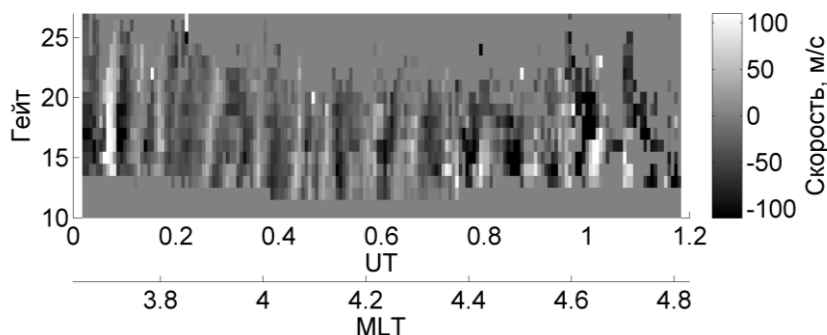


Рисунок 1. Скорость плазмы вдоль луча 0. 25 декабря 2014 г.

3. Событие 25 декабря 2014 г.

Пульсации скорости ионосферной плазмы, регистрируемые радаром, вызваны электрическим полем магнитосферных УНЧ-волн. Поскольку лучи высокого разрешения направлены примерно вдоль магнитного меридиана, они регистрируют колебания скорости ионосферных неоднородностей, связанные с азимутальной компонентой электрического поля, которая соответствует радиальной компоненте магнитного поля. На рис. 1 показан пример таких колебаний. Двадцать пятого декабря 2014 г. в ночной ионосфере радаром были зарегистрированы колебания скорости ионосферной плазмы с амплитудой до 80 м/с. Такие скорости соответствуют колебаниям электрического поля с амплитудами около 4 мВ/м. Пик амплитуды колебаний пришелся на 00:25–01:00 UT, что приблизительно соответствует 03:50–04:30 MLT. Максимальные амплитуды колебания наблюдались на расстоянии 540–990 км, вдоль луча 0 эта область соответствует магнитным оболочкам 3.7–4.9 (магнитные оболочки рассчитаны по модели IGRF). Частота колебаний изменялась от 3.3 мГц до 4.0 мГц. Волна распространялась на запад, значения азимутального волнового числа $m \sim -40$. Остановимся на этом событии подробнее.

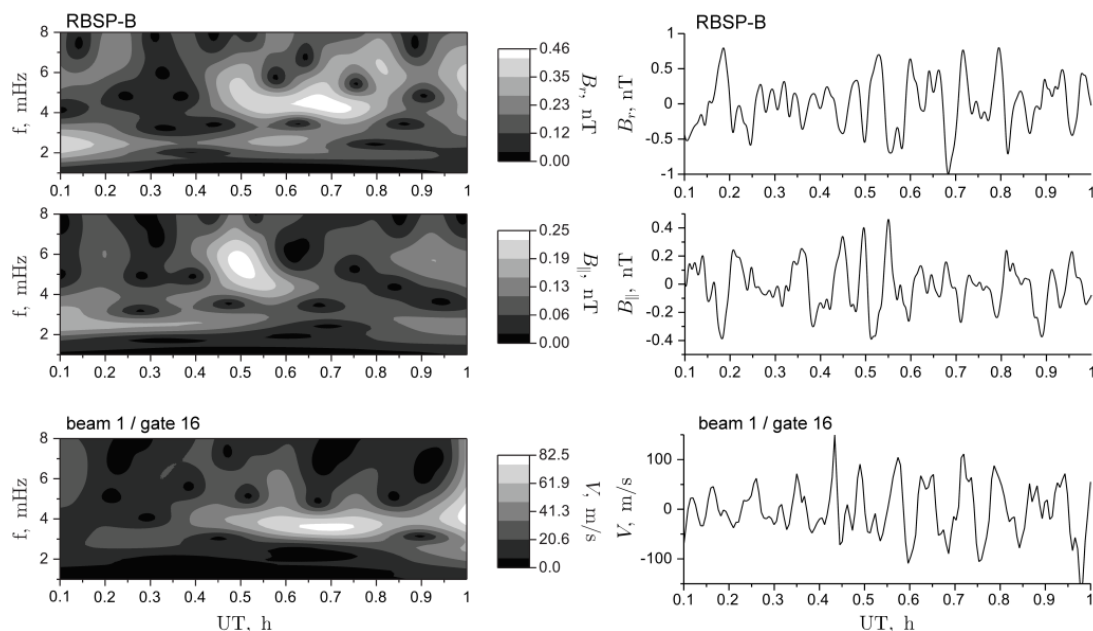


Рисунок 2. Вейвлет-преобразование сигнала и его форма для радиальной и продольной компонент магнитного поля на спутнике RBSP-B (вверху) и данных радара, луч 1, гейт 16 (внизу). 25 декабря 2014 г.

Геомагнитное поле в день наблюдения колебаний соответствовало слабо возмущенному уровню. Плотность солнечного ветра была низкой и составляла в среднем 3 см^{-3} . Его скорость достигала 550 км/с под

воздействием высокоскоростного потока из корональной дыры (CH647). Максимальные значения планетарного индекса Кр достигали значений 3+. На основе авроральных индексов и данных наземных обсерваторий зарегистрировано усиление суббулевой активности, вызванной переориентацией B_z -компоненты ММП и ее длительными отрицательными значениями. Это привело к развитию кольцевого тока (минимальные значения SYM-H = -41 нТл).

Одновременно с радаром на спутнике Van Allen Probes (RBSP-B) зарегистрированы колебания с близкими по значению частотами, порядка 4.2 МГц. В этот момент спутник находился в послеполуночном секторе магнитосферы на 3.0-4.1 MLT, и двигался в направлении Земли от $L = 4.8 - 4.0 R_E$. Событие происходило в области с низкой плотностью протонов за пределами плазмосферы.

На рис. 2 представлены колебания, отфильтрованные в диапазоне Pc5, радиальной (B_r) и продольной (B_l) компоненты магнитного поля и их вейвлет спектры. Азимутальная компонента не представлена т.к. имеет значительно слабее колебания. В нижней части рисунка приведены колебания и их спектр по данным радара.

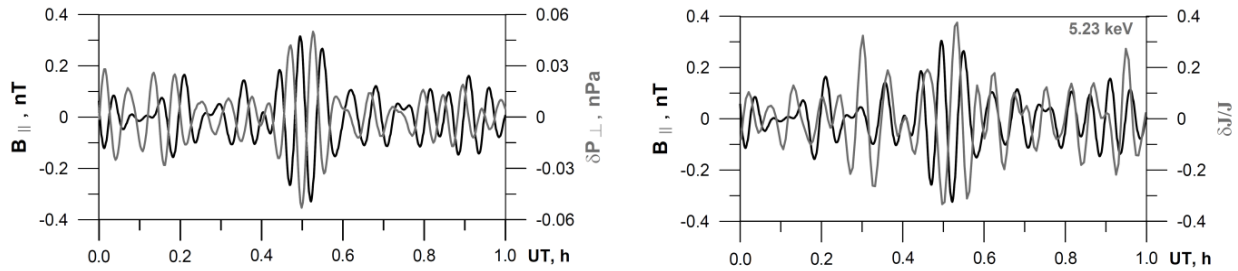


Рисунок 3. Слева: возмущение продольной (B_l) компоненты магнитного поля (черным) и возмущение давления ($\delta P_{\perp}$, серый) по данным RBSP-B. Справа: возмущение продольной ($B_{\parallel}$) компоненты магнитного поля (черным) и возмущение потока протонов ($\delta J/J$) с энергией 5.23 keV по данным того же спутника.

На рис. 3 показано возмущение продольной компоненты магнитного поля. Для наглядности оно отображено на одном графике с возмущением давления. Кроме того, этот же параметр совмещен на одном графике с потоком протонов с энергией 5,23 keV. Видно, что колебания давления плазмы и потоков протонов находятся в противофазе с продольной компонентой волны. Это указывает на компрессионный характер колебаний.

Данные спутника также были использованы для того, чтобы оценить возможность принадлежности волны к альфвеновской моде. На основе измерений параметров плазмы и магнитного поля в магнитосфере мы смоделировали частоту собственных колебаний силовой линии, в основании которой радаром были зарегистрированы колебания, используя приближение дипольного магнитного поля. Таким образом, мы оценили альфвеновскую скорость и, соответственно, собственную частоту колебаний на этой оболочке. На тех магнитных оболочках, на которых наблюдались колебания, альфвеновская частота находилась в пределах 16–28 МГц, что в несколько раз превышает частоту колебаний (от 3.3 МГц до 4.0 МГц), зарегистрированных радаром в вариациях скорости ионосферной плазмы (рис. 4). Это является дополнительным аргументом в пользу кинетической природы волны. Наиболее возможным вариантом является дрейфовая компрессионная мода.

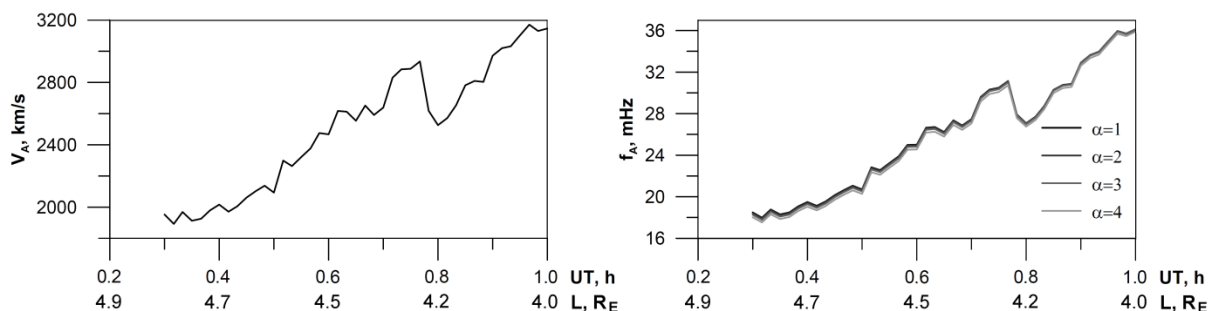


Рисунок 4. Модельная альфвеновская скорость (V_A) и альфвеновская частота (f_A).

4. Обсуждение

Хотя далеко не все колебания, наблюдающиеся с помощью радаров, можно одновременно регистрировать на спутниках, для многих событий имеется возможность получить данные о параметрах среды в магнитосфере во время наблюдений. Мы провели анализ 16 таких случаев, чтобы определить, какая часть из наблюдаемых колебаний может быть отнесена к альфвеновской моде. Спутники Van Allen Probes либо THEMIS в каждом

из этих случаев находились в долготном секторе наблюдений и пересекали соответствующие магнитные оболочки. Так же, как и в случае события 25 декабря, мы оценили альфвеновские частоты по параметрам плазмы и магнитного поля на орбите и сравнили их с радарными наблюдениями. На рис. 5 показано распределение колебаний по отношению f/f_A , где f — частота колебаний, а f_A — соответствующая альфвеновская частота (во время одного события наблюдались от одной до четырех гармоник). Из распределения видно, что 28 из 33 гармоник имеют частоты ниже альфвеновской и отличаются от нее более чем на 40%. Для остальных 5 гармоник соотношение f/f_A близко к единице, что может быть свидетельством того, что они относятся к альфвеновской моде.

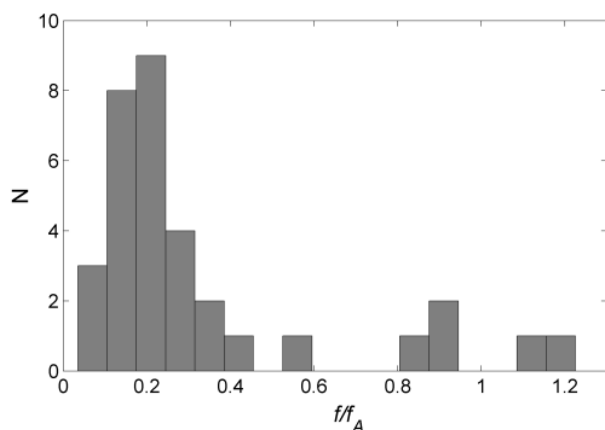


Рисунок 5. Распределение частот колебаний по отношению f/f_A по всем событиям

Таким образом, к альфвеновской моде могут относиться не более 20% из проанализированных колебаний, зарегистрированных с помощью екатеринбургского радара в ночной магнитосфере. Вероятно, остальные колебания, либо их часть можно отнести к дрейфово-компрессионной моде.

Благодарности. Исследование выполнено в рамках проекта П.16.1.3 Программы ФНИ государственных академий на 2013-2020 годы при поддержке гранта РФФИ 16-05-00254-а. Экспериментальные данные получены с использованием радара ЕКВ ИСЗФ СО РАН.

Литература

- А.В. Агапитов, О. К. Черемных, Поляризация резонансных УНЧ-возмущений в магнитосфере Земли, Кинематика и физика небесных тел, 27, 117–123, 2011.
- E.C. Bland, A.J. McDonald, F.W. Menk, J.C. Devlin, Multipoint visualization of ULF oscillations using the Super Dual Auroral Radar Network, Geophys. Res. Lett. 41 (2014) 6314–6320. doi:10.1002/2014GL061371.
- M.A. Chelpanov, P.N. Mager, D.Y. Klimushkin, O.I. Berngardt, O.V. Mager, Experimental evidence of drift compressional waves in the magnetosphere: An Ekaterinburg coherent decameter radar case study, Journal of Geophysical Research: Space Physics 121 (2) (2016) 1315–1326. doi:10.1002/2015JA022155.
- M.K. James, T.K. Yeoman, P. N. Mager, D.Yu. Klimushkin, The spatio-temporal characteristics of ULF waves driven by substorm injected particles, Journal of Geophysical Research (Space Physics) 118 (2013) 1737–1749. doi:10.1002/jgra.50131.
- P.N. Mager, O.I. Berngardt, D.Yu. Klimushkin, N.A. Zolotukhina, O.V. Mager, First results of the high-resolution multibeam ULF wave experiment at the EkaterinburgSuperDARN radar: Ionospheric signatures of coupled poloidal Alfvén and drift-compressional modes, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 130 (2015) 112–126. doi:10.1016/j.jastp.2015.05.017.

ПРОТОННЫЕ СИЯНИЯ К ЭКВАТОРУ ОТ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА КАК ПРОЯВЛЕНИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ (КРАТКИЙ ОБЗОР)

А.Г. Яхнин¹, Т.А. Яхнина¹, Н.В. Семенова¹, Т.А. Попова¹, А.Г. Демехов^{1, 2}

¹Полярный геофизический институт, Апатиты

²Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Аннотация. Представлен краткий обзор различных форм протонных сияний к экватору от аврорального овала. Эти сияния вызваны высыпаниями энергичных протонов из земной магнитосферы при развитии ионно-циклотронной неустойчивости. Кроме описанных ранее форм сияний (пятен, дуг на вечерней стороне, дневных вспышек) представлен новый вид – долгоживущие протонные сияния на дневной стороне. Приведена схема взаимосвязи различных протонных сияний к экватору от овала с распределением холодной плазмосферной плазмы.

1. Введение

Одним из важнейших результатов миссии космического аппарата IMAGE является обнаружение с помощью прибора FUV (Far UltraViolet imager) различных форм протонных сияний, которые представляют собой излучение возбужденных атомов водорода, образовавшихся в результате процесса обмена зарядом между высыпадающими энергичными (10-100 кэВ) протонами и атмосферными молекулами [Frey, 2007]. Сам «протонный» овал является проекцией зоны изотропных потоков энергичных протонов в магнитосфере, а его экваториальная граница – проекцией границы изотропии потоков [Blockx et al., 2005]. Особый интерес представляют протонные сияния, наблюдаемые к экватору от овала, которые вызваны высыпанием протонов из зоны, где обычно потоки захваченных частиц существенно больше, чем высыпадающих. Высыпания из этой области магнитосферы связаны с рассеянием частиц при взаимодействии с волнами. Связь электромагнитных ионно-циклотронных (ЭМИЦ) волн и высыпаний протонов была показана ранее по данным низкоорбитальных спутников [Soraas et al., 1980; Yahnina et al., 2003; Safargaleev et al., 2002]. Преимущество наблюдений протонных сияний с высоко-апогейного спутника состоит в том, что они позволяют видеть двумерную картину высыпаний протонов на уровне ионосферы, контролировать их динамику и, соответственно, осуществлять мониторинг развития ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосфере. За время после первого обзора [Frey, 2007], обобщающего результаты миссии IMAGE, опубликовано большое количество работ, о связи протонных сияний с развитием ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосфере Земли, что делает актуальным их систематизацию. Этому и посвящен данный краткий обзор.

2. Различные формы протонных сияний и ЭМИЦ волны

В обзоре [Frey, 2007] на основе наблюдений со спутника IMAGE выделены три характерных вида протонных сияний к экватору от овала: долгоживущие пятна, вращающиеся вместе с Землей приблизительно вдоль одной широты [Frey et al., 2004], относительно неподвижные дуги на вечерней стороне со временем жизни около часа [Immel et al., 2002], и короткоживущие (~1-10 минут) вспышки на дневной стороне [Zhang et al., 2002; Hubert et al., 2003]. Пятна протонного свечения связаны с геомагнитными квазимонохроматическими пульсациями Pc1 [Yahnin et al., 2007]. Эти пульсации известны как наземный индикатор ЭМИЦ волн, которые генерируются в экваториальной околоземной магнитосфере в результате развития ионно-циклотронной (ИЦ) неустойчивости [например, Kangas et al., 1998]. Индикатором ЭМИЦ волн являются также другие геомагнитные пульсации диапазона Pc1 (0.2-5 Гц), например, колебания убывающего периода (КУП или IPDP) и так называемые всплески Pc1 (или всплески гидромагнитных эмиссий) [Fukunishi et al., 1981]. В дальнейшем, Yahnin et al. [2009] показали, что протонные сияния в форме дуг на вечерней стороне связаны с пульсациями IPDP. Yahnina et al. [2008] и Zhang et al. [2008] привели примеры связи вспышек протонных сияний на дневной стороне со всплесками пульсаций Pc1 и ЭМИЦ волнами в магнитосфере. Вспышки протонного сияния наблюдаются в связи с резкими усилениями давления солнечного ветра и, соответственно, со сжатием магнитосферы [Hubert et al., 2003; Fusilier et al., 2004; Попова и др., 2010]. Было показано [Попова и др., 2010], что геомагнитные пульсации в диапазоне Pc1 всегда наблюдаются на субавроральной наземной станции, если она располагается в долготном секторе вспышки протонного сияния, которая развивается на дневной стороне.

3. Связь с плазмосферой

Одним из важных параметров плазмы, влияющих на развитие ИЦ неустойчивости является плотность холодной плазмы. Чтобы определить, как связаны различные области развития неустойчивости в магнитосфере с холодной плазмой, можно сопоставить проекцию протонных сияний в экваториальную плоскость магнитосферы с положением плазмопаузы и других плазменных структур.

Frey et al. [2004] сопоставили проекции пятен протонного свечения с распределением холодной плазмы в магнитосфере по данным прибора EUV (Extreme UltraViolet imager) на спутнике IMAGE для двух событий и нашли, что источник протонных высыпаний связан с азимутальными неоднородностями плазмопаузы. *Yahnin et al.* [2013] использовали для такого сопоставления динамическую модель плазмопаузы, основанную на квази-перестановочной неустойчивости [Lemaire and Gringauz, 1998; Lemaire and Pierrard, 2008], и также пришли к выводу, что пятна протонного свечения имеют тенденцию проектироваться в окрестность градиентов концентрации холодной плазмы. *Soraas et al.* [2013] использовали модель плазмосферы [Pierrard and Stegen, 2008] для определения положения источника узкой полосы протонного свечения в утреннем секторе на $L=2.5$ во время геомагнитной бури 11 ноября 2004 г. и показали, что источник протонных высыпаний находится в окрестности плазмопаузы. Расположение плазмопаузы на столь небольших расстояниях от Земли в период этой бури подтверждается измерениями прибора RPI и измерениями прибора EUV на спутнике IMAGE (M. Spasojević, личное сообщение). Наличие ЭМИЦ волн с источником на аномально низких широтах для этого случая подтверждено в работе *Ермаковой и др.* [2015].

Spasojević et al. [2004, 2005] и *Spasojević and Fuselier* [2009] провели сопоставление вечерних дуг протонного сияния с распределением холодной плазмы в экваториальной магнитосфере, которое было определено по данным IMAGE EUV. Авторы пришли к заключению, что дуги связаны с холодной плазмой плазмосферного хвоста и часто оказываются в окрестности внешнего края плазмосферного хвоста. Это согласуется с результатами работы [Yahnina et al., 2003], в которой была обнаружена корреляция локализованных высыпаний энергичных протонов в вечернем секторе с признаками плазмосферного хвоста на геостационарной орбите, и с результатами работы [Яхнин и др., 2006], в которой анализировались локализованные высыпания энергичных протонов и электронов и их связь со структурой плазмосферного хвоста. Данные работы [Яхнин и др., 2006] позволяют предположить, что ИЦ неустойчивость развивается на краях мелкомасштабных структур плазмосферного хвоста и совокупность областей протонного свечения от этих источников образует наблюдаемую «дугу» в районе ионосферной проекции плазмосферного хвоста.

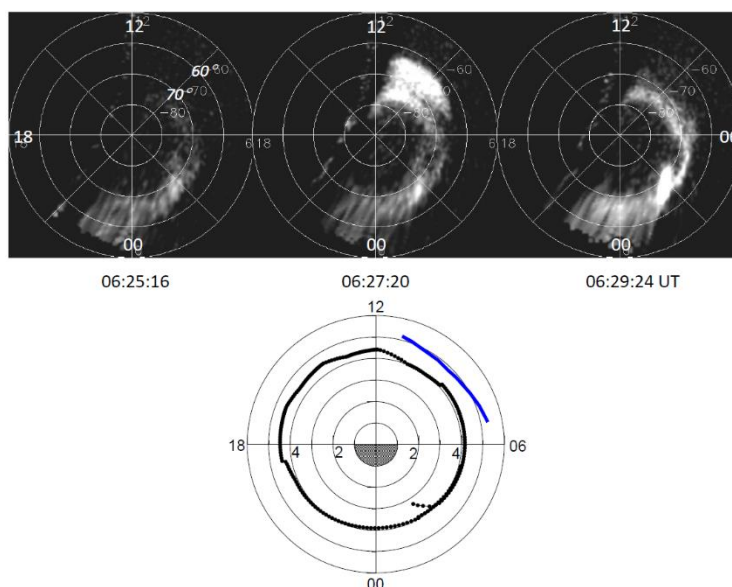


Рисунок 1. (Вверху) Последовательность изображений протонных сияний, показывающих вспышку на дневной стороне в 0627 UT 4 ноября 2003 г. (заметим, что сектор 11-22 MLT был недоступен для наблюдений).

(Внизу) Положение плазмопаузы в 0630 UT согласно расчетам по динамической модели. Линия на $L \sim 5$ и $MLT \sim 7-11$ показывает проекцию в магнитосферу экваториального края вспышки сияний.

Fuselier et al. [2004] сопоставили положение двух вспышек протонного свечения на дневной стороне с радиальным распределением концентрации холодной плазмы по данным EUV. В одном случае проекция вспышки сияний находилась значительно дальше от Земли, чем плазмопауза; в другом – непосредственно за плазмосферой на градиенте концентрации холодной плазмы.

На рис. 1 (вверху) показан пример вспышки протонного сияния в 0627 UT 4 ноября 2003 г. Внизу показано взаимное расположение проекции экваториального края вспышки в экваториальную плоскость магнитосферы и положения плазмопаузы, полученное с использованием динамической модели [Lemaire and Gringauz, 1998; Lemaire and Pierrard, 2008]. Очевидно, что источник вспышки находится за плазмопаузой. Анализ 25 подобных случаев вспышек протонного сияния на дневной стороне показал, что вспышка за плазмопаузой - типичное явление. В работе [Яхнин и др., 2015] для семи из этих событий были рассмотрены измерения концентрации холодной плазмы на геостационарных спутниках LANL, которые находились в области магнитосферной проекции вспышки. Концентрация холодной плазмы в области источника вспышки во всех случаях оказалась меньше (а для шести из семи рассмотренных событий - существенно меньше) типичных для плазмосферы значений.

4. Протонные сияния на дневной стороне, не связанные со скачками давления солнечного ветра

Во время резкого сжатия магнитосферы происходит резкий рост инкремента циклотронной неустойчивости (например, [Olson and Lee, 1983; Anderson and Hamilton, 1993]), связанный, в основном, с ростом поперечной анизотропии горячих ионов. Это и приводит к интенсификации рассеяния ионов в конус потерь.

В то же время, в магнитосфере постоянно существует асимметрия магнитного поля Земли в направлении «день-ночь». На дневной стороне магнитное поле сжато постоянно существующим давлением солнечного ветра (в экваториальной плоскости это соответствует увеличению магнитного поля), а на ночной стороне силовые линии вытянуты в хвост магнитосферы (соответственно, в экваториальной плоскости поле ослаблено). Асимметрия магнитного поля приводит к эффекту расщепления дрейфовых оболочек [Roederer, 1967; Shabansky, 1971], в результате которого частицы с разными питч-углами, стартующие на ночной стороне из одной точки, дрейфуют вокруг Земли по разным траекториям. На дневной стороне частицы с большими питч-углами оказываются на больших расстояниях от Земли, что приводит к появлению на дневной стороне области повышенной поперечной анизотропии энергичных протонов. Наличие такой области подтверждено статистически в работе [Wang et al., 2012] по данным измерений энергичных протонов на спутнике THEMIS. Это означает, что на дневной стороне магнитосферы перманентно существуют благоприятные условия для генерации ЭМИЦ волн.

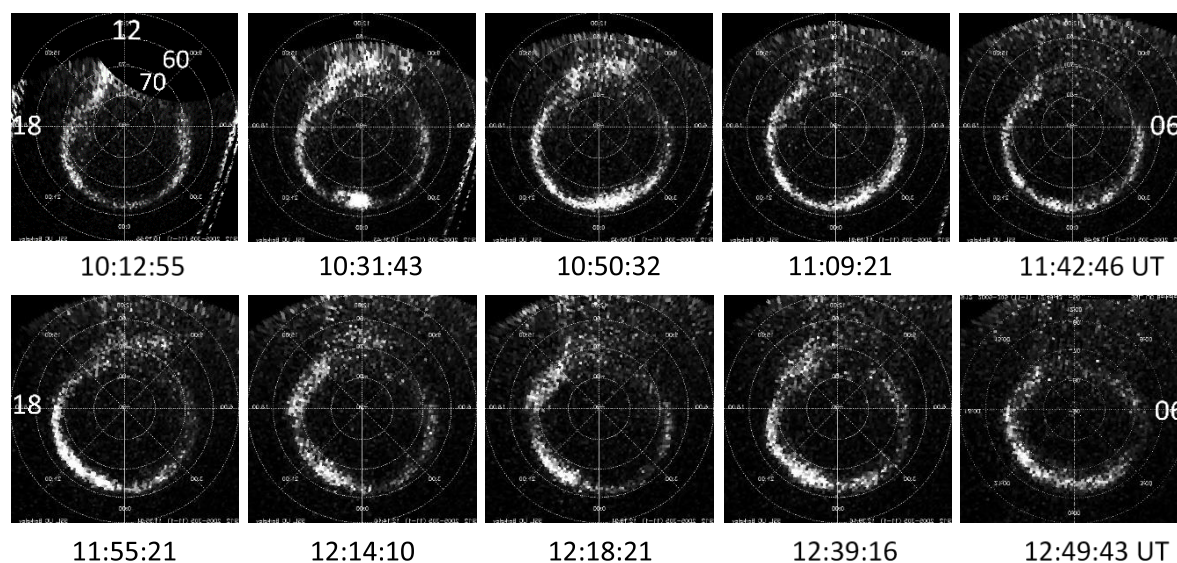


Рисунок 2. Последовательность изображений протонных сияний в течение интервала 1012 -12:50 UT 1 ноября 2005 г.

С этим согласуется статистика наблюдений ЭМИЦ волн в магнитосфере. Максимум вероятности наблюдения ЭМИЦ волн обнаружен в дневной магнитосфере на расстояниях более 6 RE от Земли [Anderson et al., 1992; Usanova et al., 2012; Keika et al., 2013]. Здесь же наблюдается максимум вероятности наблюдений высыпаний энергичных протонов к экватору от границы изотропии [Семенова и др., 2017].

Инкремент неустойчивости (и, соответственно, интенсивность волн и скорость диффузии частиц по питч-углам) в «спокойных» условиях, очевидно, ниже, чем во время резкого сжатия, и чувствительность прибора IMAGE FUV может быть недостаточной для того, чтобы уверенно регистрировать протонные сияния в дневной области. Однако, в некоторых случаях, эти протонные сияния видны. На рис. 2 показан пример такого события (~10-13 UT 1 ноября 2005 г.). Давление солнечного ветра в это время существенно не менялось

(данные не показаны). Сияния часто трудно различить на фоне шума, но их присутствие подтверждается измерениями потоков протонов на низкоорбитальных спутниках POES, которые отчетливо показывают наличие высыпаний энергичных протонов, сопряженных с этими сияниями (рис. 3, сверху). Высыпания протонов приведены начиная с 0744 UT (данные о сияниях имеются только с ~10 UT). Высыпания сопровождалась регистрацией геомагнитных пульсаций Pc1 в течение интервала ~08-13 UT на наземной станции Ловозеро, которая в это время находилась в секторе ~11-16 MLT (рис. 3, внизу). Как следует из представленного примера, дневные сияния (и связанные с ними высыпания протонов) могут наблюдаться в течение нескольких часов и занимать довольно обширные области; их широтные размеры достигают нескольких градусов, а долготные – нескольких часов MLT.

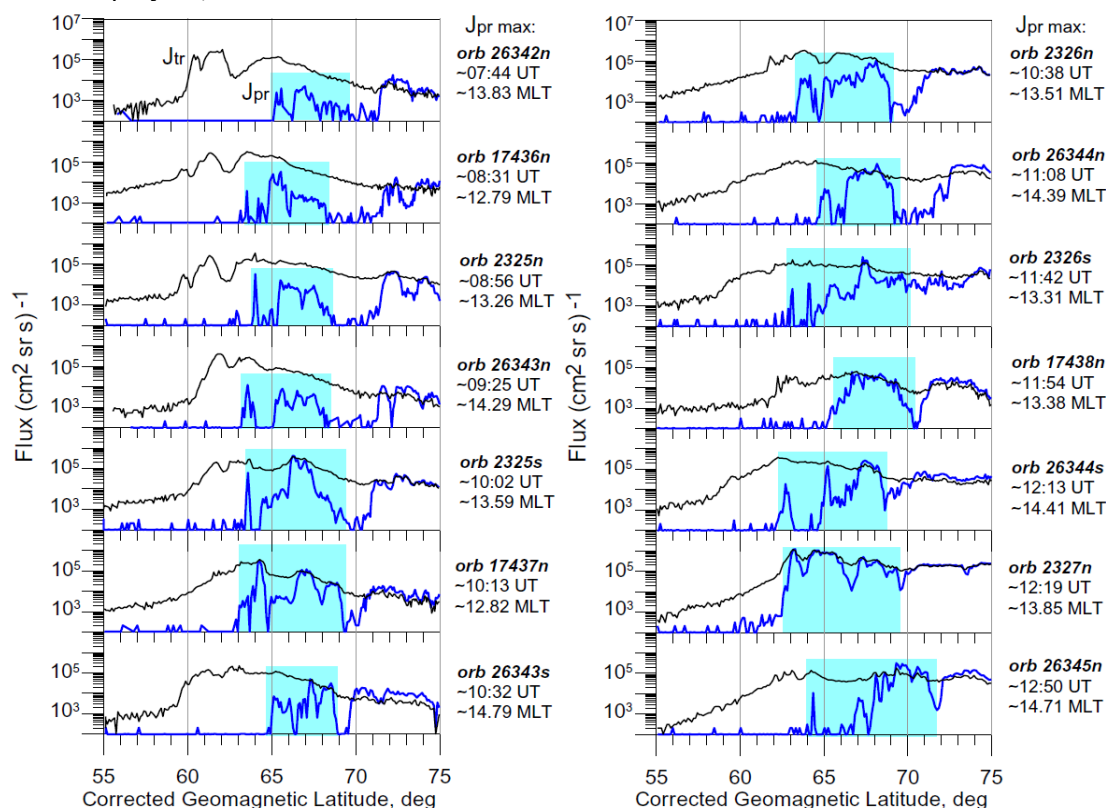


Рисунок 3. (Вверху) Данные о потоках захваченных (J_{tr}) и высыпающихся (J_{pr}) протонов на последовательных пролетах спутниках NOAA POES, пересекающих область долгоживущих протонных сияний в секторе ~13-15 MLT.

(Внизу) Спектрограмма геомагнитных пульсаций в диапазоне Pc1 по данным обс. Ловозеро.

Дневные сияния, также, как и вспышки во время сжатия магнитосферы, наблюдаются за плазмоспаузой. Это следует как из сопоставления сияний с положением плазмоспаузы, полученной из динамической модели [Lemaire and Gringauz, 1998; Lemaire and Pierrard, 2008], так и из данных о концентрации холодной плазмы, полученных прибором MPA на спутниках LANL, проекция траектории которых пересекала область дневных протонных сияний (рис. 4).

Наличие долгоживущих и протяженных протонных высыпаний к экватору от овала на дневной стороне в последнее время отмечалось в литературе. В работе [Яхнина и Яхнин, 2014] были рассмотрены высыпания

протонов по данным низкоорбитальных спутников серии POES во время геомагнитной бури 20-29 ноября 2003 г. На дневной стороне были обнаружены практически непрерывно регистрировавшиеся высыпания протонов на широтах 60° - 70° к экватору от границы изотропии потоков. При этом одновременные пролеты спутников NOAA-15 и NOAA-17 на MLT=9 и MLT=13, соответственно, показали, что область протонных высыпаний имеет большую долготную протяженность. *Engbretson et al.* [2015] рассмотрели событие (23 февраля 2014 г.), когда в течение нескольких часов спутники POES на последовательных пролетах через дневной сектор регистрировали высыпания энергичных протонов на широтах 60° - 70° , в то время когда спутники Van Allen Probes регистрировали ЭМИЦ волны на $L>4$ в секторе 9-14 MLT. Волны регистрировались за плазмосферой, положение которой было определено по данным тех же спутников. *Яхнин и др.* [2015] рассмотрели последовательные пролеты спутников серии POES до и после момента вспышки протонного сияния на дневной стороне в ~ 0515 UT 5 июля 2005 г., которая была обусловлена мощным сжатием магнитосферы. После сжатия магнитосферы поток высыпающихся протонов с энергией 30-80 кэВ составил 10^5 - 10^6 см $^{-2}$ с $^{-1}$ стер $^{-1}$. Интересно, что до вспышки в той же области также наблюдались потоки протонов, но меньшей интенсивности (10^3 - 10^4 см $^{-2}$ с $^{-1}$ стер $^{-1}$). Эти результаты подтверждают, что развитие ИЦ неустойчивости в дневной области возможно и без сильного импульсного сжатия магнитосферы.

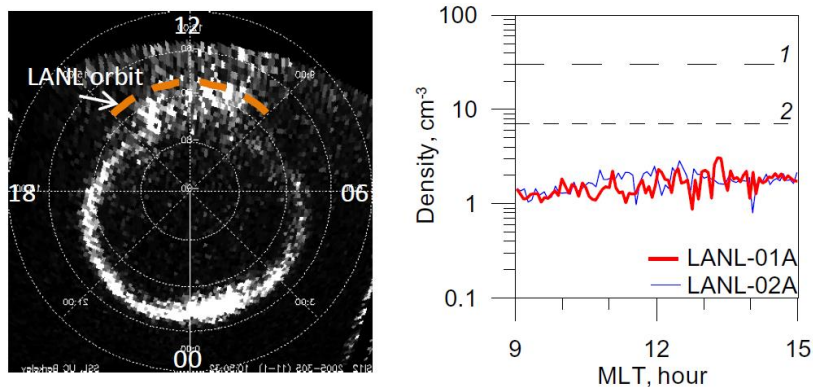


Рисунок 4. (Слева) Проекция траектории спутников LANL, нанесенная на изображение протонных сияний в $\sim 10:50$ UT 1 ноября 2005 г.

(Справа) Данные прибора MPA со спутников LANL-01A и LANL-02A в секторе 09-15 MLT во время наблюдения протонных сияний к экватору от овала.

Горизонтальные линии 1 и 2 показывают, соответственно, среднее значение концентрации холодной плазмы в плазмосфере, в случаях, когда она наблюдается на геостационарной орбите, и среднее значение концентрации холодной плазмы на геостационарной орбите сразу за плазмапаузой [*Sheeley et al.*, 1981].

5. Схема областей генерации ИЦ неустойчивости в приземной экваториальной магнитосфере

На верхней части рис. 5 схематично показаны области в магнитосфере, где, согласно наблюдениям различных типов протонных сияний, развивается ИЦ неустойчивость, а также положение этих областей по отношению к распределению холодной плазмосферной плазмы в магнитосфере. Источники пятен протонного сияния связаны на этой схеме с градиентами концентрации холодной плазмы в окрестности плазмапаузы. Источники дуг протонного сияния на вечерней стороне связаны с плазмосферным хвостом и его мелкомасштабной структурой. Наконец, источником квазистационарных дневных протонных сияний, а также вспышек протонного сияния, обусловленных сжатием магнитосферы, является область низких значений концентрации холодной плазмы за плазмапаузой.

Хотя дуги на вечерней стороне и пятна генерируются, очевидно, при контакте дрейфующих к западу энергичных протонов с областями азимутального градиента холодной плазмы, их связь, соответственно, с плазмапаузой и плазмосферным хвостом, обуславливает существенные морфологические различия как самих протонных сияний, так и свойств, соответствующих им геомагнитных пульсаций. Источник пятна протонного сияния (и соответствующих ЭМИЦ волн), вращается вместе с Землей и плазмосферой, оставаясь приблизительно на одном и том же расстоянии от Земли. Поэтому частота соответствующих ЭМИЦ волн остается приблизительно постоянной, а наземные станции, положение которых почти не меняется относительно проекции источника волн, регистрируют волны Pc1 в течение всего времени жизни источника, зависящего от медленных вариаций потока протонов и времени жизни неоднородности на плазмапаузе [*Frey et al.*, 2004; *Yahnin et al.*, 2007]. Источник вечерней дуги относительно малоподвижен, поскольку в области плазмосферного хвоста поле коротации компенсируется полем конвекции. Вариации частоты соответствующих ЭМИЦ волн и время жизни источника определяется характеристиками дрейфующего с

ночной стороны облака протонов, образованного в результате импульсной инжекции плазмы во внутреннюю магнитосферу [Yahnin *et al.*, 2009]. Источник долгоживущих протонных сияний (т.е. высыпаний энергичных протонов) и соответствующих ЭМИЦ волн на дневной стороне не связан с присутствием холодной плазмы и определяется постоянно существующей областью повышенной анизотропии энергичных протонов. Интенсивность этого источника модулируется давлением постоянно существующего солнечного ветра, определяющего степень асимметрии магнитосферы в направлении «день-ночь»; резкие импульсные возрастания давления солнечного ветра приводят к кратковременному росту анизотропии и к вспышке сияний.

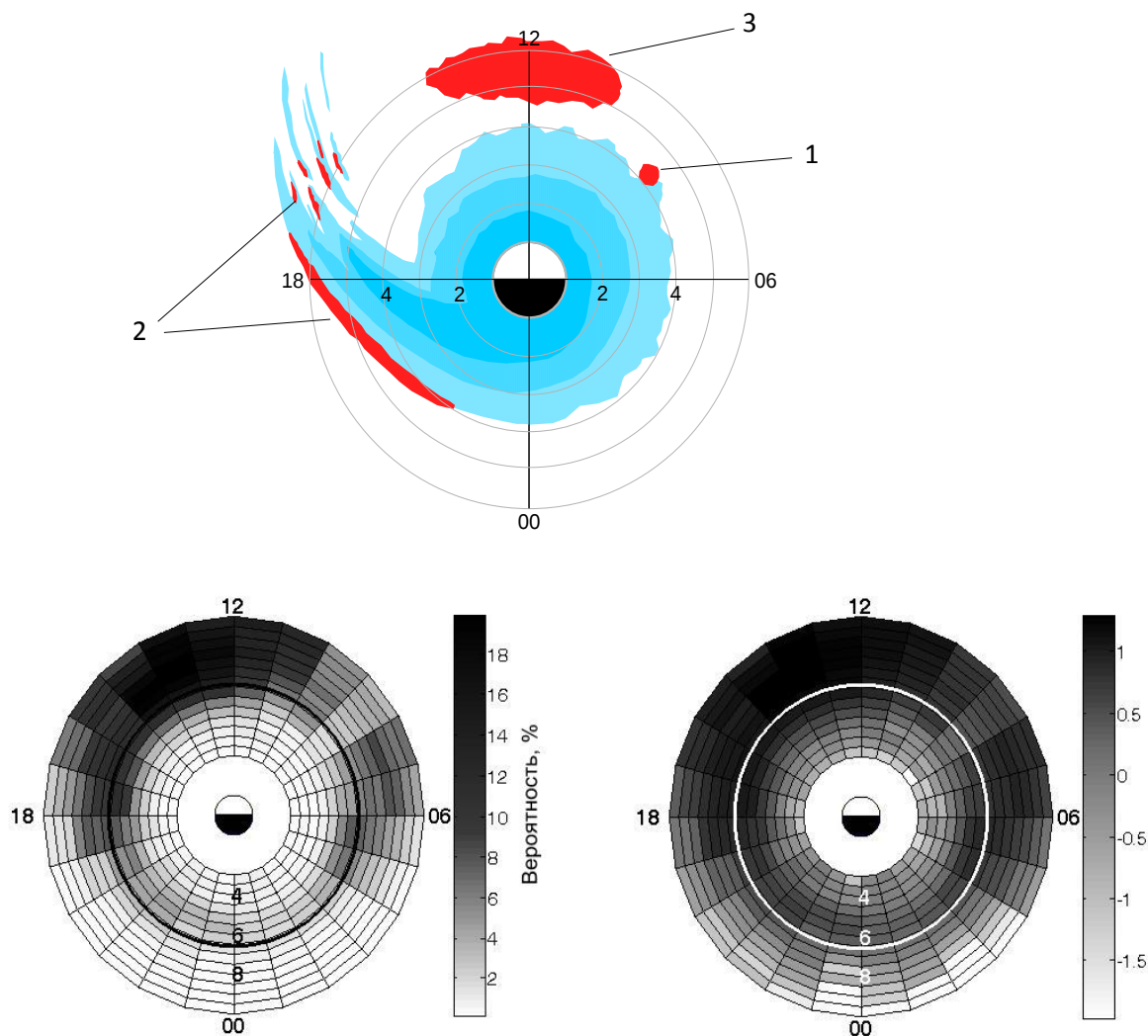


Рисунок 5. Вверху: Схематическое представление областей развития ионно-циклотронной неустойчивости (источников протонных сияний различных типов) относительно распределения холодной плазмосферной плазмы в экваториальной магнитосфере. 1 – источники пятен протонного сияния находятся на азимутальных неоднородностях концентрации холодной плазмы в окрестности плазмоспаузы, 2- источники дуг протонных сияний связаны с восточной кромкой плазмосферного хвоста и его тонкой структурой, 3 – источники дневных протонных сияний располагаются в широкой области за плазмосферой.

Внизу: распределение вероятности наблюдения протонных высыпаний к экватору от овала (проявлений ИЦ неустойчивости) в линейной (слева) и логарифмической (справа) шкале.

Окружность с радиусом 6.6 RE показывает геостационарную орбиту.

Схему на верхней панели рис. 5 интересно сравнить с распределением вероятности наблюдения высыпаний энергичных протонов к экватору от овала. На нижней панели рис. 5 показано распределение, полученное из анализа данных спутников POES за период июль-декабрь 2005 г. Хотя такое распределение не позволяет разделить высыпания протонов по типам, дневная область явно выделяется как большей вероятностью наблюдения, так и более удаленным от Земли расположением высыпаний. На типичных для плазмоспаузы L-оболочках вероятность наблюдения высыпаний протонов составляет ~1%, а за геостационарной орбитой в

дневном секторе - ~20%. Это еще раз подчеркивает тот факт, что в дневной высокоширотной области существуют преимущественные условия (повышенная поперечная анизотропия горячих протонов) для развития ИЦ неустойчивости.

Заключение

Протонные сияния к экватору от аврорального овала связаны с ЭМИЦ волнами. Это, очевидно, означает, что они порождены рассеянием протонов кольцевого тока и плазменного слоя в конус потерь в процессе развития ИЦ неустойчивости в магнитосфере. Различия форм протонных сияний, их динамики, времени жизни, характера их связи с распределением холодной плазмы, а также различия спектров, связанных с этими сияниями ЭМИЦ волн в магнитосфере и соответствующих геомагнитных пульсаций на Земле, тесно связаны с различиями условий, в которых ИЦ неустойчивость может развиваться в магнитосфере.

Благодарности. Авторы благодарят Харальда Фрея (Harald Frey) за возможность использовать сервер данных прибора FUV на спутнике IMAGE и Вивиан Пиера (Viviane Pierrard) за возможность моделирования плазмопаузы на сайте (<http://www.spaceweather.eu>). Данные геостационарных спутников LANL получены через CDAWeb (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>). Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 15-12-20005).

Список литературы

- Ермакова Е.Н., А.Г. Яхнин, Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов, Д.С. Котик (2015), Спорадические геомагнитные пульсации на частотах до 15 Гц в период магнитной бури 7–14 ноября 2004 года: особенности амплитудных и поляризационных спектров и связь с ионно-циклотронными волнами в магнитосфере, *Изв. вузов. Радиофизика*, 58(8), 607–622. English translation: Ermakova E.N., D.S. Kotik, A.G. Yahnin, N.A. Yahnina, A.G. Demekhov (2016), Sporadic geomagnetic pulsations at frequencies of up to 15 Hz in the magnetic storm of November 7–14, 2004: Features of the amplitude and polarization spectra and their connection with ion-cyclotron waves in the magnetosphere, *Radiophysics and quantum electronics*, 58 (8), 547–560.
- Попова Т.А., А.Г. Яхнин, Т.А. Яхнина, Х. Фрей (2010), Взаимосвязь между резкими увеличениями динамического давления солнечного ветра, вспышками протонных сияний и геомагнитными пульсациями в диапазоне Pc1, *Геомагнетизм и аэрномия*, 50(5), 595–602. English translation: Popova T.A., A.G. Yahnin, T.A. Yahnina, H. Frey (2010), Relation between sudden increases in the solar wind dynamic pressure, auroral proton flashes, and geomagnetic pulsations in the Pc1 range, *Geomagnetism and Aeronomy*, 50(5), 568–575, doi:10.1134/S0016793210050038.
- Семенова Н.В., Т.А. Яхнина, А.Г. Яхнин, А.Г. Демехов (2017), Глобальное распределение высыпаний энергичных протонов к экватору от границы изотропных потоков, *Геомагнетизм и аэрномия*, 57(4), 433–440. English translation: Semenova N.V., T.A. Yahnina, A.G. Yahnin, A.G. Demekhov (2017), Global distribution of energetic proton precipitations equatorward of the boundary of isotropic fluxes, *Geomagnetism and Aeronomy*, 57(4), 398–405, doi: 10.1134/S001679321704017X.
- Яхнин А.Г., Т.А. Попова, Т.А. Яхнина (2015), Некоторые характеристики магнитосферного источника дневных субавроральных протонных высыпаний во время сжатия магнитосферы, *Космические исследования*, 53(1), 85–92. English translation: Yahnin A. G., T. A. Popova, and T. A. Yahnina (2015), Some characteristics of the magnetospheric source of dayside subauroral proton precipitations during magnetospheric compression, *Cosmic Research*, 53(1), 80–87.
- Яхнин А.Г., Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов (2006), Взаимосвязь локализованных высыпаний энергичных частиц и неоднородностей холодной плазмы в магнитосфере, *Геомагнетизм и аэрномия*, 46(3), 349–356. English translation: Yahnin A.G., T.A. Yahnina, A.G. Demekhov (2006), Interrelation between localized energetic particle precipitation and cold plasma inhomogeneities in the magnetosphere, *Geomagnetism and Aeronomy*, 46(3), 332–338.
- Anderson B.J., R.E. Erlandson, L.J. Zanetti (1992), A statistical study of Pc1–2 magnetic pulsations in the equatorial magnetosphere, 1. Equatorial occurrence distributions, *J. Geophys. Res.*, 97, A3, 3075–3088, doi:10.1029/91JA02706.
- Anderson B.J. and D.C. Hamilton (1993), Electromagnetic ion cyclotron waves stimulated by modest magnetospheric compressions, *J. Geophys. Res.*, 98, 11369–11382.
- Blockx C., J.-C. Gerard, M. Meurant, B. Hubert, V. Coumans (2005), Far ultraviolet remote sensing of the isotropy boundary and magnetotail stretching, *J. Geophys. Res.*, 110, A11215, doi:10.1029/2005JA011103.
- Frey H.U. (2007), Localized aurora beyond the auroral oval, *Rev. Geophys.*, 45, RG1003, doi:10.1029/2005RG000174.
- Frey H.U., G. Haerendel, S.B. Mende, W.T. Forrester, T.J. Immel, and N. Østgaard (2004), Subauroral morning proton spots (SAMPS) as a result of plasmopause-ring-current interaction, *J. Geophys. Res.*, 109, A10305, doi:10.1029/2004JA010516.
- Fuselier S.A., S.P. Gary, M.F. Thomsen, E.S. Claflin, B. Hubert, B.R. Sandel, and T. Immel (2004), Generation of transient dayside subauroral proton precipitation, *J. Geophys. Res.*, 109, A12227, doi:10.1029/2004JA010393.

- Hubert B., J.-C. Gerard, S.A. Fuselier, and S.B. Mende (2003), Observation of dayside subauroral proton flashes with the IMAGE-FUV imagers, *Geophys. Res. Lett.*, 30(3), 1145, doi:10.1029/2002GL016464.
- Immel T.J., S.B. Mende, H.U. Frey, L.M. Peticolas, C.W. Carlson, J.-C. Gerard, B. Hubert, S.A. Fuselier, and J.L. Burch (2002), Precipitation of auroral protons in detached arcs, *Geophys. Res. Lett.*, 29(11), 1519, doi:10.1029/2001GL013847.
- Kangas J., A. Guglielmi, and O. Pokhotelov (1998), Morphology and physics of short-period magnetic pulsations (a review), *Space Sci. Rev.*, 83, 435–512.
- Keika K., K. Takahashi, A.Y. Ukhorskiy, Y. Miyoshi (2013), Global characteristics of electromagnetic ion cyclotron waves: Occurrence rate and its storm dependence, *J. Geophys. Res.* 118, doi:10.1002/jgra.50385.
- Lemaire J.F., K.I. Gringauz (1998), *The Earth's Plasmasphere*. Cambridge University Press, New York.
- Lemaire J.F. and V. Pierrard (2008), Comparison between two theoretical mechanisms for the formation of the plasmopause and relevant observations, *Geomagnetism and Aeronomy* 48(5), 553–570.
- Olson J.V. and L.C. Lee (1983), Pc1 wave generation by sudden impulses, *Planet. Space Sci.*, 31, 295–302.
- Pierrard V., K. Stegen (2008), A three-dimensional dynamic kinetic model of the plasmasphere. *J. Geophys. Res.*, 113, A10209, doi:10.1029/2008JA013060.
- Roederer J.G. (1967), On the adiabatic motion of energetic particles in a model magnetosphere, *J. Geophys. Res.* 72, 981–992.
- Safargaleev V., J. Kangas, A. Kozlovsky, and A. Vasil'ev (2002), Burst of ULF noise excited by sudden changes of solar wind dynamic pressure, *Ann. Geophys.*, 20, 1751–1761.
- Shabansky V.P. (1971), Some processes in magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, 12(3), 299–418.
- Sheeley B.W., M.B. Moldwin, H.K. Rassoul, and R.R. Anderson (2001), An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations, *J. Geophys. Res.*, 106(25), 631.
- Soraas F., K.M. Laundal, and M. Usanova (2013), Coincident particle and optical observations of nightside subauroral proton precipitation, *J. Geophys. Res.* 118, doi:10.1002/jgra.50172.
- Soraas F., J.A. Lundblad, N.F. Maltseva, V.A. Troitskaya, V. Selivanov (1980), A comparison between simultaneous IPDP groundbased observations and observations of energetic protons obtained by satellites, *Planet. Space Sci.* 28, 387–405.
- Spasojević M., S.A. Fuselier (2009), Temporal evolution of proton precipitation associated with the plasmaspheric plume, *J. Geophys. Res.*, 114, A12201, doi:10.1029/2009JA014530.
- Spasojević M., H.U. Frey, M.F. Thomsen, S.A. Fuselier, S.P. Gary, B.R. Sandel, and U.S. Inan (2004), The link between a detached subauroral proton arc and a plasmaspheric plume, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L04803, doi:10.1029/2003GL018389.
- Spasojević M., M.F. Thomsen, P.J. Chi, and B.R. Sandel (2005), Afternoon subauroral proton precipitation resulting from ring current–plasmasphere interaction, in *Inner Magnetosphere Interactions: New Perspectives from Imaging*, *Geophys. Monogr. Ser.*, V. 159, edited by J. Burch, M. Schulz, and H. Spence, pp. 85–99, AGU, Washington, D. C.
- Usanova M.E., I.R. Mann, J. Bortnik, L. Shao, V. Angelopoulos (2012), THEMIS observations of electromagnetic ion cyclotron wave occurrence: Dependence on AE, SYMH, and solar wind dynamic pressure, *J. Geophys. Res.*, 117, A10218, doi:10.1029/2012JA018049.
- Wang C.P., S.G. Zaharia, L.R. Lyons, V. Angelopoulos (2012), Spatial distributions of ion pitch angle anisotropy in the near-Earth magnetosphere and tail plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 118, 244–255, doi:10.1029/2012JA018275.
- Yahnin A.G., T.A. Yahnina, H.U. Frey, T. Bösinger, J. Manninen (2009), Proton aurora related to intervals of pulsations of diminishing periods, *J. Geophys. Res.*, 114, A12215, doi:10.1029/2009JA014670.
- Yahnin A.G., T.A. Yahnina (2007), Energetic proton precipitation related to ion–cyclotron waves, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 69, 1690–1706.
- Yahnin A.G., T.A. Yahnina, H.U. Frey (2007), Subauroral proton spots visualize the Pc1 source, *J. Geophys. Res.*, 112, A10223, doi:10.1029/2007JA012501.
- Yahnina T.A., H.U. Frey, T. Bösinger, and A.G. Yahnin (2008), Evidence for subauroral proton flashes on the dayside as the result of the ion cyclotron interaction, *J. Geophys. Res.*, 113, A07209, doi:10.1029/2008JA013099.
- Yahnina, T.A., A.G. Yahnin, J. Kangas, J. Manninen, D.S. Evans, A.G. Demekhov, V.Yu. Trakhtengerts, M.F. Thomsen, G.D. Reeves, B.B. Gvozdevsky (2003), Energetic particle counterparts for geomagnetic pulsations of Pc1 and IPDP types, *Ann. Geophys.*, 21(12), 2281–2292.
- Zhang Y., L.J. Paxton, T.J. Immel, H.U. Frey, and S.B. Mende (2002), Sudden solar wind dynamic pressure enhancements and dayside detached auroras: IMAGE and DMSP observations, *J. Geophys. Res.*, 108(A4), 8001, doi:10.1029/2002JA009355.
- Zhang Y., L.J. Paxton, and Y. Zheng (2008), Interplanetary shock induced ring current auroras, *J. Geophys. Res.*, 113, A01212.



THE CAUSAL RELATIONSHIP BETWEEN THE DYNAMICS OF HIGH-LATITUDE GEOMAGNETIC ACTIVITY AND TYPE OF SOLAR WIND MAGNETIC CLOUD

N.A. Barkhatov, S.E. Revunov, Yu.A. Glavatskij

Nizhni Novgorod State Pedagogical University, Nizhni Novgorod, Russia

Abstract. By the neural network (ANN) method establishes cause-effect relationships of dynamics of high-latitude geomagnetic activity (for AL index) with the type of Solar wind magnetic cloud caused by the parameters of magnetized plasma coronal ejection. As a tool for analyzing nonlinear dependencies a recurrent neural network of Elman type is used. The neural network model is based on the search for optimal physically connected input and output parameters characterizing the effect on the magnetosphere of a specific plasma stream such as a magnetic cloud. The success of restoring the dynamics of AL on the data used as the established nonlinear AL connection with the parameters of the cloud is characterized.

Interplanetary magnetic clouds (IMC) as the studied fluxes like most geoeffective coronal formations are chosen. There is a variety of configurations of magnetic clouds and methods of their influence on the terrestrial magnetosphere, which depends, among other things, on the impact parameters of the cloud. However, a required feature is the rotation of the interplanetary magnetic field (IMF) vector inside the cloud, which ensures the appearance of a geoeffective negative B_z component. The latter, however, does not mean that IMCs always was cause for global magnetic storms, but they often include substorm processes [1].

The structure of fast magnetic clouds is noticeably complicated by the appearance of a shock wave and a turbulent region behind it. In connection with this, it is of interest for the degree of participation of the elements of the structure of magnetic clouds in the formation of high-latitude geomagnetic activity to establish. In this study, as in [2], we apply a neural network approach using a recurrent neural network of the Elman type. As before, we propose the creation of a fast neural network model based on the search for optimal physically connected input and output parameters characterizing the effect on the magnetosphere of a specific plasma flux, depending on the type of magnetic cloud. However, the feature of this research is the use of different neural network architectures is presented.

The study using minute data corresponding to the observation intervals of 52 interplanetary magnetic clouds recorded in 1998-2012 was performed. The parameters of Solar wind were analyzed for each IMC interval: the concentration N and the plasma velocity V and the components of the vector B (B_x , B_y , B_z) of the interplanetary magnetic field (IMF) in the GSM coordinate system, as well as the Dst and AL values of magnetic activity indices. All data with a 1-min resolution from <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov> is taken. The analyzed IMC intervals into two samples: group 1 - fast clouds with shock waves and a turbulent region (33 cases) and group 2 - slow clouds without shock waves and turbulent regions (19 cases) were divided. In addition, the data intervals (group 3 - 70 cases) corresponding to isolated magnetospheric substorms according to indications of the AL index without specifying the type of plasma flow, but certainly not associated with magnetic clouds were analyzed.

The performed neural network experiments to the search for optimal physically connected input and output parameters characterizing the effect on the magnetosphere of the magnetic clouds under consideration are devoted. In this case characteristic times of the necessary prehistory of dynamics of the cloud parameters for launching substorms were determined. In numerical experiments, a neural network with an external feedback loop was used. This architecture allows to reinforce learning by synthesized within ANN sequences of the AL -index (Fig. 1). Inputs x and z allow to model two different depths of the prehistory (H and P).

Under the depth of prehistory is meant an additional number of parameters at the input of the neural network, simulating a time delay. The external feedback loop is shown in bold lines, on it the sequences $y^*(t)$, fed to the main input, are synthesized. At the input z , the depth of the prehistory is $P=60$ minutes. Such a delay on the outer loop was chosen on the basis of studying the effect of Solar wind energy storage to provide a substorms process [4]. At the input x , the depth of the prehistory H can vary. The only one output neuron y generates a sequence of AL index values.

The search for the optimal depth of the prehistory at input x for the input sequences of IMF components from 30 to 90 minutes in 10 minute increments was carried out. An objective assessment of the quality of the recovery of the AL index was carried out by calculating the classical correlation coefficient R and the efficiency of PE recovery [3] between the real (target) and neural network generated values. As a result, it was found that 90 minutes of the background prehistory of the B_y and B_z dynamics of the IMF components proved to be most effective for modeling sequences of AL values. The numerical experiments performed with ANN for group 1 produced average values of $R = 0.80$, $PE = 77\%$ and for group 2 - $R = 0.92$, $PE = 81\%$.

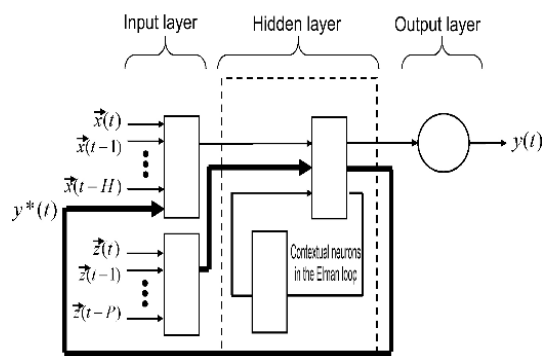


Figure 1

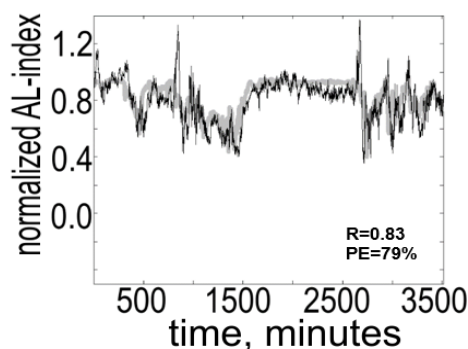


Figure 2

Thus, it was found that the work of neural networks demonstrates the effect of controlling high-latitude geomagnetic activity by the parameters of the magnetic field of the cloud. In experiments to effectively restore the AL index, the need for 90 minutes of the prehistory of the combination of MMP components was shown. It indirectly indicates the dependence of the dynamics of the substorm activity on the structure of the large-scale configuration of the magnetic field of the cloud in the Earth's orbit. The created redundancy of the input array stabilizes the ANN, which by the high quality of synthesis of the amplitude values at the output is demonstrated. In Fig. 2 shows an example of comparing real values of AL-index (gray curve) and simulated ANN (black curve) on June 15, 2005. The abscissa shows the time in minutes, and the ordinate shows the normalized values of the AL index.

The conclusions obtained in the formulation of numerical ANN experiments on the recovery of the AL index indicate the possibility of using ANN as a magnetic cloud detector. The created neural network, using IMF parameters for intervals corresponding to magnetic clouds, is capable of successfully generating an AL index dynamics comparable to the actual situation. Further, we check the capabilities of the ANN on the data intervals of group 3 (70 cases) corresponding to isolated magnetospheric substorms, which are certainly not associated by magnetic clouds. As the results show, if data intervals not corresponding to magnetic clouds (group 3) are fed to ANN inputs, then the quality of recovery of dynamics for AL index drops sharply, even if the data of the same group ($R \sim 0.3\%$, $PE \sim 5\%$). This allows us to state that the network architecture found to the problems of identifying solar plasma streams with magnetic clouds can be applied.

The main conclusions of the study can be formulated as follows:

1. Using By and Bz IMF components that correspond to a magnetic cloud as input parameters of the neural network model taking into account 90 minutes of prehistory is enough to restore the sequence of the AL index.
2. The Elman ANN architecture with an external feedback loop demonstrates a satisfactory recovery of the AL index.
3. The developed model of recovery of the AL index in problems of identifying solar plasma streams with magnetic clouds. Only data intervals corresponding to magnetic clouds can successfully generate an AL index comparable to the actual situation at the output of the neural network model. This is verified on the data intervals of group 3, which, according to the indications of the AL index, correspond to isolated magnetospheric substorms, which are certainly not associated with magnetic clouds.

The completed research researches showed that for the recovery of the AL index sequence with efficiency up to 80% it is sufficient to use the By and Bz IMF components taking into account their 90 minutes of prehistory as input parameters of the neural network model. This means that, during periods of interaction of the Earth's magnetosphere with magnetic clouds, there is a close nonlinear relationship between the level of magnetic activity in high latitudes and dynamics of By and Bz IMF components. The created neural network model with high efficiency to restore both separate substorms and substorms caused by slow magnetic clouds [4] can be used.

Acknowledgments. This work was supported by grant RFBR №16-05-00608, №16-35-00084 and State Task of Minobrnauki RF № 5.5898.2017/8.9.

References

- [1] Henderson M.G., Reeves G.D., Belian R.D., Murphree J.S.D. Observations of magnetospheric substorms occurring with no apparent solar wind/IMF trigger // *J. Geophys. Res.* V. 101. No. A5. P. 10773-10792. doi 10.1029/95JA00186. 1996.
- [2] Barkhatov N.A., Vorob'ev V.G., Revunov S.E., Yagodkina O.I., Vinogradov A.B. Demonstration of reflection of solar wind dynamics parameters during formation substorm activity using a predictive tool // *Proc. of 39 Annual Seminar «Physics of Auroral Phenomena»*. PGI. Apatity. P. 27-30. 2016 (in Russian)
- [3] Barkhatov N.A., Revunov S.E., Uryadov V.P. Forecasting of the critical frequency of the ionosphere F2 layer by the method of artificial neural networks // *Int. J. Geomagn. Aeron.* GI2010, doi 10.1029/2004GI000065. 2004.
- [4] N.A. Barkhatov, V.G. Vorob'ev, S.E. Revunov, and O.I. Yagodkina Effect of Solar Dynamics Parameters on the Formation of Substorm Activity // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017, Vol. 57, No. 3, pp. 251-256. © Pleiades Publishing, Ltd., 2017

POSSIBLE CAUSE OF SOLAR WIND MAGNETIC CLOUD SHOCK WAVES

N.A. Barkhatov¹, E.A. Revunova², A.B. Vinogradov¹

¹Nizhni Novgorod State Pedagogical University, Nizhni Novgorod, Russia

²Nizhni Novgorod State University of Architecture and Construction, Nizhni Novgorod, Russia

Abstract. The work to the study of the condition and possible causes of the appearance of shock waves on the Solar wind magnetic cloud front is devoted. It is known that magnetic clouds are one of the most geoeffective plasma streams, since they become sources of mostly strong geomagnetic disturbances. Studies shows that the geoeffective properties of magnetic clouds increase with the presence of a shock wave and a shell before them [1]. A simultaneous abrupt increase in the parameters of Solar wind (velocity, concentration, temperature) on the magnetic cloud shock wave is noted. It is followed by a region with fluctuations of interplanetary magnetic field (IMP) components and increased density, called the magnetic cloud cover.

The study was carried out on 75 events registered in near-Earth space from 1973 to 2012 (according to the satellite system OMNI, http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/) and identified in the literature as magnetic clouds [2,3]. Previously, a visual analysis of the dynamics of the Solar wind parameters in front of magnetic clouds to detect shock waves in front of them according to their distinctive features was performed. As a result, it was found that 30 examined clouds had no shock waves, and the remaining 45 they were accompanied. The velocities of the sound waves V_s and Alfven waves V_a are compared with the relative velocities V_{rel} of magnetic clouds to the Solar wind to determine the conditions under which shock waves appear before the magnetic clouds. The sound and Alfven wave velocities were calculated on the basis of the expressions given on the resource [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/] together with data on Solar wind parameters:

$$V_s = \sqrt{0.12(T + 1.2 \cdot 10^5)}, V_a = 20B/\sqrt{n},$$

where T is the temperature of Solar wind plasma (K), B is the magnetic field induction (Tl), and n is the concentration of Solar wind plasma (m^{-3}).

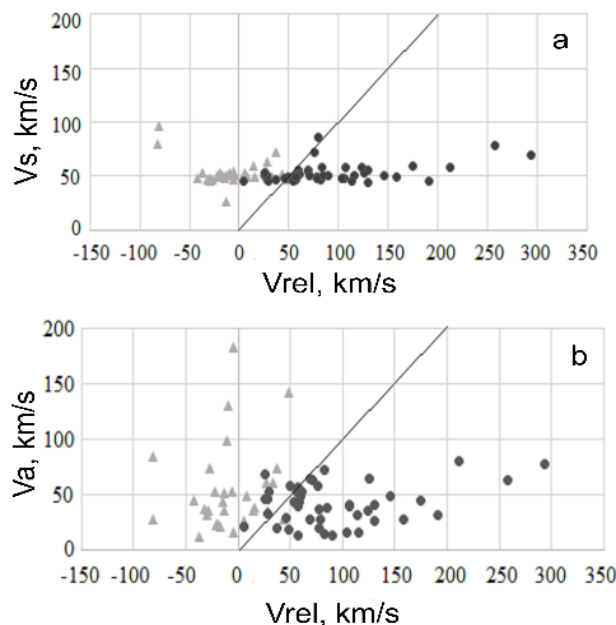


Figure 1

The relative velocity of Solar wind magnetic clouds as the difference between the velocities of the cloud and the mean value of the velocity of Solar wind ahead of it (for clouds without shock waves) or before the shock wave (for clouds with shock waves) was calculated. The resulting ratios of sound velocity V_s and Alfven velocity V_a with the relative velocity of magnetic clouds are shown in Figs. 1a and b, respectively. In Fig. 1, the gray triangles correspond to magnetic clouds without shock waves, black circles - to magnetic clouds with shock waves, the straight line corresponds where the velocities is equality. From these relations it follows that for magnetic clouds without shock waves their relative velocity V_{rel} is lower than the velocities of the sound waves V_s and Alfven waves V_a (the gray triangles in Figs. 1a and b are located near the ordinate axis). There is an excess of the relative velocity of clouds over sound and Alfven velocities for magnetic clouds with shock waves (black circles in Figs. 1a, b). These data lies below the direct line (Fig. 1a, b) which corresponding to the equality of velocities. At the same time, relative velocity of clouds with shock waves exceeds 50 km/s.

It is known that the boundary of the plasma formation remains fixed under the condition that the sum of the gaskinetic nkT and the magnetic $p_m = B^2/2\mu_0$ pressures on it is equal [4]. The displacement of the boundaries like expansion or contraction of the given formation, arises as a

result of a violation of the balance of pressures. In this study, the relationships of the total gas-kinetic and magnetic pressures (Fig. 2a), gas-kinetic and magnetic pressures separately (Figs. 2b, c), on «Solar wind-magnetic cloud» boundary are devoted. The dependence of the relative velocity of magnetic clouds on these two pressures (Fig. 2d, e) is devoted too. In all the diagrams in Fig. 2, the gray triangles correspond to magnetic clouds without shock waves, black circles to clouds with shock waves. According to Fig. 2a, for magnetic clouds without shock waves (gray triangles) there is balance of the total gas-kinetic and magnetic pressure on «Solar wind-magnetic cloud» boundary (they found along the line of equality of pressures).

In the case of clouds with shock waves (black circles) there is a significant excess of the total pressure at cloud body above the pressure in the Solar wind. Consequently, there is an expansion of magnetic clouds with shock waves, as a result of which their boundaries acquire an additional velocity. Investigation of the ratios of gas-kinetic and magnetic pressures in the Solar wind and in magnetic clouds (Figs. 2b, c) showed that the magnetic pressure in clouds with shock waves exceeds the corresponding values in Solar wind. This indicates the main contribution of magnetic pressure to the acceleration of the leading part of the cloud. Analysis of the dependence of cloud relative velocity on intra-magnetic and intra-gas-kinetic pressures also demonstrates the effect of magnetic pressure on the acceleration of fast clouds (Fig. 2e, black circles). The gas-kinetic pressure in Solar wind and in magnetic clouds are an order of magnitude lower than the magnetic one and does not make a significant contribution to the acceleration of clouds.

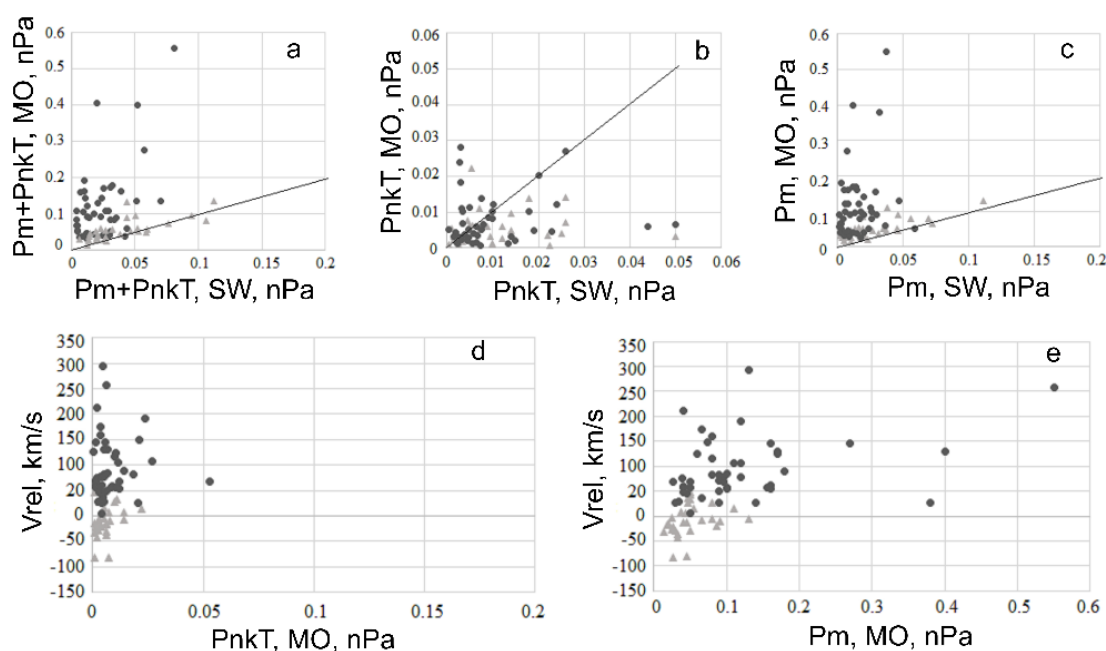


Figure 2

Thus, as a result of the research carried out, it is established that the main condition for the existence of shock waves in front of magnetic clouds is that the velocity of the cloud exceeds the velocity of Solar wind by more than 50 km/s. In this case, the relative velocity of the cloud turns out to be higher than the velocities of the sound waves and Alfvén waves in Solar wind. It is shown that the acceleration and expansion of magnetic clouds occurs due to the excess of the magnetic pressure in them above the corresponding pressure in the surrounding Solar wind.

Acknowledgments. This work was supported by grant RFBR №16-05-00608 and State Task of Minobrnauki RF № 5.5898.2017/8.9.

References

- [1] Barkhatov N.A., Revunova E.A., Levitin A.E. Classification of space-weather complexes based on solar source type, characteristics of plasma flow, and geomagnetic perturbation induced by it // *Geomagnetism and Aeronomy*. T. 54. № 2. P. 173-179. 2014.
- [2] 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.* V. 109. A09101. doi:10.1029/2004JA010410. 2004.
- [3] E.K.J. Kilpua, Y. Li, J.G. Luhmann, L.K. Jian, C.T. Russell. On the relationship between magnetic cloud field polarity and geoeffectiveness // *Ann. Geophys.* V. 30. P. 1037–1050. doi:10.5194/angeo-30-1037-2012. 2012
- [4] Kroll N., Trajvelpis A. *Basics of Plasma Physics*. M.: Mir, 1975. 525 c. (in Russian)



ON SOLAR COSMIC RAY PROPAGATION IN THE INTERPLANETARY SPACE AND HIGHLY IONIZED IONS EMISSION

I.M. Podgorny¹ and A.I. Podgorny²

¹*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia. podgorny@inasan.ru*

²*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

Abstract. The cosmic rays discovery is the most revolutionary event of the modern physics. Rapid development of the nuclear physics takes place. In dozens of books the possibility of particle acceleration in the space is considered. All these works are based on unproven assumptions, which have not been confirmed by long-term observations. The discovery of solar cosmic rays and information, received from the worldwide network of neutron monitors and from measurements on the GOES spacecrafts, allow to conclude that the source of solar cosmic rays (SCR) is a solar flare. The fundamentally important problem is arisen: can the mechanism of acceleration of solar flare protons explain particle acceleration of the galactic cosmic rays. The photos of the pre-flare state in the ultra violet (UV) spectral lines of the highly ionized irons FeXVIII, FeXXIII, and FeXXIV (SDO spacecraft) are observed during accumulation of the flare energy in the corona. The appearing of UV emission before the flare permits to predict flare appearing. The brightest pre-flare structure is demonstrated by emission of the FeXVIII line. The local corona temperature increases by order of magnitude during the flare. The explosive increasing of spectral lines emission of FeXXIII, and FeXXIV during a flare takes place in the corona. The temperature of a flare is reached 20 MK. These phenomena are well described by the electrodynamic solar flare model built on the basis of the observational data and numerical MHD simulations using the initial and boundary conditions, taken from observations of active regions before a flare. Unfortunately, the new observational data on solar flares are now missing due to anomalously low solar activity in the current solar cycle.

Introduction

According to the electrodynamic solar flare model [1, 2] the magnetic energy accumulation for a flare and flare energy release take place in the solar corona above an active region. The active region of the Sun is the place of concentration of magnetic field sources up to ~ 3000 G of the different polarity. A typical size of the active region is about 10^{10} cm. The active regions and individual sunspots appear on the solar disk with the eleven year periodicity. The numbers of sunspots on the visible solar disk is used as a measure of solar activity. During the solar activity minimum no active regions are observed on the visible solar disk, and about ~ 20 active regions can appear on the solar disk at the solar activity maximum. The solar activity is observed against the background of periodic changes of the global dipole magnetic field. The dipole magnetic field of about 1 G changes of its polarity at the each cycle. One of the most interesting features of the flare is solar cosmic rays generation. The century research of cosmic rays - protons and other nuclei, coming to the Earth from the depths of the universe, did not lead to understanding of the physics of acceleration detected particles. The most popular acceleration mechanisms are associated with shock waves. However, possible mechanisms of cosmic ray acceleration in the shock waves are only hypotheses. Numerous putative mechanisms of proton acceleration in the galaxy are based on these untested assumptions.

Registration of proton with neutron monitors [3, 4] with energy ~ 20 GeV, which generated by a solar flare, gives us the hope to obtain the new information about the mechanism of generation of galactic cosmic rays. It does not exclude the possibility of the same mechanism of acceleration of galactic and solar cosmic rays. A number of phenomena associated with the acceleration and transport to Earth of the particles accelerated in flares, become now available for observation. The paper [5] has analyzed measurements of protons with the energy of ~ 100 MeV using GOES devices. The connection of the proton events with specific flares and specific active regions are demonstrated.

The protons of solar cosmic rays are accelerated in the solar flare current sheet, and the characteristics of the pulses of high energy protons recorded on the Earth's orbit strongly depend on the interplanetary magnetic field [6, 7]. In this paper we analyze the pictures of the pre-flare state of the active region and flares obtained by the American SDO spacecraft in the emissions of the spectral lines of highly ionized iron ions that permit to reveal some information about the mechanisms of energy accumulation for flares and proton propagation to the Earth. The relationship between the spectral UV spectral lines of the high-ionized iron recorded by the SDO spacecraft and the electron temperature has been determined from http://www.moveinfo.ru/data/sun/sunimage_sdo.

Energy accumulation in the corona and its explosive release during a flare

According to the electrodynamic flare model the magnetic energy accumulates in the corona over an active region at the temperature exceeding the corona temperature and then the accumulated energy quickly releases in the corona. The intense local heating of plasma over an active region takes place. Such scenario has been demonstrated by thermal

X-ray emissions in the corona during the X4.8 flare in 2002 year above the Eastern limb of the solar disk [8]. These processes should be investigated by UV spectral lines emission of the high ionized iron ions, which are characteristic for the temperature of the solar corona. But such data were not then available. Now the photos of flares and pre-flares state are obtained in the highly ionized iron spectral lines. This information is contained in the data of the SDO archive unit (sdo.gsfc.nasa.gov).

The most convenient for the analysis of flares are short UV spectral lines 94 Å, 131 Å, and 193 Å. The first of them belongs to ion FeXVIII, and the other to ions FeXXIII and FeXXIV. The maximum of 94 Å line brightness corresponds to the temperature of 6.3 MK. The emission of 131 Å corresponds to 16 MK, and the emission of the line 193 Å includes radiation of FeXXIV ions of very hot plasma (20 MK). The phenomena occurred in the chromosphere, where the temperature is low, could not produce hot plasma structures with ions FeXII, XVIII, XXIII, and FeXXIV at energy accumulation in the pre-flare state. Appearance of hot spectral lines demonstrates existence of the phenomena that occurred in the corona.

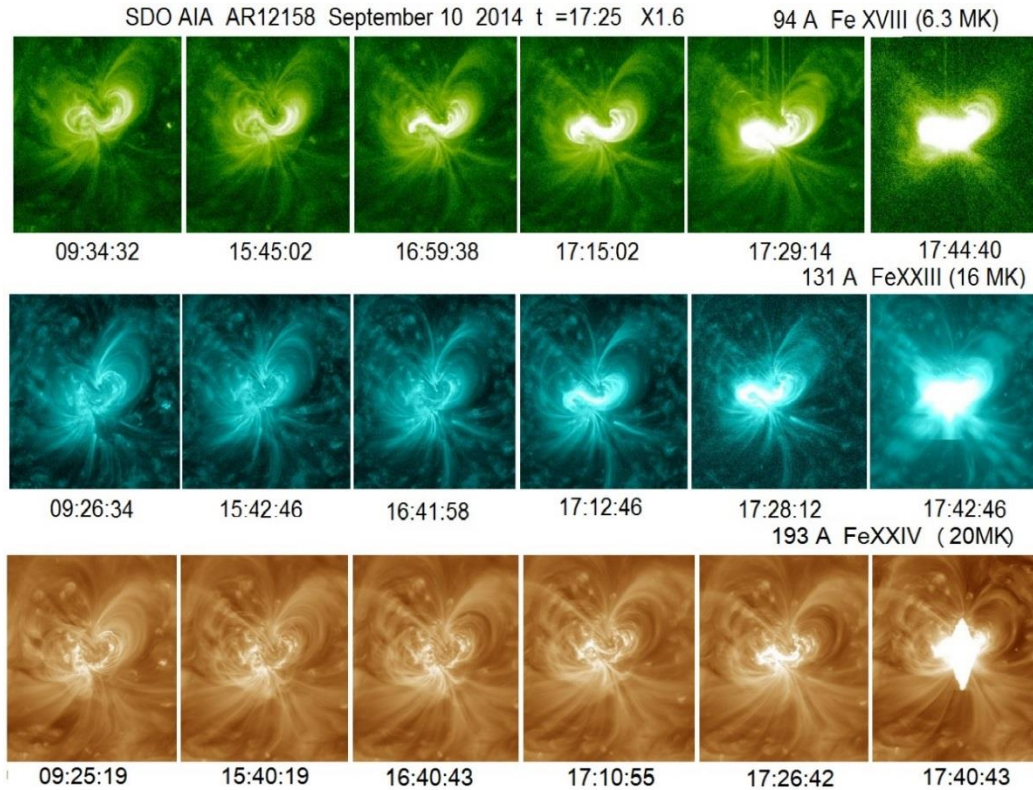


Figure 1. Photos of pre-flare and flare development taken with different spectral lines corresponding to different temperature. The flare is appeared in the solar flare disk (N11E05).

The Fig. 1 shows the active region AO12158 photos taken with the SDO spacecraft (sdo.gsfc.nasa.gov) in spectral lines 94 Å, 131 Å, and 193 Å of highly ionized iron atoms. The photos show the pre-flare state in the corona above the active region and the flare X1.6 that emerged at 17:21 near the center of the solar disk. This flare is accompanied by the generation of solar cosmic rays. The local emission of the pre-flare UV structure is especially strong before the flare appearing in the line 94 Å associated with the temperature 6.3 MK. The shape of the pre-flare structure does not correspond to the shape of the magnetic field lines, which is clearly seen in the photographs. Some of these field aligned emission have an ark shape, but they do not connect with flare appearance.

The temperature of the local pre-flare structure is much higher than the chromosphere temperature. So, the pre-flare process is developed in the corona above an active region, but not in the chromosphere. The flare produces very strong and sharp increasing of the 193 Å spectral line that corresponding to the highest temperatures, but the most strong pre-flare image is demonstrated by the spectral line 94 Å. The maxima luminosity of the 94 Å line is achieved at the temperature 6.3 MK. In the place of the pre-flare structure, existed before the flare, the emissions of spectral lines 131 Å and 193 Å are manifested not strong flare emission, but they demonstrate explosive emission increasing after 17:21. The local strong plasma heating in the corona during the flare is manifested by the appearance of bright emission of spectral lines corresponding to the high temperature $T \sim 20$ MK. The brightest image during the flare shows the hottest line 193 Å.

The dynamics of pre-flare and flare emission in the spectral line 94 Å are shown in Fig. 2 in details in the larger time interval. From the panels placed in the right side of Fig. 2 it follows that arrival of the proton front from the flare,

which occurred in the center of the disk and recorded on the Earth's orbit, is delayed almost 10 hours. That occurred for all flares that appeared in the center of the disk or its eastern part. The gentle front of proton flux order of a day is a typical for such a flare. These protons can propagate to GOES across the magnetic field lines due to diffusion.

The flare on the limb of the solar disk makes it possible to observe energy accumulation and energy release in the corona outside the disk, when the contribution of the luminescence of the solar disk is completely eliminated. The flare that very convenient for observation has been appeared in July 23, 2002 [8], when it is clearly shown that the source of the thermal X-ray emission from the X4.8 flare is a plasma cloud in the corona. The number of particles is $\sim 10^{37}$. Despite this fundamental result of *Lin et al.*, several recent Russian papers have appeared [9], which state that the flare is a typical chromospheric phenomenon. Unfortunately, for the 2002 flares there are no photographs in various UV spectral lines that can demonstrate the pre-flare state in different plasma temperatures.

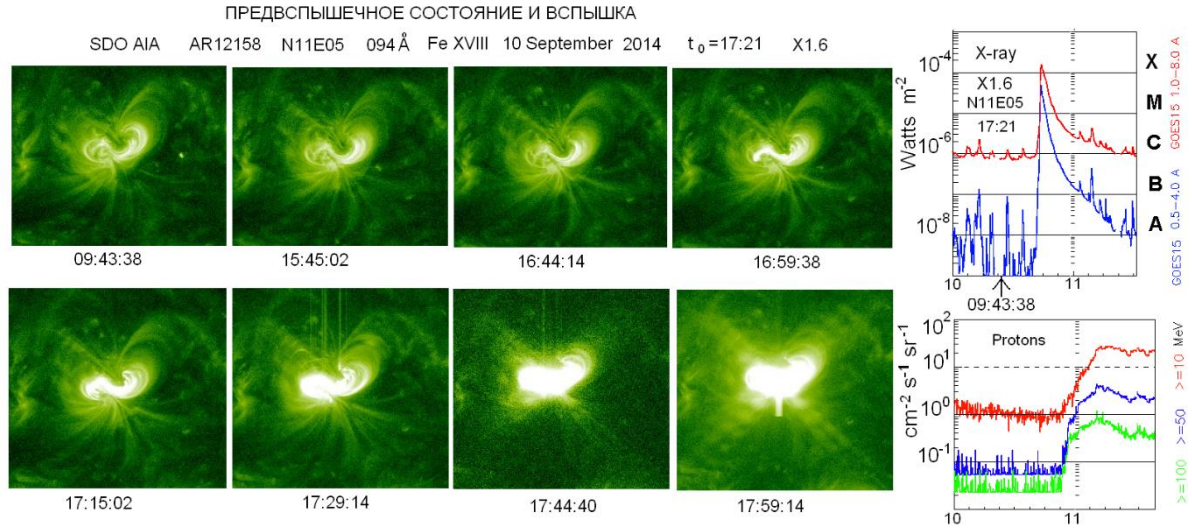


Figure 2. Pre-flare condition and flare X1.6 in the coronal line 94 Å according to SDO. The right panel shows the thermal X-ray radiation and solar cosmic rays according to GOES.

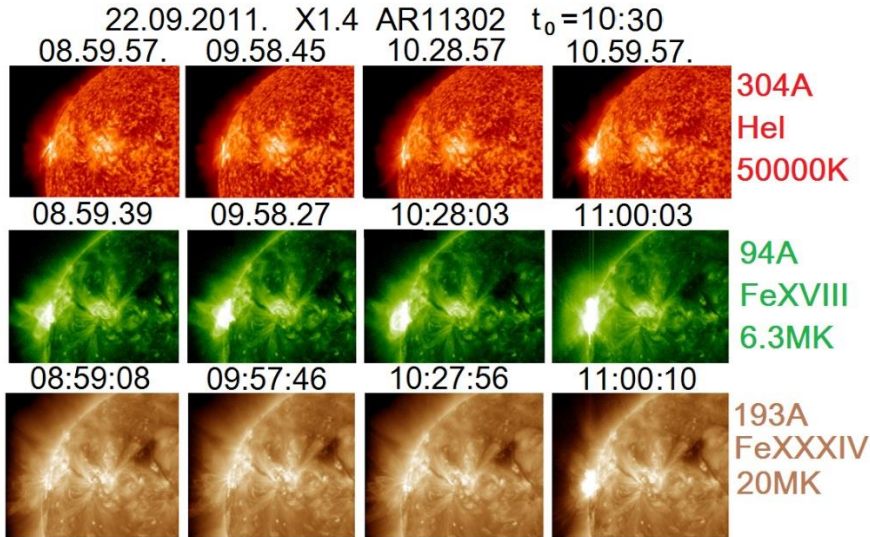


Figure 3. Pre-flare condition and flare on the East limb in the emissions from cold plasma of the chromosphere and the hot plasma of the solar corona.

Fig. 3 shows several frames taken from the archive of the SDO AIA spacecraft, which demonstrate the emission of various pre-flare spectral lines of the X1.4 flare observed on the eastern limb. Such rare phenomenon has been accompanied by the cosmic radiation with the delay of ~ 20 h, since the GOES devices could detect protons from such flares only after their drift across the magnetic field lines. The top photos of Fig. 3 demonstrate emission of the rather cold line of HeI on the eastern limb observed the half hour before the flare. May be, the HeI emission is appeared much earlier on the back side of the Sun, but it became clearly visible only after 09:00 as a result of Sun rotation. Before the flare a noticeable change in the structure of HeI emissions is not observed, and during the flare only a slight heating of the chromosphere is seen. The coronal line 94 emission slowly increases over the Sun surface in the phase of energy accumulation. It also increases during the flare. The other behaves demonstrate the emission of lines of

highly ionized iron FeXXIII and FeXXIV of hot plasma with the temperature of 16 MK and 20 MK, much higher than the normal temperature of the corona. The image in the line 193 is barely visible before the flare, but during the flare a bright image in the corona over of the solar disk is appeared. The flare energy release is occurred in the corona above the active region. There remains no doubt in the coronal origin of the flare.

Fig. 4 shows M5 flare development of on the western limb in the line 193 Å. At frame 02:00:20 one can clearly see the appearance of the hot plasma cloud of the flare in the solar corona outside the solar disk boundary. The picture clearly indicates that the flare energy release takes part in the solar corona (black arrow). The pre-flare emission can be seen in all pictures, but the emission is very weak in the hot 193 Å line as usual. The flare is accompanied by the flow of solar cosmic rays with a sharp front, arrived with a delay relative to the flare front not more than 20 min. This means that the proton flow front arrive the GOES along the magnetic field lines of the Archimedes spiral without collision. The delay 15 - 20 min is typical for protons arriving from the western flares.

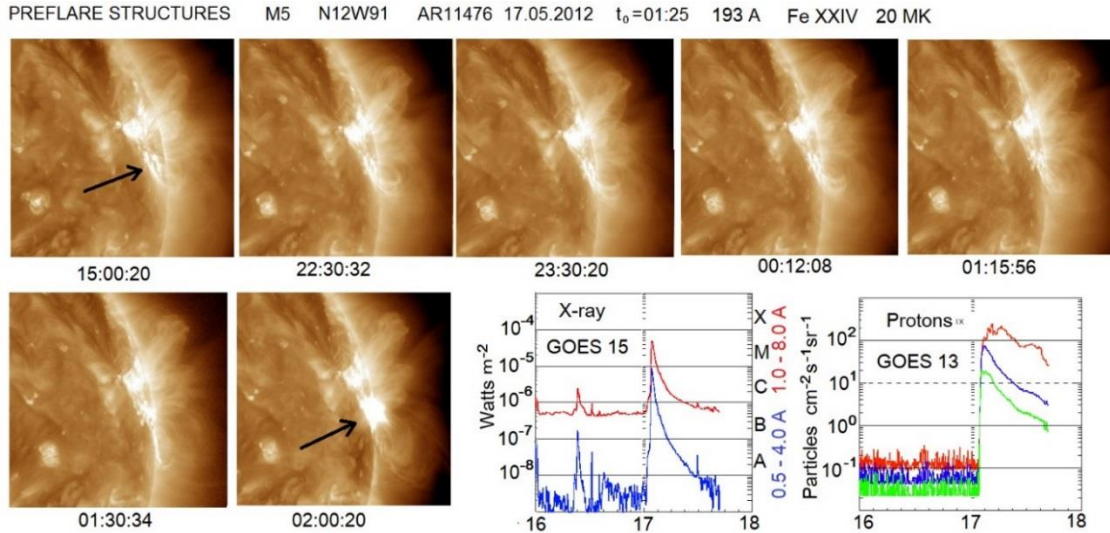


Figure 4. Pre-flare condition and the M5 flare on the western limb (black arrow) in 193Å spectral line from SDO data. The graphs show the flare thermal X-ray radiation and solar cosmic rays according to GOES data.

Conclusions

The appearance of local sources of UV emission in the corona above an active region before the flare and during the flare is investigated. The data of the SDO spacecraft are used. The pre-flare UV spectral line emission in the corona appears about 2 days. The flare appearance can be predicted by observation of a high-temperature plasma structure with the length $\sim 10^{10}$ cm. The characteristic UV emission can be used for solar flare prognosis. The brightness of the UV emission sharply (~ 20 min) increases during the flare. The plasma structure above active regions reaches the temperature ~ 20 MK during the flare. At the solar flare a sharp (several minutes) increasing of the UV spectral lines emission of ions FeXXIV and FeXXIII, localized above the Sun surface, is observed. The strong local heating of the coronal plasma above an active region cannot be explained by the flare energy release on the surface of the Sun in the chromosphere. The flare energy release takes place in the corona. Flare development in the cromosphere is completely excluded. The temperature of the chromosphere at this time increases very weakly.

The rapid arrival of protons and the steep front of the proton flow from the western flare are created due to the particle propagation along the magnetic field lines of the Archimedes spiral without collisions. The delayed about 10 hours flow of protons from the eastern flare has a gently sloping front. Solar cosmic rays from the eastern flares can propagate diffusing across the magnetic field.

References

1. Podgorny A.I. and Podgorny I.M., Sol. Phys. **139**, 125–145 (1992).
2. Podgorny A.I., Podgorny, I.M.: Astronomy Reports. **50**, 842 (2006).
3. Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V., Mingalev O.V., Podgorny A.I. Podgorny I.M. Astronomy Reports. **49**, 837 (2005).
4. Podgorny I.M., Balabin Yu.V., Podgorny A.I., Vashenyuk E.V. JASTP. **72**, 988 (2010).
5. Podgorny A.I., Podgorny I.M. Astronomy Reports. **59**, 888 (2015).
6. Podgorny A.I., Podgorny I.M. Astronomy Reports. **55**, 629 (2011).
7. Podgorny I.M., Podgorny A.I., Meshalkina N. S. Astronomy Reports. **59**, 795 (2015).
8. Lin R.P., Krucker S., Hurford, G.J. *et al.* Astrophys. J. **595**, L69 (2003).
9. Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Melnikov V.F. *et al.* (In Russian). Solar solar-Earth physics-2011. Pulkovo. P. 197.

PROPERTIES OF THE MAGNETOSHEATH PLASMA TURBULENCE UPSTREAM AND DOWNSTREAM INTERPLANETARY SHOCKS

L. Rakhmanova, M. Riazantseva, N. Borodkova, O. Sapunova, G. Zastenker

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

Abstract. We present a case study of small-scale plasma fluctuations affected by the interplanetary shock in the Earth's magnetosheath. The study concentrates the kinetic scales - scales of the order of ion gyroradius. Features of the ion flux fluctuation spectra are considered upstream and downstream the interplanetary shock registered on board the Spektr-R spacecraft in the flank magnetosheath. Present analysis indicates differences between plasma turbulence influenced by interplanetary shocks in the solar wind and in the magnetosheath. Moreover, interplanetary shocks are shown not to change the level of the ion flow intermittency in the magnetosheath.

1. Introduction

Magnetosheath plasma is known to be turbulent (e.g. *Lacombe et al.*, 2006; *Mangeney et al.*, 2006; *Alexandrova et al.*, 2008). To date magnetosheath turbulence is well discussed from MHD to electron scales with the help of magnetic field data (see e.g. *Alexandrova et al.*, 2008, *Huang et al.*, 2014 and references therein). Recently statistical studies of the kinetic-scale (scales around ion gyroradius) turbulence features in the magnetosheath with the help of plasma measurements was presented also (*Riazantseva et al.*, 2016; *Rakhmanova et al.*, 2016).

Developed turbulent cascade in the near-Earth plasma is believed to have several scales including injection range exhibiting power law with spectral slope ~ -1 , inertial range exhibiting power law with spectral slope $-5/3$ and the range of dissipation with steeper spectra (see review by *Bruno and Carbone*, 2013). Large-scale plasma structures such as interplanetary shocks may contribute to the cascade formation and provide an interesting examples of turbulence dynamics. Plasma turbulence in the solar wind affected by the interplanetary (IP) shocks was studied by (*Pitňa et al.*, 2016). Authors considered several tens of IP shocks in the solar wind and found out follows: 1) power spectral density of the ion flux fluctuations increased by a factor of 10 downstream fast forward IP shocks; 2) spectral indices downstream the IP shocks are proportional to those upstream the IP shocks; 3) in half of the cases kinetic-scale part of the spectra turned to have exponential cut-off instead of power law spectra downstream the IP shocks.

Present study deals with magnetosheath plasma turbulence affected by the IP shocks. We consider several case studies of the IP shock propagation through the magnetosheath and compare Fourier spectra upstream and downstream the shock. Also we present an analysis of ion flow intermittency level upstream and downstream the shock front.

2. Observations

We use BMSW (Fast Solar Wind Monitor) instrument (*Zastenker et al.*, 2013; *Šafránková et al.*, 2013) data on board Russian Spektr-R spacecraft. The instrument measures ion flux value and direction and, in some cases, proton density, bulk and thermal velocity with a time resolution 31 ms. This time resolution is enough to study turbulent cascade at scales of transition between inertial and dissipation ranges. In the current study we use ion flux value measurements for this data is continually available from Spektr-R. The ion flux variations represent mostly the fluctuations of ion density (see e.g. *Pitňa et al.*, 2016).

Fig. 1 shows the example of IP shock registered in the magnetosheath on December 19, 2015 at 16:26. Panels *a-c* present ion flux value, number density and bulk velocity respectively from Spektr-R (black lines). Grey lines presents solar wind data from Themis-C spacecraft, shifted to match the shock fronts. Spektr-R is located at $\{-41; -25; 13\}$ R_E in GSE coordinate system; Themis-C is located at $\{-16; 54; -1\}$ R_E in the solar wind. The IP shock speed is $V_{IP} = 525$ km/s, the angle between magnetic field direction and the shock normal is $\theta_{BN}^{IP} = 55^\circ$. The IP shock characteristics were calculated using multispacecraft technique in the solar wind (*Song and Russell*, 1999).

In order to study influence of the IP shock on the kinetic-scale plasma turbulence we consider Fourier spectra calculated on ~ 17 min time intervals. This time intervals corresponds to ~ 0.01 -10 Hz in frequency domain. Typically, ion flux spectra in the magnetosheath in this frequency range are described by two power laws with break between them. *Rakhmanova et al.*, (2016) showed spectral indices to be $S_1 = 1.8 \pm 0.2$, $S_2 = 2.9 \pm 0.3$ and $F_{BREAK} = 0.8 \pm 0.5$ Hz, where S_1 and S_2 are the slopes of the first and the second power law parts respectively, and F_{BREAK} is the frequency at which the break between two power law parts is observed.

Shadowed areas in Fig. 1 show time intervals used for spectra calculations for the analyzed case. These intervals are shifted from the front by several minutes to avoid an influence of wave phenomena associated with the shock front. Fig. 2 presents the frequency spectra upstream (black line) and downstream (grey line) the IP shock on December 19, 2015. Spectra are approximated with two power laws and break. The spectral indices are shown in the figure. One can see that spectral power increases by the factor of 40 downstream the IP shock. This value is comparable by the order of magnitude with the results of (*Pitňa et al.*, 2016) in the solar wind. Spectral slope S_1 is close to

Kolmogorov's predictions of $-5/3$ (Kolmogorov, 1941) both downstream and upstream the IP shock. We do not consider this slope further for we deal with kinetic scale turbulence. Spectral slope S_2 is nearly the same upstream and downstream the shock front and is close to -2.6 . The break frequency F_{BREAK} increases from 0.75 Hz upstream to 2.07 Hz downstream the front. Such increase can be due to the changes of plasma and magnetic field parameters at the front, that is, characteristic frequencies which are supposed to be responsible for the break position are different upstream and downstream the front. As it was mentioned above, in the solar wind *Pit  a et al.*, (2016) showed exponential cutoff of the spectrum downstream the shock front in $\sim 50\%$ of cases. The spectrum at Fig. 2 does not exhibit exponential cutoff.

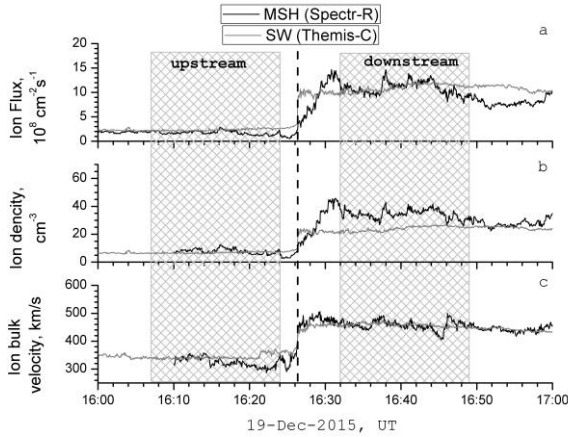


Figure 1. Interplanetary shock registered in the magnetosheath by Spektr-R spacecraft on December 19, 2015. Black line presents Spectr-R measurements in the magnetosheath, grey line presents Themis-C measurements in the solar wind shifted to match the shock fronts. Intervals used for spectra calculations are shaded.

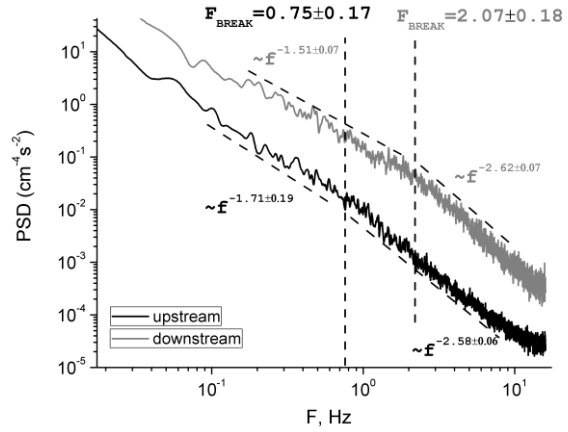


Figure 2. Fourier spectra calculated on 17-min intervals upstream (black line) and downstream (grey line) the interplanetary shock on December 19, 2015. Spectral indices are shown in the figure.

We have managed to collect four cases of IP shock registration in the magnetosheath by Spektr-R spacecraft. All of the cases are observed behind the quasi-perpendicular bow shock. However, two of them are accompanied by the bow shock crossing in several minutes after IP shock registration. For this reason we cannot calculate reliably spectral indices S_1 and F_{BREAK} for the lack of data points number. However, the slope S_2 can be calculated. For this reason in the further study we deal only with slope S_2 and power spectral density (PSD) of the spectra. The characteristic of the shocks and spectra parameters for all of the cases are shown in Table 1. Bolded rows in the table present cases when 17 min time intervals are available upstream as well as downstream the IP shock. In other cases 4 min time intervals are used.

Table 1.

IP shock registration date	IP shock characteristics		Spectral slope S_2		$\text{PSD}_{\text{downstream}} / \text{PSD}_{\text{upstream}}$
	Speed, km/s	$\theta_{\text{BN}}^{\text{IP}}, ^\circ$	upstream	downstream	
15-Mar-2013	460	64	-1.9	-2.0	20
19-Dec-2015	525	55	-2.5	-2.4	40
08-Oct-2013	475	54	-2.2	-2.8	60
27-Feb-2014	375	81	-3.2	-2.0	250

Comparing rows in Table 1 one can conclude that: 1) all of the IP shocks are quasi-perpendicular - $\theta_{\text{BN}}^{\text{IP}} > 45^\circ$; 2) in two cases of four spectral slope S_2 does not change across the shock front, while in other cases both steepening and flattening of the spectra occur downstream the shock front; 3) for three cases PSD increases by the order of amplitude downstream the IP shock, while in one case (February 27, 2014) it increases by a factor of 250. In this case the $\theta_{\text{BN}}^{\text{IP}}$ angle is the largest and the shock speed is the smallest comparing to other cases.

Turbulence in the space plasma is known to be intermittent (*Bruno and Carbone*, 2013). Intermittency results in deviation of the probability distribution function (PDF) from the Gauss distribution with decreasing of scale. Intermittency level can be estimated by the deviation of flatness coefficient – 4-th order moment of the PDF – from the flatness coefficient of the Gauss PDF – 3 (*Frisch*, 1995).

Fig. 3 presents dependencies of the flatness on the time scale $1/\tau$ for two cases when long enough time intervals were available - December 19, 2015 (panel *a*) and March 15, 2013 (panel *b*). For both of the cases at scales ~ 100 sec flatness is close to 3, that is, PDF is close to Gaussian. At panel *a* flatness increases significantly with decreasing of the scale (or increasing of $1/\tau$) upstream as well as downstream the IP shock. Thus, in this case PDF is not Gaussian and have heavier wings. In this case high level of the ion flow intermittency occur on both sides of the shock front. At panel *b* the deviation of flatness from 3 is negligible for each scale upstream and downstream the IP shock. That is, low intermittent flow occur in this case before and after registration of the shock front. Thus, IP shocks do not change intermittency level in the magnetosheath.

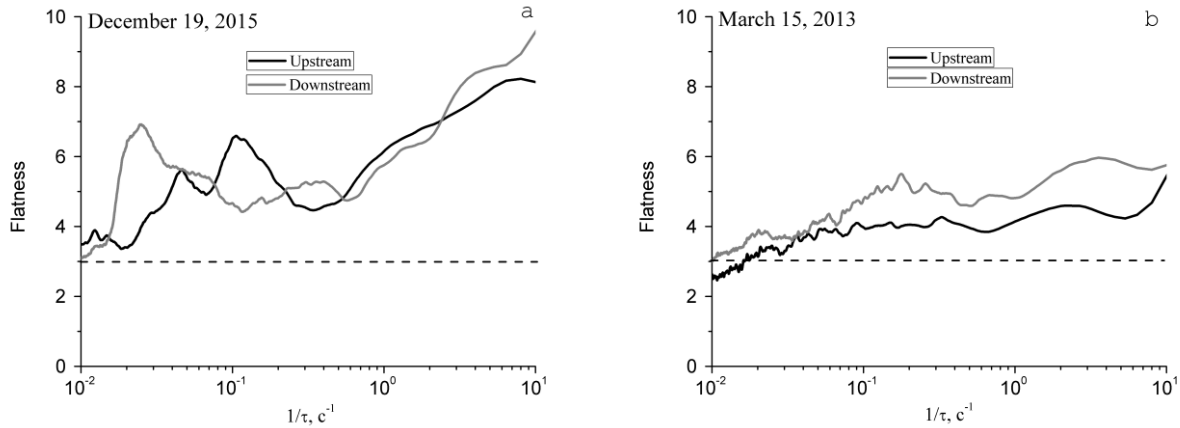


Figure 3. Flatness versus time scale upstream (black line) and downstream (grey line) the interplanetary shock on (a) - December 19, 2015; and (b) - March 15, 2013. Dashed lines mark flatness value 3 inherent for gaussian probability distribution function.

3. Summary and discussion

Magnetosheath plasma turbulence plays a crucial role in the energy transport and processes of plasma heating in the near-Earth space. However, kinetic scale part of the turbulent cascade in the magnetosheath is not studied completely yet. In the present study large scale structures (such as interplanetary shocks) influence on the plasma turbulence in the magnetosheath is considered. Four cases of IP shocks registration are analyzed in the paper. The results can be summarized as follows:

- Power spectral density of the kinetic-scale ion flux fluctuations increases by one order of amplitude downstream the IP shock front for three of four cases. This result is consistent with the results of (Pitňa et al., 2016) obtained in the solar wind. In one case PSD increases by the factor of 250. This case refers to the most slow IP shock with the highest θ_{BN}^{IP} angle.
 - In half of the cases spectra slope of the kinetic part of the spectra do not change with IP shock propagation. However, in other cases steepening as well as flattening of the spectrum occur. Due to the absence of statistics no conclusions can be done concerning proportionality between spectral slopes upstream and downstream IP shocks.
 - Exponential cutoff of the kinetic part of the spectra does not observed in the magnetosheath downstream the IP shock while this is the case for half of the events in the solar wind (Pitňa et al., 2016). We suggest that exponential cutoff of the spectra is due to the high solar wind velocities downstream the IP shock, which do not occur in the magnetosheath.
 - According to case study, IP shocks do not change a level of the ion flow intermittency. This fact was shown both for cases with high and low intermittency level in the upstream plasma flow in the magnetosheath.
- Presented results point out that IP shocks seem not to change the features of the turbulent cascade and properties of the probability distribution function in the magnetosheath plasma.

Acknowledgments. The reported study was funded by RFBR according to the research projects No. 16-32-00818, 16-02-00669 and 16-02-00125.

References

- Alexandrova, O., C. Lacombe, A. Mangeney (2008), Spectra and anisotropy of magnetic fluctuations in the Earth's magnetosheath: Cluster observations, *Ann. Geophys.* 26, 3585–3596. doi:10.5194/angeo-26-3585 2008.
- Bruno R., V. Carbone (2013), The solar wind as a turbulence laboratory, *Living Rev. Sol. Phys.* V. 10. doi:10.12942/lrsp-2013-2. 2013.
- Frisch, U. (1995), *Turbulence*. Cambridge University Press.

- Huang, S. Y., F. Sahraoui, X. H. Deng, J. S. He, Z. G. Yuan, M. Zhou, Y. Pang, and H. S. Fu (2014), Kinetic turbulence in the terrestrial magnetosheath: Cluster observations, *Astrophys. J Letters* 789, doi:10.1088/2041-8205/789/2/L28.
- Kolmogorov, A. N. (1941) The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds' numbers. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. 30, 301–305.
- Lacombe, C., Samsonov, A. A., Mangeney, A., Maksimovic, M., and Trávníček, P. (2006), Cluster observations in the magnetosheath – Part 2: Intensity of the turbulence at electron scales, *Ann. Geophys.*, 24, 3523–3531.
- Mangeney A., C. Lacombe, M. Maksimovic, A. A. Samsonov, N. Cornilleau-Wehrin, C. C. Harvey, J.-M. Bosqued, P. Trávníček (2006), Cluster observations in the magnetosheath. Part 1. Anisotropies of the wave vector distribution of the turbulence at electron scales, *Ann. Geophys.* 24, 3507–3521, doi:10.5194/angeo-24-3507-2006.
- Pitňa, A., J. Šafránková, Z. Němeček, O. Goncharov, F. Němec, L. Přech, C. H. K. Chen and G. N. Zastenker (2016), Density fluctuations upstream and downstream of interplanetary shocks, *Astrophys. J.* 819, <http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/819/1/41>.
- Rakhmanova, L., Riazantseva, M. & Zastenker, G. (2016) Plasma fluctuations at the flanks of the Earth's magnetosheath at ion kinetic scales, *Ann. Geophys.* 34, 1011–1018.
- Riazantseva, M. O., V. P. Budaev, L. S. Rakhmanova, G. N. Zastenker, J. Šafránková, Z. Němeček, L. Přech (2016), Comparison of properties of small scale ion flux fluctuations in flank magnetosheath and in solar wind, *Adv. Space Res.*, V 58, 2, 166-174, doi: 10.1016/j.asr.2015.12.022.
- Šafránková, J., Z. Němeček, L. Přech, G. N. Zastenker, I. Čermák, L. Chesalin, A. Komárek, J. Vaverka, M. Beránek, J. Pavlu, E. Gavrilova, B. Karimov, A. Leibov (2013), Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and First Results, *Space Sci. Rev.* 175, 165-182.
- Song P., Russell C. (1999), Time series data analyses in space physics, *Space Sci. Rev.* V. 87. P. 387-463.
- Zastenker, G.N., J. Šafránková, Z. Němeček, et al. (2013), Fast measurements of solar wind parameters by BMSW instrument, *Cos. Res.* 51 (2), 78–89. <http://dx.doi.org/10.1134/S0010952513020081>.



SEMI-CENTENNIAL NORTH-SOUTH DISPLACEMENTS OF THE HCS BASED ON THE RECONSTRUCTED IMF SECTOR STRUCTURE

M.V. Vokhmyanin, D.I. Ponyavin

St-Petersburg State University, St-Petersburg, Russia

Abstract. We present the analysis of the interplanetary magnetic field (IMF) sector structure reconstructed from geomagnetic data in the 19th and 20th centuries. During most of the 20th century the IMF polarity is inferred due to the Svalgaard-Mansurov effect using high latitude geomagnetic variations. The IMF polarity in the 19th century was inferred using mid-latitude observations. The latter is possible due to the ground magnetic effect of the field-aligned currents which are asymmetric during the IMF with non-zero B_y component. The reconstructed IMF sector structure reveals semi-centennial north-south displacements of the heliospheric current sheet (HCS). According to our results the dance of the “ballerina” was not bashful during 13(14)-19 solar cycles.

Introduction

Due to the solar wind, the dipole magnetic field of the Sun extends into interplanetary space, forming the interplanetary magnetic field (IMF). The IMF polarity is determined by the large-scale magnetic field of the Sun. The heliospheric current sheet (HCS) divides the IMF of opposite directions. Negative polarity is defined by the direction along the magnetic field lines toward (T) the Sun, and positive polarity – away (A) from the Sun.

To reconstruct an alternation of the IMF polarity prior the satellite era, geomagnetic data in the past can be used (Svalgaard, 1972; Mansurov *et al.*, 1973; Vennerstroem *et al.*, 2001; Berti *et al.*, 2006). The IMF controls magnetospheric and ionospheric currents, which cause different variations of the ground magnetic field. In case of the IMF with non-zero B_y component, the high-latitude system of the field-aligned currents rotates either in clockwise, or in counterclockwise direction. This results in different variations of midlatitude geomagnetic field, especially during the IMF with negative B_z component. These findings allows us to infer the IMF sector structure from the old geomagnetic records made at Saint-Petersburg, Helsinki, Ekaterinburg, Potsdam and other stations since the middle of the 19th century (Vokhmyanin and Ponyavin, 2013, 2016).

Analyzing the IMF data at distances of 0.7-1.5 AU to the Sun, in the range of latitudes $\pm 7.3^\circ$ (satellites Mariner 2, 4, 5, and OGO 5), Rosenberg and Coleman (1969) found the predominance of one or another polarity. Due to the inclination of the solar axis of rotation to the plane of the ecliptic, during periods near the equinox the IMF predominates with the polarity of the hemisphere of the Sun which is inclined toward the observer (the Rosenberg-Coleman effect). The excess of one polarity is pronounced in case of poloidal solar magnetic field, i.e. within minima of solar activity. But besides clear evidence for the R-C effect (Vokhmyanin and Ponyavin, 2012, 2013) in fall and spring data, the reconstructed sector structure also show the consistent predominance of one IMF polarity on annual scale.

The difference in the widths of the two magnetic sectors was revealed in the simultaneous observations by Ulysses, Wind, and IMP-8. Smith *et al.* (2000) proposed a simple physical explanation of the offset of the sector structure in the ecliptic near solar minimum. The physical nature of this offset is a deflection of the HCS southward/northward, which makes it resemble a ballerina skirt. The average radial fields above and below the current sheet will be different depending on the solid angles that they occupy in the two hemispheres (Smith, 2011).

In this paper, we analyse the excess of the IMF polarities recovered from the geomagnetic data. This, in turn, characterizes the north-south HCS displacements since 1844.

N-S asymmetry in the IMF data

The IMF B_y effect is seen even outside the auroral oval, at mid and low latitudes. This allows inferring the IMF B_y polarities far more back in the past than it was when only high-latitude geomagnetic data were used. In Vokhmyanin and Ponyavin (2016), we estimated the success rate of the IMF sector structure inferred from old geomagnetic observations in Europe (middle latitudes) to be about 65% before 1880, 75% in 1885–1901 and more than 80% for 1902-2010. This assumes the reliability of the sector structure proxies.

In this work, we divide the IMF polarity proxies in six groups according to the availability of the geomagnetic data in the past. Data set 1 is based on the geomagnetic observations in Saint-Petersburg and Helsinki. In Set 2 we add results from Ekaterinburg and Potsdam, in Set 3 – from De Bilt and Sitka, in Set 4 – from Sodankylä and Eskdalemuir, in Set 5 – from Godhavn and Lerwick, in Set 6 – from polar station Thule.

For each set the daily IMF polarities P are calculated according to the following formula:

$$P = \text{sgn}\left(\sum_i (H_i + D_i)\right)$$

i stands for the geomagnetic station, H and D are horizontal component and declination of the geomagnetic field.

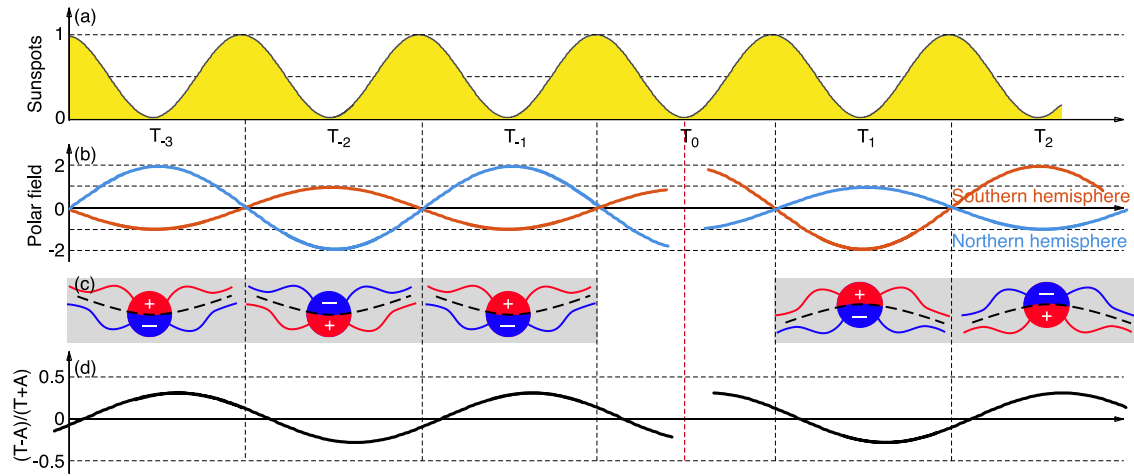


Figure 1. Schematic scenario of the sign change in the asymmetry of solar magnetic fields and offset of solar dipole. **(a)** Yellow fill color the sunspot numbers. Solar minima are marked as T. **(b)** Radial polar field component in the hemispheres. North is colored in light blue and south in light red. **(c)** Schematic asymmetric current sheet. **(d)** Asymmetry of days with negative (T) and positive (A) IMF polarities. Vertical dashed grey lines show solar minima. T_0 (dashed red line) defines the sign change of the asymmetry.

During satellite era, we determine the success rate of the polarity proxies as the percent of correct daily polarities. Assuming the 45 degree angle of the Parker spiral at 1 AU, the actual IMF polarity can be defined as the sign of the $(By-Bx)$ expression in GSE coordinate system. For data sets 1 – 6, we obtain 79.5, 80.3, 82.4, 82.5, 85.4, and 87.9% success rates, i.e. the more geomagnetic variations are used to obtain polarity proxy the more correct result will be.

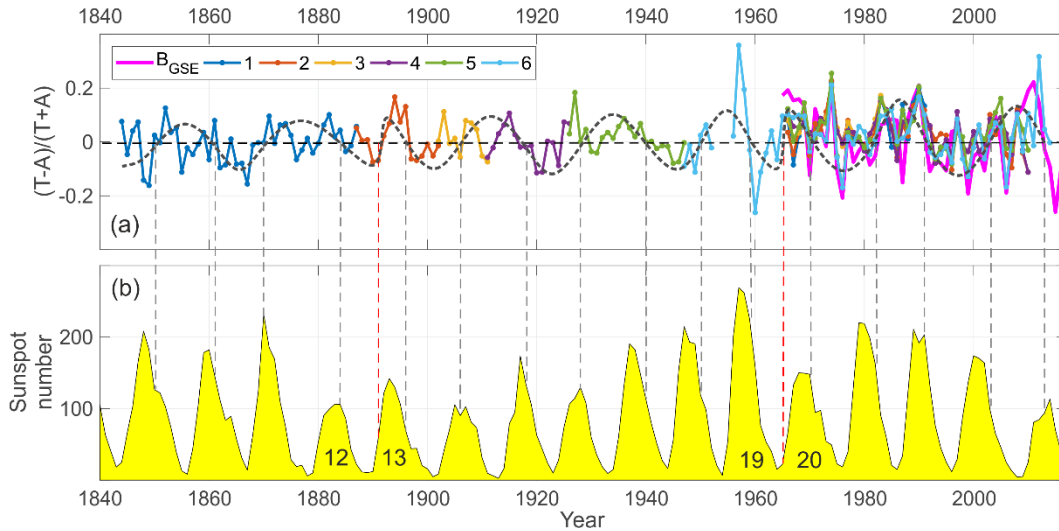


Figure 2. (a) Annual ratio of negative (T) and positive (A) polarity days according to polarity proxies Set 1-6 and from the satellite IMF data (B_{GSE}); dashed curve – approximate TA wave **(b)** Yellow fill color the annual sunspot numbers. Cycle numbers refer to the Zürich numbering.

To assess the superiority of one IMF polarity, we calculate the annual ratio according to the formula:

$$TA = \frac{T - A}{T + A}$$

A (away from the Sun) is the number of days with positive IMF polarities and T – with negative (toward the Sun). In Fig. 1, the cause of inequality between T and A is shown schematically. As *Smith et al.* (2000) explain, if southern polar field dominates (minima T_1 and T_2 on scheme), the HCS shifts southward and we observe more IMF with polarity of the northern hemisphere. At the ecliptic plane this is more clearly seen when solar magnetic field has poloidal and axisymmetric form, i.e. within the solar activity minima. In case of consistent HCS displacement and due to regular reversals of the solar magnetic field, the TA ratio has opposite signs within two consecutive minima of solar activity. Positive maxima between odd and even cycles indicate southern displacements of the HCS (due to negative polarity of the solar magnetic field in the northern hemisphere). In the opposite case, the TA indicates northern HCS displacements. In Fig. 1, the change occurs in minima T_0 , resulting in phase shift of the TA wave.

The TA values obtained from polarity proxies are shown in Fig. 2 using different colors for different data sets. For satellite period 1967–2013, we use the IMF data from the OMNI data base (purple curve). It is seen that all polarity proxies are able to reproduce actual TA ratio fairly close. The approximate wave of the TA ratio during 1844–2016 is indicated with dashed grey curve. Red vertical lines denote changes in phase of the TA wave. Our results suggest the HCS is coned southward during cycles 9–12 and 20–24, and northward in cycles 13–19. *Hiltula and Mursula* (2006, 2007) also investigate reconstructed sector structure to find the HCS displacement. They use the polarity proxies obtained by *Svalgaard* (1972) and *Vennerstrom* (2001) and found that the HCS was shifted southward for the entire period of study, 1926 – 2006. We suggest that this result is wrong due to lower quality of the above polarity proxies. Besides, our assumption on the HCS displacements is supported by other studies of the north-south asymmetries: in differential rotation (*Zhang et al.* 2013, *Pulkkinen and Tuominen*, 1998) and in solar activity (*Verma* 1992, 1993).

Conclusions

The use of the midlatitude geomagnetic data allows us to infer the IMF sector structure and track the evolution of the north-south asymmetry of the solar magnetic field. We find that the HCS was shifted northward in cycles 13–19, and southward in cycles 9–12 and 20–24. The same N-S asymmetry is found in other solar data. We suggest that this asymmetry changes with the period of Gleisberg cycle where northern solar magnetic field dominates on the ascending phase and southern on the descending.

Acknowledgements. This work was partially supported by the RFBR research projects No. 15-02-06959-a and No. 16-02-00300-a.

References

- Berti R., Laurenza M., Moreno G., Storini, M., (2006). *J. Geophys. Res.*, 111, A06109, doi: 10.1029/2005JA011325
- Hiltula, T., Mursula, K. (2006). *Geoph. Res. Lett.*, 33(3), L03105, doi.org/10.1029/2005GL025198
- Hiltula, T., Mursula, K. (2007). *Advances in Space Research*, 40(7), 1054–1059, doi.org/10.1016/j.asr.2007.01.068
- Mansurov S. M., Mansurova L. G., Heckman G. R. et al. (1973). *IAGA Bulletin* 34, 610
- Pulkkinen, P., Tuominen, I. (1998), *Astronomy and Astrophysics*, 760, 755–760.
- Rosenberg R. L., Coleman P. J., (1969). *J. Geophys. Res.*, 74, 5611, doi: 10.1029/JA074i024p05611
- Smith E. J., Jokipii J. R., Kota J., Lepping R. P., Szabo A., (2000). *Astrophys. J.*, 533, 1084, doi: 10.1086/308685
- Smith E. J., (2011). *JASTP*, 73, 277, doi: 10.1016/j.jastp.2010.03.019
- Svalgaard L., (1972). *J. Geophys. Res.*, 77, 4027, doi: 10.1029/JA077i022p04027
- Vennerstroem S., Zieger B., Friis-Christensen E., (2001). *J. Geophys. Res.*, 106, 16011, doi: 10.1029/2000JA000103
- Vokhmyanin M. V., Ponyavin D. I., (2012). *J. Geophys. Res.*, 117, 2156, doi: 10.1029/2011JA017060
- Vokhmyanin M. V., Ponyavin D. I., (2013). *Geoph. Res. Lett.*, 40, 3512, doi: 10.1002/grl.50749
- Vokhmyanin M. V., Ponyavin D. I., (2016). *J. Geophys. Res.*, 121, 11943, doi: 10.1002/2016JA023138
- Verma, V. K., (1992), *ASP Conf. Ser.*, 31, 429
- Verma, V. K., (1993), *ApJ*, 403, 797
- Zhang, L., Mursula, K., Usoskin, I. (2013), *Astronomy & Astrophysics*, 552, A84. doi.org/10.1051/0004-6361/201220693

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ЖЕСТКОСТЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ ЗА ВЕСЬ ПЕРИОД МОНИТОРИНГА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Б.Б. Гвоздевский¹, А.В. Белов², Р.Т. Гущина², Е.А. Ерошенко², П.Г. Кобелев², В.Г. Янке²

¹Полярный геофизический институт РАН (ПГИ)

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им Н.В.Пушкова РАН (ИЗМИРАН)

Аннотация. В работе методом траекторных расчётов для модели IGRF для периода 1950-2020 года получены вертикальные жёсткости геомагнитного обрезания для Мировой сети нейтронных мониторов. Результаты расчётов свидетельствуют об общем понижении жесткостей геомагнитного обрезания в большинстве пунктов, что связано с общим понижением геомагнитного поля за рассматриваемый период.

Введение

Магнитосферный эффект космических лучей в настоящее время достаточно хорошо изучен. Тем не менее, современные требования к эксперименту в области солнечно-земной физики требуют более тщательного его исследования. Это связано с тем, что более чем за полувековой наблюдательный период космических лучей геомагнитное поле уменьшилось в среднем на 4%. Отметим, что при этом вклад высоких гармоник геомагнитного поля за этот период, напротив, увеличился на 30%. Кроме того, магнитные аномалии имеют общую тенденцию к дрейфу на запад, но с разной скоростью. В течение 20-го столетия недипольное поле дрейфовало на запад со средней скоростью 0.15 °/год [Wei Zi-Gang et al., 2001].

Чтобы оценить для практических целей последствия такой большой перестройки магнитного поля с точки зрения магнитосферных эффектов космических лучей, необходимо получить жёсткости геомагнитного обрезания для сети станций для всего периода наблюдений, оценить долговременные изменения жесткостей геомагнитного обрезания космических лучей ретроспективно и выполнить прогноз на ближайшую перспективу. Кроме того, нужно оценить ожидаемые вековые вариации нейтронной и мюонной компоненты космических лучей, обусловленные геомагнитными вариациями.

Под магнитосферным эффектом космических лучей понимается воздействие на внешний поток космического излучения изменений состояния магнитосферы. В изотропном приближении поток частиц N в пункте наблюдения можно представить следующим образом:

$$N = \int_0^\infty J(R)m(R, h_0)\delta(R)dR = \int_{R_c}^\infty J(R)m(R, h_0)dR, \quad (1)$$

где R – магнитная жёсткость частицы; $J(R)$ – первичный спектр космических лучей; $m(R, h_0)$ – аппаратная функция, т.е. интегральная кратность генерации частиц определенного типа в атмосфере Земли; дискретная функция $\delta(R)$ (значения 1 или 0) обозначает, преодолела или нет заряженная частица магнитосферу. Если эффективный порог разрешённой области обозначить R_c , то наблюдаемые вариации можно записать, как показано в правой части выражения (1). Характеристика R_c , определяемая как жёсткость геомагнитного обрезания, полностью определяется магнитосферой Земли и позволяет определить изменение изотропного потока космических лучей. Варьируя последнее выражение по всем возможным параметрам, а именно, R_c , $m(R, h_0)$ и $J(R)$, для вариаций скорости счёта каждого детектора (индексы опущены) получим:

$$\frac{\delta N}{N} = \underbrace{-\delta R_c W(R_c, h_0)}_{\text{магнитосферные}} + \underbrace{\int_{R_c}^\infty W(R, h_0) \frac{\delta m}{m}(R, h_0)dR}_{\text{атмосферные}} + \underbrace{\int_{R_c}^\infty W(R, h_0) \frac{\delta J}{J}(R)dR}_{\text{первичные-вариации}}, \quad (2)$$

где слагаемые в изотропном приближении описывают три типа вариаций: магнитосферные, атмосферные и первичные вариации соответственно. В последнем выражении $W(R, h_0)$ – функция связи рассматриваемой вторичной компоненты космических лучей. Таким образом, магнитосферный эффект космических лучей дает первое слагаемое уравнения (2) и амплитуда определяется простым произведением δR_c и $W(R_c, h_0)$.

Для решения обратной задачи восстановления спектра вариаций по данным наблюдений, из данных наблюдений следует исключить атмосферные и магнитосферные вариации, и привлечь актуальные жёсткости геомагнитного обрезания, т.е. первые два слагаемых перенести в левую часть уравнения.

Обширные, и наиболее полные и систематические исследования магнитосферных эффектов космических лучей, в том числе их долгопериодных изменений, проведены в большой серии работ Shea и Smart [1965, 1975, 2001]. Были вычислены глобальные распределения вертикальной жёсткости геомагнитного обрезания для

всех станций Мировой сети для девяти пятилетних эпох 1955 – 1995 годов. Детали и ссылки можно найти в [Gvozdevsky et al., 2016].

Shea и Smart [1975] уже обращали внимание на 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 жесткости, в то время как в северной – сопоставимое увеличение вертикальной жесткости обрезания.

За последние четыре эпохи такие расчёты для действующей сети детекторов не проводились. Кроме того, за последние 20 лет в строй введены около трети новых нейтронных мониторов и создана сеть многонаправленных мюонных телескопов. Для этих детекторов жесткость геомагнитного обрезания и асимптотические конусы приёма требуется определить впервые.

Метод расчёта

В настоящее время общепринятым и наиболее точным способом определения жесткости геомагнитного обрезания является метод траекторных расчётов, основанный на решении уравнения движения заряженных частиц в геомагнитном поле [Cooke et al., 1991; Gvozdevsky et al., 2016].

Задача решается численно методом Рунге-Кутты 4 порядка точности с адаптивным шагом. Частицы стартуют с высоты 20 км. Интегрирование завершается в трёх случаях: 1) частица вышла за пределы магнитосферы; 2) по истечении заданного времени полёта (если частица всё ещё не вышла из магнитосферы, то она считается захваченной); 3) радиус-вектор частицы оказывается меньше, чем $(R_E + 20)$ км (частица вернулась в атмосферу). В первом случае траектория помечается как разрешённая, в двух остальных — как запрещённая. В результате формируется дискретная функция, принимающая значения "0" и "1" для всех значений жесткостей с шагом 0.001 ГВ.

Привлекается модель главного магнитного поля IGRF, начиная с 1900 года по 2015 года с пятилетним интервалом. С учётом вековой вариации геомагнитного поля модель продолжена до 2020 года [Model IGRF-12, 2015]. В целях прогноза поле продолжено также до 2050 года линейной экстраполяцией всех коэффициентов разложения. Поле представлено 13-ю сферическими гармониками, но прогностическая модель ограничена 8-ю гармониками.

В последнее десятилетие для таких задач другими авторами используется программный комплекс PLANETOCOSMICS Geant4 v6 [Desorgher, 2006], на базе которого выполнены, например, работы [Zreda, 2012; Herbst et al., 2013; Boschini et al., 2014; Doetinchem, 2017]. К сожалению, PLANETOCOSMICS в настоящее время не поддерживается для современной версии Geant4 v10. Мы в данной работе использовали свою собственную программную реализацию расчёта траекторий.

Обсуждение результатов

1. Планетарное распределение изменений жесткостей обрезания. С шагом 5 лет для сети станций нейтронных мониторов для эпох с 1900 по 2050 были выполнены расчёты планетарных распределений жесткостей геомагнитного обрезания для сетки 5° по широте и 15° по долготу. Цифровые результаты для всех эпох можно найти в таблицах R_c на сервере [Mag_Effect, 2016]. На Рис.1. показано изменение планетарного распределения жесткостей геомагнитного обрезания за период 1950 – 2020 гг.

Области наиболее сильных изменений находятся в северной и южной Атлантике. Но в первом случае наблюдается огромный восточный шлейф по линии Европа – Индийский океан, во втором случае огромный западный шлейф Тихий океан – Азия.

2. Жёсткости геомагнитного обрезания для мировой сети станций. За весь период непрерывного мониторинга космических лучей для 4-х групп станций на Рис. 2 показаны изменения жесткостей геомагнитного обрезания относительно эпохи 1950. Жёсткость геомагнитного обрезания одной группы станций (находящихся вблизи и на периферии аномалии в северной части Атлантики) увеличивается. Жёсткость геомагнитного обрезания другой группы станций (находящихся вблизи и на периферии аномалии в южной части Атлантики), напротив, уменьшается. Жёсткость геомагнитного обрезания достаточно существенно увеличивается, за счёт северо-атлантической аномалии, но в этом районе нет станций космических лучей, а на периферии аномалии

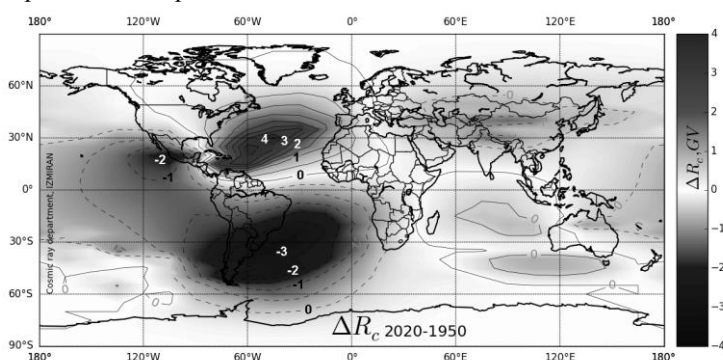


Рисунок 1. Изменения планетарного распределения вертикальной жесткости геомагнитного обрезания относительно эпохи 1950 [Mag_Effect, 2016].

увеличение жесткостей геомагнитного обрезания уже незначительно. Но в целом наблюдается глобальное понижение жесткостей геомагнитного обрезания.

Для Мировой сети станций космических лучей для периода 1950–2020 гг с годовым разрешением получены вертикальные жесткости геомагнитного обрезания для функционирующих или проработавших длительный период 124-х нейтронных мониторов. Табличные результаты можно найти на ресурсе [Mag_Effect, 2016].

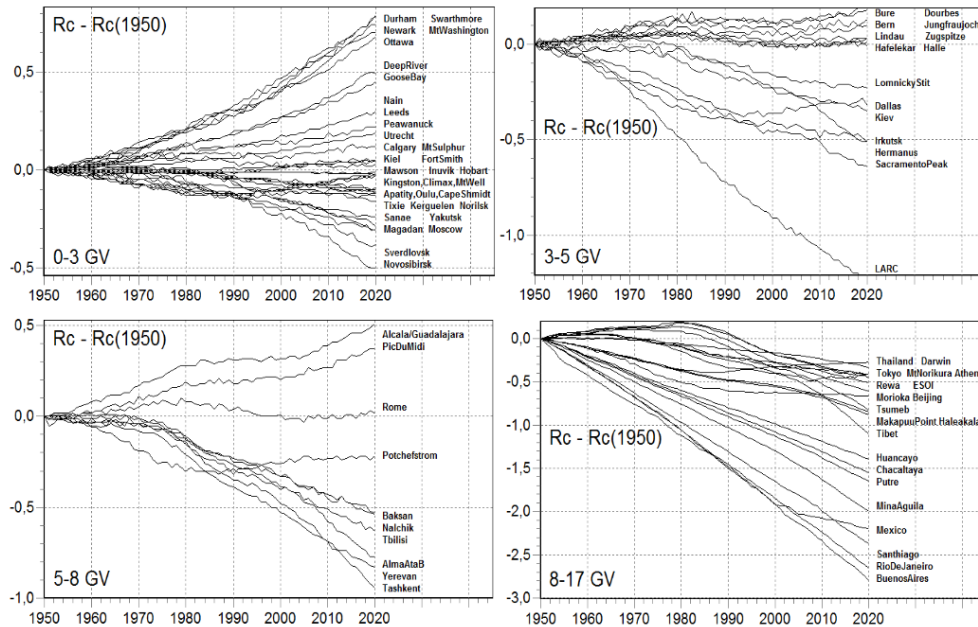


Рисунок 2. Относительное изменение вертикальных жесткостей геомагнитного обрезания относительно эпохи 1950.

Каков прогноз изменений жесткостей геомагнитного обрезания на несколько десятилетий? В приближении линейной экстраполяции коэффициентов разложения геомагнитного поля всех гармоник поля, такой прогноз сделан для периода 2020–2050 гг. В принятом приближении аномальное развитие поведения жесткостей геомагнитного обрезания продолжается, и можно ожидать, что на этом временном интервале линейность является хорошим приближением. Планетарное распределение изменений жесткостей геомагнитного обрезания для будущих эпох можно найти на сайте [Mag_Effect, 2016]. Такой прогноз может быть полезен при проектировании долговременных экспериментов.

Магнитосфера Земли подвержена долгопериодным изменениям, обусловленным деятельностью Солнца. Для оценки таких изменений можно привлечь, например, модель магнитного поля Цыганенко T89, зависящую от K_p индекса. Каков ожидаемый эффект влияния внешней магнитосферы? Даже при $K_p=0$ магнитосфера слегка возмущена, следовательно, внешнее магнитное поле частично компенсирует внутреннее магнитное поле, и жесткость геомагнитного обрезания незначительно уменьшается. С увеличением K_p индекса увеличивается и наблюдаемый эффект. Этот эффект может привести к уменьшению жесткостей обрезания в долгопериодном плане на несколько десятых GV. Детали можно найти в работе [Gvozdevsky et al., 2016]. Результаты для всех детекторов Мировой сети можно найти на ресурсе [Mag_Effect, 2016].

3. Вековые вариации космических лучей, обусловленные изменениями жесткостей геомагнитного обрезания. Планетарные изменения пороговых жесткостей геомагнитного обрезания должны привести к соответствующим вариациям интенсивности космических лучей магнитосферного происхождения. Первое слагаемое уравнения (2) описывает соответствующие вариации, которые определяются только изменениями жесткости геомагнитного обрезания δR_c относительно базового периода и функцией связи $W(R_c, h_0)$ в точке R_c . Как следует из уравнения (2), можно ожидать долговременных изменений значений вариации до 15% для изменений жесткости -3 GV и функции связи 5%/GV в этой точке. Для некоторых станций Мировой сети ожидаемые долгопериодные вариации в 2020 году относительно 1950 года показаны на Рис. 3.

Ожидаемые вариации условно можно разделить на две группы. К первой группе (Рис. 3, верхняя и средняя группа точек) относятся станции, находящиеся в ближней и периферийных зонах южно-атлантической аномалии, для которой наблюдается уменьшение жесткости геомагнитного обрезания и, соответственно, положительные долгопериодные вариации. Ко второй группе (Рис. 3, нижняя группа точек) относятся

станции, которые находятся в периферийной зоне северо-атлантической аномалии, для которой наблюдается увеличение жесткостей геомагнитного обрезания и, соответственно, отрицательные вариации космических лучей. Это регионы Европы и Индийского океана.

На Рис. 3 приведены также результаты работы [Shea, 1971], полученные для шести южноамериканских станций. Последние показаны квадратами в последовательности: Ushuaia, Mexico City, Buenos Aires, Mina Aguilar, Chacaltaya, Huancayo. Ожидаемые вариации магнитосферного происхождения были получены из широтных кривых. Хороший пример такого же подхода дан в работе [Herbst et al., 2013], в которой ожидаемый эффект был оценен по широтной кривой в период минимума солнечной активности для двух пар станций Moscow - Kiel и Mexico City - British Virgin Island (гипотетическая точка, 18°N, 64°W).

Планетарное распределение ожидаемых долговременных вариаций магнитосферного происхождения в 2020 году относительно 1950 года показаны на Рис. 4 (наложение изолиний и градиентного представления ожидаемых вариаций).

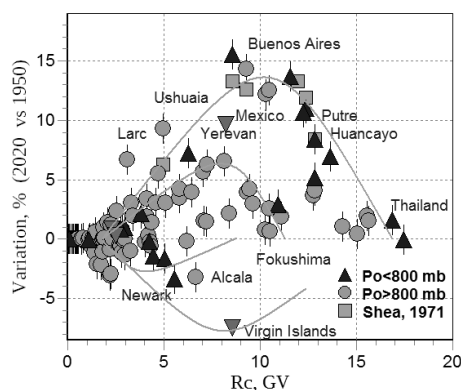


Рисунок 3. Вековые вариации нейтронной компоненты станций космических лучей.

Треугольники - горные станции.

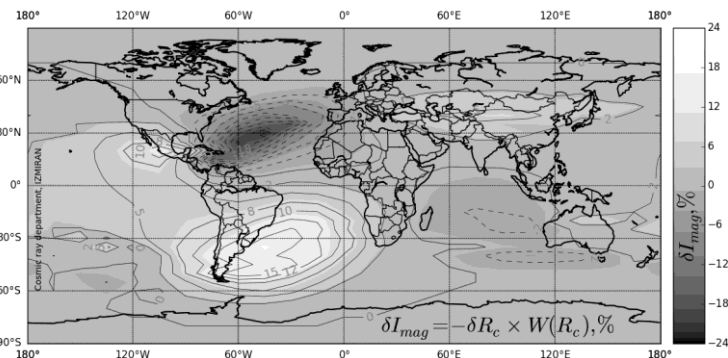


Рисунок 4. Планетарное распределение ожидаемых вековых вариаций нейтронной компоненты космических лучей (в % для градиента и значений изолиний).

Выводы

Причиной существенного изменения жесткостей геомагнитного обрезания является общее уменьшение магнитного поля Земли, на фоне которого нарастает его своеобразная "контрастность" с наличием областей с резким изменением поля вблизи полюсов и магнитных аномалий, а также изменения вектора перемещения полюсов и аномалий. Это приводит к долгопериодным изменениям эффективных жесткостей геомагнитного обрезания для мировой сети нейтронных мониторов. Для станций, находящихся под влиянием северо-атлантической аномалии, наблюдаются отрицательные магнитосферные эффекты и дрейф аномалии на запад со скоростью 0.14°/год. Для станций, находящихся же под влиянием южно-атлантической аномалии, наблюдаются положительные магнитосферные вариации, причем амплитуда таких вариаций достигает 10%, аномалия дрейфует на запад со скоростью 0.30°/год. Такой эффект необходимо учесть при оценке спектра долгопериодных вариаций.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке Программы фундаментальных исследований президиума РАН № 23 "Физика высоких энергий и нейтринная астрофизика", гранта РФФИ № 17-02-00508. Работа базируется на экспериментальных данных УНУ №85 "Российская национальная сеть станций космических лучей". Мы также признательны всем сотрудникам Мировой сети станций космических лучей <http://cr0.izmiran.ru/ThankYou>.

Список литературы

- Boschini M.J., T.S. Della, M. Gervasi, D. Grandi, P. G. Rancoita, P. Bobik, K. Kudela (2014). Cutoff rigidity online Calculator, model T96, T05, *e-pub*: <http://www.geomagsphere.org/index.php/vertical-rigidity-cutoff>.
 Cooke D.J., J.E. Humble, M.A. Shea, D.F. Smart, N. Lund, I. L. Rasmussen, B. Byrnek, P. Goret, and N. Petrou (1991). On Cosmic-Ray Cutoff Terminology, *Il Nuovo Cimento C*, 14(3), 213–234.
 Desorgher L. (2006). The PLANETOCOSMICS code, <http://cosray.unibe.ch/~laurent/planetocosmics>.
 Doetinchem P., B. Yamashiro (2017). Geomagnetic Cutoff Calculations for the Interpretation of Low-rigidity Cosmic-ray Antiparticle Measurements, *Proc. 35th ICRC, Busan*, <https://pos.sissa.it/301/151/pdf>.

- Gvozdevsky B.B., A.A. Abunin, P.G. Kobelev, R.T. Gushchina, A.V. Belov, E.A. Eroshenko, V.G. Yanke (2016). Magnetospheric Effects of Cosmic Rays. I. Long-Term Changes in the Geomagnetic Cutoff Rigidities for the Stations of the Global Network of Neutron Monitors, *Geomagnetism and Aeronomy*, 56, 4, 381–392. doi:10.1134/S0016793216040046.
- Herbst K., A. Kopp, B. Heber (2013). Influence of the terrestrial magnetic field geometry on the cutoff rigidity of cosmic ray particles, *Annales Geophysicae*, 31, 1637–1643.
- Mag_Effect (2016). *e-pub*: ftp://crsb.izmiran.ru/Magnetospheric_Effect/Link_MagEffect.pdf.
- Model IGRF-12 (2015). *e-pub*: <http://www.ngdc.noaa.gov/LAG/vmod/igrf.html>.
- Shea M.A. and D.F. Smart (1971). Vertical cutoff rigidities for cosmic ray stations since 1955, *Proc. 12th ICRC*, Hobart, 3, 859–864.
- Shea M.A., D.F. Smart and K.G. McCracken (1965). A study of vertical cutoff rigidities using sixth degree simulations of the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, 70, 4117–4130. doi: 10.1029/JZ070i017p04117.
- Shea M.A. and D.F. Smart (1975). A five by fifteen degree world grid of calculated cosmic ray vertical cutoff rigidities for 1965 and 1975, *Proc. 14th ICRC*, Munchen, 4, 1298–1303.
- Shea M.A. and D.F. Smart (2001). Vertical cutoff rigidities for cosmic ray stations since 1955, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, 4063–4066.
- Wei Zi-Gang, Xu Wen-Yao (2001). Drifts and intensity variations of the geomagnetic field, *Chinese Journal of Geophysics*, 44, 4, 496–505, <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/cjg2.167/epdf>.
- Zreda M. (2012). COSMOS project, University of Arizona. Cutoff rigidity online Calculator, model IGRF. *e-pub*: <http://cosmos.hwr.arizona.edu/Util/rigidity.php>.

РИОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЖЁСТКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ППШ.

В.А. Ульев, Д.Д. Рогов и А.В. Франк-Каменецкий

Арктический и Антарктический Научно-исследовательский институт (ААНИИ, СПб), отдел геофизики ААНИИ, e-mail: vauliev@yandex.ru

Аннотация. Жёсткость геомагнитного обрезания (ЖГО) спектра потоков солнечных протонов (ПП), вызывающих явления ППШ, определяется либо экспериментально, по данным регистрации ПП на спутниках с полярной орбитой, либо теоретически – по результатам расчётов траекторий движения ПП в моделях магнитосферы. В последнее время разработан экспериментально-теоретический (риометрический) метод определения ЖГО, основанный на сопоставлении экспериментальных значений поглощения ППШ, зарегистрированных на станциях авроральной зоны, и расчётных значений поглощения, полученных при использовании численной (высотной) модели ППШ (ЧМ).

В предлагаемой работе представлен вариант риометрического метода, в котором применяется не ЧМ, а эмпирическая (пороговая) модель ППШ (ЭМ). Алгоритм расчёта поглощения с помощью ЭМ существенно проще, чем алгоритм с использованием ЧМ, что обеспечивает оперативное определение значений ЖГО. Расчёты показывают, что значения ЖГО, полученные с использованием ЭМ, близко совпадают с расчётными значениями поглощения, полученными с использованием ЧМ.

1. Введение

При исследовании динамики потоков солнечных протонов (ПП) в магнитосфере и при исследовании морфологии ППШ на авроральных широтах важное значение имеет такой параметр как жёсткость геомагнитного обрезания (ЖГО) спектра ПП, вызывающих явление ППШ. ЖГО характеризуется минимальной энергией спектра ПП, проникающих в рассматриваемую точку магнитосферы во время явления ППШ.

В настоящее время существует два основных метода нахождения ЖГО: (1) экспериментальный – по данным регистрации ПП на спутниках с полярной орбитой и (2) теоретический – по данным вычисления траекторий движения ПП в моделях магнитосферы.

В последние годы в ААНИИ разработан ещё один экспериментально-теоретический метод определения ЖГО, который назван риометрическим.

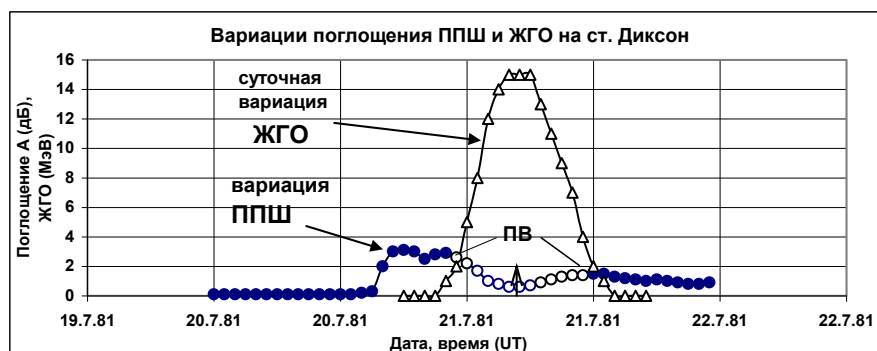


Рисунок 1. Экспериментальная вариация поглощения ППШ 20-22 июля 1981 г. (о•) и расчетная вариация значений ЖГО на авроральной ст. Диксон (Δ).

2. Описание риометрического метода

Физическая основа риометрического метода заключается в следующем. На рис. 1 показана вариация поглощения ППШ, зарегистрированная на ст. Диксон, которая расположена в авроральной зоне (чёрные и светлые точки). Светлыми треугольниками показаны значения ЖГО, полученные в результате траекторных расчётов для ст. Диксон [1]. Стрелкой обозначен момент местного полудня. В часы, близкие к местному полудню (светлые точки) наблюдается понижение поглощения, которое называется эффектом полуденного восстановления (ПВ). Видно, что суточная вариация ЖГО и эффекта ПВ происходят одновременно и в противофазе. Физическая цепочка, связывающая эти вариации имеет следующие звенья:

Увеличение ЖГО --- Увеличение минимальной энергии ограничения спектра --- Уменьшение количества протонов малых энергий --- Уменьшение скорости ионизации и электронной концентрации в верхней части слоя Д --- Понижение общего поглощения --- Эффект ПВ.

Возможны два варианта риометрического метода: с использованием численной ([1]) или эмпирической модели ПППШ.

3. Эмпирическая модель ПППШ и её применение для определения ЖГО

Базовым уравнением эмпирической модели ПППШ является эмпирическая формула расчёта поглощения исходя из интенсивности ПП в одном диапазоне энергий [2, 3], которая называется пороговой энергией (E_n):

$$A = m * (F(>E_n))^n \quad (1)$$

где A – расчётная величина поглощения ПППШ (дБ); E_n – пороговая энергия ПП (МэВ); F – интенсивность ПП с пороговой энергией E_n (част/см² * с * ср); m – коэффициент связи (дБ/(см² * с * ср)); n – показатель степени.

По последним данным [3] наиболее оптимальные значения параметров уравнения (1) для вычисления поглощения в центре полярной шапки при полностью освещённой ионосфере являются:

$$(E_n)_ц = 5.2 \text{ МэВ}, \quad m_ц = 0.115, \quad n = 0.5 \quad (2)$$

При выполнении расчётов ЖГО используется два эмпирических уравнения для расчёта поглощения в пункте в центральной области полярной шапки и в авроральной зоне:

$$(A_ц)_p = m_ц * (F(>E_n)_ц)^n \quad (3) \quad (A_a)_p = m_a(m_ц, K_{пв}) * (F(>E_n)_a)^n \quad (4)$$

Параметр ($K_{пв}$) – коэффициент понижения поглощения во время эффекта ПВ на станции авроральной зоны (A_a) относительно поглощения на станции в центральной области ($A_ц$):

$$K_{пв} = (A_a)/(A_ц)_з \quad (5) \quad \text{или} \quad K_{пв} = (A_a)/(A_ц)_p \quad (6)$$

Формулы (5) и (6) используются соответственно при наличии или отсутствии станции в центральной области полярной шапки на меридиане близком к меридиану авроральной станции.

Последовательность операций алгоритма определения ЖГО с использованием эмпирической модели следующая.

- (1) Фиксация поглощения ПППШ на станции авроральной зоны (A_a)_з и на станции в центре полярной шапки ($A_ц$)_з и фиксация интенсивности ПП (F)_з в различных дискретных диапазонах энергий (в интегральном измерении) на геостационарном спутнике.
- (2) Получение аналитической формулы непрерывного спектра интенсивности ПП ($F(E)$), исходя из дискретных значений (F)_з.
- (3) Расчёт ($A_ц$)_р (в случае отсутствия станции в центральной области полярной шапки), по формуле (3) с оптимальными значениями параметров (2).
- (4) Расчёт $K_{пв}$ по формулам (5) или (6). (5) Расчёт $m_a = f(m_ц, K_{пв})$; формула m_a указана в разделе 3.
- (6) Выбор значения пороговой энергии ($E0_n$)_а = 1 МэВ на начальном шаге итерационного цикла.
- (7) Определение $F0(>E0_n)_а$, исходя из формулы непрерывного спектра ПП ($F(E)$).
- (8) Вычисление (A_a)_р по формуле (4).
- (9) Сравнение (A_a)_р с (A_a)_з.
- (10) Если (A_a)_р > (A_a)_з, то задаётся ($E1_n$)_а = ($E0_n$)_а + $\kappa * \Delta E$, где $\Delta E = 0.1 \text{ МэВ}$ – заданный шаг итерационного цикла, κ – номер повторения итерационного цикла.
- (11) Определение $F1(>E1_n)_а$, исходя из спектра ПП ($F(E)$).
- (12) Повторяются операции (8 - 11) итерационного цикла до тех пока (A_a)_р = (A_a)_з. В этом случае последнее значение ($E_{пн}$)_а является искомым величиной ЖГО ($E_{жго}$)_{эм}, полученной с использованием эмпирической модели ПППШ.

4. Расчётные данные

Для апробации рассмотренной методики были проведены серии расчётов $E_{жго}$ при различных значениях параметров (условиях), используемых в методике. На рис. 2 представлены графики расчётных значений $E_{жго}$. Светлые и чёрные точки – значения ($E_{жго}$)_{эм}, и ($E_{жго}$)_{чм}, полученные с использованием соответственно эмпирической и численной модели ПППШ. Значения ($E_{жго}$)_{чм}, являются реперными, с которыми сравниваются значения ($E_{жго}$)_{эм}. В нижней части каждого рисунка указаны величины относительного (в %) различия между ($E_{жго}$)_{эм} и ($E_{жго}$)_{чм}: $\Delta E_{жго} = ((E_{жго})_{эм} - (E_{жго})_{чм}) / (E_{жго})_{чм}$.

Расчёты произведены для 3-х моментов времени: 02UT, 06UT и 10UT, которые приходятся примерно на середину фазы спада, минимума и возрастания поглощения в период эффекта ПВ. Представленная серия расчётов выполнялась при следующих характеристиках постоянных (для всех расчётов данной серии) параметров: станция – Амдерма, пороговая энергия (для станции в центре полярной шапки) – $E_n = 5 \text{ МэВ}$, уровень ГА – низкий ($K_p = 2.0$), характер спектра ПП – нормальный ($\gamma = 2.4$). Переменным (для каждого расчёта данной серии) параметром являлся коэффициент связи эмпирической формулы (для авроральной станции) – (m_a). В представленных расчётах применялись следующие формулы (m_a): $m_a = m_ц / K_{пв}$; $m_a = m_ц (1 - K_{пв})$; m_a

$= m_{\text{ц}} (2 - K_{\text{пв}})$; $m_{\text{а}} = m_{\text{ц}} (3 - K_{\text{пв}})$. Полученные величины $\Delta E_{\text{жго}}$ показывают, что наименьшая разница между $(E_{\text{жго}})_{\text{эм}}$ и $(E_{\text{жго}})_{\text{чм}}$ получается при формуле $m_{\text{а}} = m_{\text{ц}} (2 - K_{\text{пв}})$.

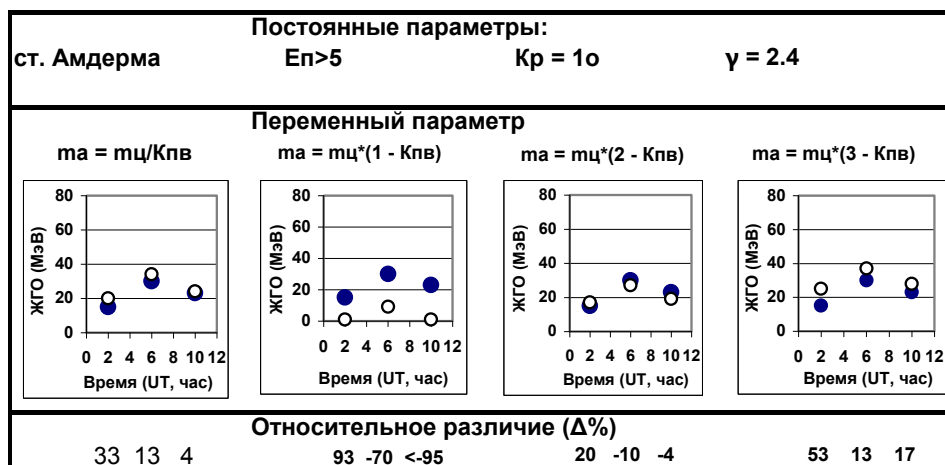


Рисунок 2. Графики сопоставления значений ЖГО $(E_{\text{жго}})_{\text{эм}}$ (○) и $(E_{\text{жго}})_{\text{чм}}$ (●) при различных значениях переменного параметра $m_{\text{а}}(m_{\text{ц}}, K_{\text{пв}})$

Аналогичные серии расчётов были произведены при других значениях переменных и постоянных параметров. Обобщение результатов этих расчётов позволяет сделать следующие выводы о том, при каких параметрах значения $(E_{\text{жго}})_{\text{эм}}$ в меньшей степени отличаются от значений $(E_{\text{жго}})_{\text{чм}}$:

- (1) диапазон расчётных широт: средние широты авроральной зоны $\Phi^{\circ} \sim 63 \div 67^{\circ}$;
- (2) пороговая энергия (станции в центральной области полярной шапки): $E_{\text{п}} = 5$ МэВ;
- (3) формула коэффициента связи (авроральная станция): $m_{\text{а}} = m_{\text{ц}} (2 - K_{\text{пв}})$;
- (4) уровень ГА: низкий и умеренно возмущённый ($K_{\text{р}} < 40$);
- (5) характер спектра ПП: спектр любой жёсткости в пределах ($\gamma = 1.2 - 3.2$).

Именно при этих значениях параметров наиболее оптимально с точки зрения точности результатов применение предложенного метода.

Заключение

Основной результат исследования: заключается в том, что разработан новый вариант риометрического метода определения ЖГО с использованием эмпирической модели ППШ.

Этот вариант имеет следующие преимущества: широкое использование риометрических данных. простота алгоритма, высокая оперативность получения результатов.

Проведены расчёты, которые показали, что при определённых значениях параметров предложенный метод определения ЖГО с использованием эмпирической модели даёт значения ЖГО близкие к данным, получаемым с помощью численной модели.

Предложенная методика может быть использована в системе оперативного мониторинга радиационной обстановки и состояния авроральной ионосферы во время явлений ПППШ с использованием наземных средств.

Литература

1. Ульев В.А., И.В. Москвин, М.И. Тясто, О.А. Данилова / Риометрический метод определения жесткости геомагнитного обрезания спектра потоков протонов. // Проблемы Арктики и Антарктики, 2009, n 1, с. 132 – 138.
2. Дриацкий В.М. / Природа аномального поглощения космического радиоизлучения в нижней ионосфере высоких широт // Гидрометеиздат, Ленинград, с. 223, 1974г.
3. Rogers N.C. and F. Honary / Assimilation of real-time riometer measurements into models of 30 MHz Polar Cap Absorption // J. Space Weather Space Clim., 5 A8 (2015).



SYNCHRONIZATION OF GEOMAGNETIC AND IONOSPHERIC DISTURBANCES ON THE SUBSTORM PROCESS BACKGROUND

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

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

²Nizhniy Novgorod State Pedagogical University, Nizhniy Novgorod, Russia

Abstract. The phenomena accompanying the event of synchronous night-time ionospheric and geomagnetic disturbances, marked in globally magnetospecific quiet-time on the base of the mid-latitude Kazan station minute data, are analyzed. The dynamic and wavelet spectra comparison for studied disturbances showed coinciding features of the simultaneous disturbances for layer F2 critical frequency and H, D, Z geomagnetic field components. Therefore it was possible to assume their magnetosonic nature and establish the characteristic periods of observed magnetosonic ULF disturbances in the range of 35-50 minutes. The spatial analysis of noted magnetosonic disturbances with use of geomagnetic data obtained at stations located at different latitudes and longitudes toward to Kazan station demonstrated the isotropy of founded magnetosonic waves. This allows classifying them as fast magnetosonic disturbances. It is shown that the studied event occurs under substorm development conditions.

The causes establishment of intramagnetospheric magnetohydrodynamic (MHD) disturbance is an important goal of solar-terrestrial physics. The appearance of magnetosound disturbances in the magnetosphere-ionospheric medium is commonly associated with development of geomagnetic storm. MHD disturbances in the magnetosphere and ionospheric conductive layers can also be associated however with other high-energy processes. In studies [Barkhatova et al., 2009; Barkhatova et al., 2015], for example, magnetosound type waves, generated by an eastward electrojet and earthquakes of large magnitude were detected. At the same time in addition to geomagnetic field disturbances, synchronous disturbances in ionospheric conductive layer F2 in the ULF range were observed. The present study is devoted to the analysis of phenomena accompanying the event of synchronous night time ionospheric and geomagnetic disturbances, detected in the globally magneto-quiet time at the mid-latitude station Kazan (55.78° N, 49.01° E). The search of synchronous ionospheric and geomagnetic disturbances was performed on ionospheric vertical sounding data and data of geomagnetic field H, D, and Z components with a minute resolution for the interval September 1-4, 2014.

The coinciding features of F2 layer critical frequency and the geomagnetic field components simultaneous disturbances as a result of dynamic spectra and wavelet patterns comparison of studied disturbance for September 3, 2014 were found. For other days (1, 2 and 4 September) in the night time region (+ 3 GMT) there is no pronounced ionospheric disturbance. Fig. 1 shows the critical frequency foF2 and the geomagnetic field H component wavelet spectra for Kazan station, received for September 3, 2014 during the night time interval (00.00 to 02.00 UT). The black arrows show the maxima coincidence of ionospheric and geomagnetic field H component disturbances for the interval 01.17 - 01.55 UT. The best coincidence of considered disturbances was noted for periods from 15 to 30 minutes. The fact of simultaneous disturbances for foF2 and the geomagnetic field components coincide allow us to assume their magnetosound nature.

The question of relation for considered disturbances to SMS (slow magnetosound), more likely associated to geomagnetic field force line, or to an isotropic FMS (fast magnetosound) type can be solved by spatial analysis of disturbance wavelet spectra received at stations with different latitudes and longitudes from Kazan. The data of geomagnetic field H and D components were used at stations Sodankylä (67.37 N, 26.63 E), Port Alfred (46.43 S, 51.87 E), Hel (54.61 N, 18.82 E), San Fernando (36.67 N, 5.50 W). The coincidence of spectral maxima for Kazan station critical frequency and geomagnetic field H component at the magneto-conjugated observatory Port Alfred (southern hemisphere) for the analyzed frequency range is established for the studied time interval. This indicates the connection of studied wave phenomenon to the corresponding geomagnetic force line.

The comparison of the disturbance spectral features for the critical frequency over Kazan with disturbances of geomagnetic field H, D components at other stations located in a large latitudinal-longitude region also showed cases of analyzed spectral features coincidence. Such isotropic behavior for studied magnetosound waves makes it possible to classify them as fast magnetosound disturbances.

The search for a possible source of considered night time mid-latitude synchronous ionospheric and geomagnetic disturbances required the study of outer magnetospheric processes. During the case of foF2 disturbances in Kazan, disturbances of the interplanetary magnetic field Bz component (Bz IMF) were detected in the same frequency range. So it was established that the long-period oscillations of Bz IMF find their manifestation in the ionosphere and geomagnetic field components. Fig. 2 shows the wavelet spectra of the foF2 critical frequency at Kazan station (upper panel) and Bz IMF component for the considered time interval.

A study of time behavior for the Solar wind concentration shows that in the time period up to 00.45 UT (+3 GMT Kazan) its higher values are observed with a further decrease and reaching the minimum value at 01.00 UT. For the interval 01.00 - 02.00 UT, there is a general increase in the Solar wind velocity, which persists throughout the interval.

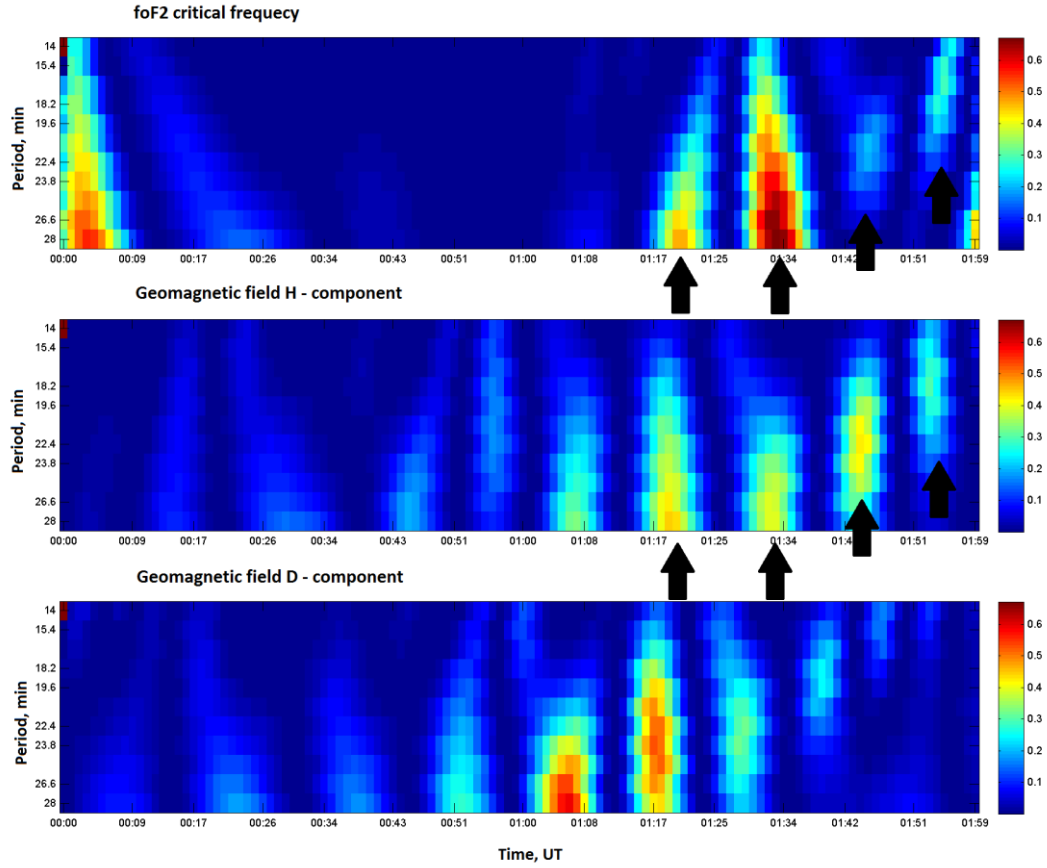


Figure 1. Wavelet spectra of F2 layer critical frequency (*the first panel from the top*) and geomagnetic field H component (*second panel*) for September 3, 2014. The black arrows indicate a correspondence between the spectra maxima for foF2 and the H component disturbances.

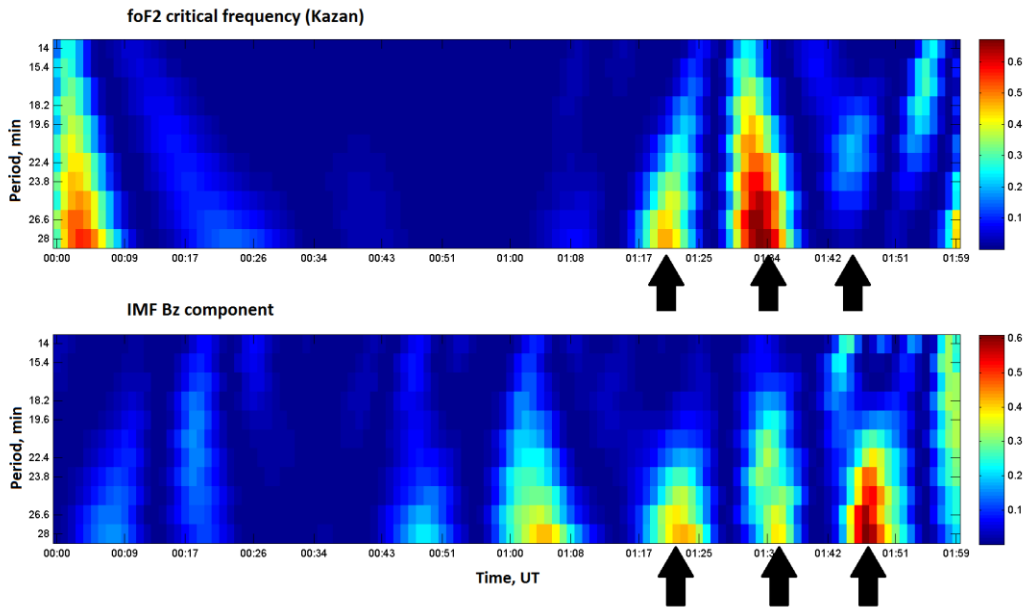


Figure 2. Wavelet spectra of the ionospheric layer F2 critical frequency and interplanetary magnetic field Bz component disturbances for September 3, 2014. The arrows indicate areas of the spectral singularities coincidence for foF2 critical frequency and IMF Bz component.

In addition, during ~ 01.00 UT, the values of IMF Bz component change from small negative to positive values. Such situation, according to [Barkhatov et al., 2017; Morley and Freeman, 2007], correspond to the substorm development. Note that the considered time interval corresponds to the night-time magnetosphere sector, within the westward electrojet (AL) is localized. Its dynamic shows that during this time there really is a bay-like disturbance preceded a non-disturbed period ($AL \sim -20$ nT). Fig. 3 shows the dynamics of the Solar wind parameters and the AL index. Black vertical lines indicate the coincidence of foF2 and geomagnetic field H component spectral features at Kazan station.

The performed results demonstrate the possibility of synchronous ionospheric and geomagnetic disturbances existence in the class of Pi3 pulsations (periods of 15-30 min) at medium latitudes for local nighttime in the global geomagnetic non-disturbed conditions. The magnetosound nature of observed disturbances is demonstrated by comparing of foF2 critical frequency over the Kazan station and geomagnetic field component spectral patterns over a large spatial region including high, middle and low latitudes. The revealed magnetosound disturbances can be generated by the instability of westward electrojet. At the same time, these electrojet participates in substorm process as an element of a large-scale three-dimensional current system - a substorm current wedge. During the substorm development, the extended magnetic force lines of geomagnetic tail are subjected to ULF vibration by disturbed magnetized Solar wind. It makes possible to explain such low frequencies of observed disturbances in comparison with resonant MHD oscillations under quiet conditions.

Thus, the noted synchronization of ionospheric and magnetic disturbances gives reason for believing that detected disturbances have a magnetosound nature and are associated with substorm activity.

Acknowledgements. This work was supported by grants RFBR №16-05-00608, №16-35-00084 and the Ministry of Education and Science RF State Task № 5.5898.2017/8.9. Acknowledgements for Akchurin A.D. and Yusupov K.M. for provided Kazan ionospheric vertical sounding data.

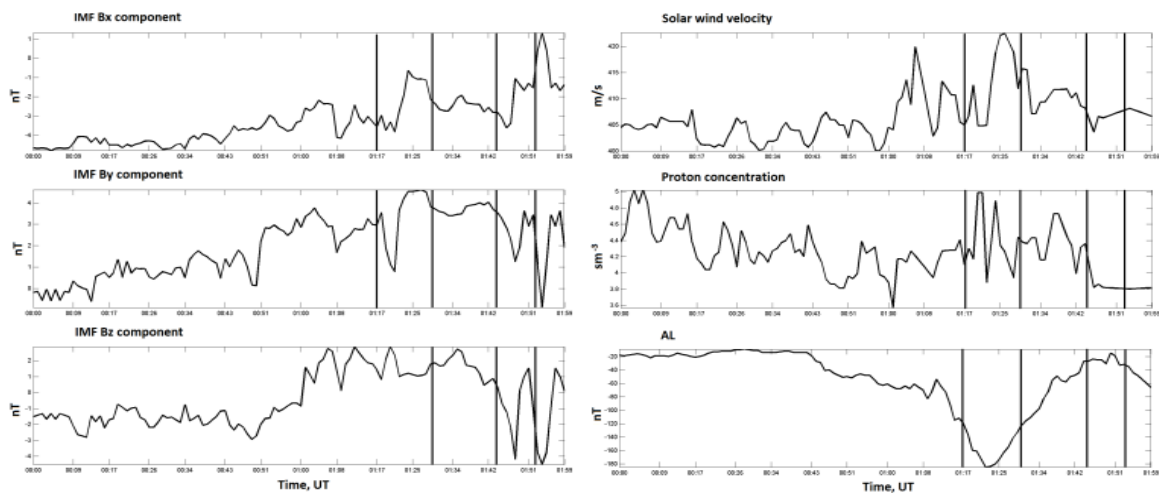


Figure 3. Interplanetary magnetic field component Bx, By, Bz plots (*left panel*), Solar wind velocity and concentration (*right panel*) for September 3, 2014. Vertical black lines indicate the coincidence of foF2 and H component spectral features at Kazan station.

References

- [1] Barkhatova O.M., Barkhatov N.A., Grigoriev G.I. Detection of magneto-gravity waves in the ionosphere by analysis of the maximum observable frequencies on oblique-sounding paths // Radiophysics and Quantum Electronics, V. 52. N 10. P. 683-698. 2009
- [2] Barkhatov N.A., Vorob'ev V.G., Revunov S.E., Yagodkina O.I. Effect of solar dynamics parameters on the formation of substorm activity // Geomagnetism and Aeronomy, V. 57, N.3, P. 251-256, 2017
- [3] Morley S.K., Freeman M.P. On the association between northward turnings of the interplanetary magnetic field and substorm onsets // Geophys. Res. Lett. V. 34. L08104. 2007. doi 10.1029/2006GL028891



GEOMAGNETIC AND IONOSPHERE TEC RESPONSE TO THE ABRUPT INCREASE OF SOLAR WIND DENSITY

V.B. Belakhovsky¹, V.A. Pilipenko², Ya.A. Sakharov³, S.N. Samsonov⁴

¹*Institute of Physics of the Earth, Moscow*

²*Geophysical Center, Moscow*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity*

⁴*Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, Yakutsk*

Abstract. We have examined multi-instrument observations of the geomagnetic and ionospheric response to the interplanetary shock on 24 January 2012. World-wide ground magnetometer array detected shock-induced sudden commencement (SC) with preliminary and main impulses throughout dayside sector, and substorm triggering in the nighttime hours. Clear resonant transient Psc5 oscillations are independently generated on the morning and evening flanks, no signatures of theoretically predicted cavity mode excitation is found. A new effect found was a 30-40 % positive pulse of the ionospheric total electron content caused by SC as determined from GPS receivers in the dawn sector and 10% pulse in the dusk sector. The VHF radar EISCAT in Tromsø observed SC-associated increase of electron density in the bottom ionosphere (100-180 km). SC was accompanied by a burst of cosmic noise absorption recorded along a latitudinal network of riometers in Scandinavia. A responsible mechanism of TEC modulation may be related to field-aligned plasma transport by Alfvén pulse, which provides an additional plasma flow in the bottom ionosphere.

1. Introduction. An impact of interplanetary (IP) shock onto the magnetosphere, observed by ground magnetometers as storm sudden commencement (SC), is a convenient probing signal for the experimental study of the near-Earth space. During a relatively short time period (<10 min) a significant energy and momentum is pumped into the magnetosphere from the solar wind. Despite a seemingly simplicity of such impact, a complex of impulsive and quasi-periodic phenomena stimulated by IP shock in the ultra-low-frequency (ULF) band (time scales from few sec to tens of min.) turns out to be surprisingly large. An observed response to an IP shock or discontinuity may be rather complicated due to the nearly-simultaneous excitation of several transient processes. The IP shock is known to stimulate a global compression of the magnetosphere [Araki, 1994], excitation of transient field-aligned current systems [Fujita *et al.*, 2005], generation of transient ULF waves in a wide band from Pc1 to Pc5-6 [Saito and Matsushita, 1967], triggering of VLF wave activity and enhancement of energetic electron precipitation [Gail *et al.*, 1990], dayside aurora activation – “shock aurora” [Vorobiev *et al.*, 2008]. Besides that, a SC pulse serves as an indicator of the onset of a more intense solar wind driving and buffeting the magnetosphere.

Though the basic physics of the related phenomena are qualitatively understood, some aspects of IP shock impact on the magnetosphere – ionosphere system has not been sufficiently established yet. Basing on the analysis of ground magnetometer data, Araki (1994) suggested the phenomenological model of SC, in which an observed disturbance is interpreted as the superposition of a stepwise compression of geomagnetic field (DL component) and bi-polar impulse, composed from a short preliminary impulse (PI) and following main impulse (MI). The nature of a stepwise increase of the geomagnetic field (DL) is now clearly identified as a result of global compression of the magnetosphere. The MI and PI are supposedly associated with transient magnetospheric field-aligned current (FAC) systems, but driven by different mechanisms.

Magnetometers, riometers, optical images, satellite particle detectors, and ionospheric radars have become a standard tool for the monitoring the solar wind - magnetosphere - ionosphere coupling. For an examination of ionospheric response to solar wind pressure pulses Jayachandran *et al.* (2011) suggested to use the GPS global navigation satellite system. This technique providing information on total electron content (TEC) along a radiopath satellite – ground receiver has turned out to be sensitive enough to detect ionospheric response to transient and periodic disturbances in ULF band [Belakhovsky *et al.*, 2016]. However, a possible mechanism of the ionosphere modification by magnetospheric ULF disturbance has not been firmly established yet. Therefore, examination of the impact on the ionosphere by disturbances of different physical nature with simultaneous data from magnetometers, riometers, ionospheric radars, and GPS/TEC receivers may provide an insight into the mechanism of magnetosphere-ionosphere coupling.

In this paper we consider the ionospheric response to the IP shock as observed by ground magnetometers, riometers, aurora imagers, GPS receivers, and EISCAT radar. We discuss what features of the SC-related phenomena are well understood, and what still require a further consideration and modeling.

2. Interplanetary shock on Jan. 12, 2012. The arrival of IP shock at ~ 1500 UT is revealed according to the OMNI database as a rapid jump of the solar wind velocity V from ~ 400 km/s up to ~ 700 km/s, the interplanetary magnetic field (IMF) magnitude B increase from ~ 3 nT up to ~ 30 nT, and the solar wind density N jump up to 15 cm^{-3} (Fig. 1). The shock impact occurs at the background of northward IMF B_z . This shock causes a jump of Dst index and a short impulsive increase of AE index up to ~ 800 nT. After that AE index has remained at elevated level.

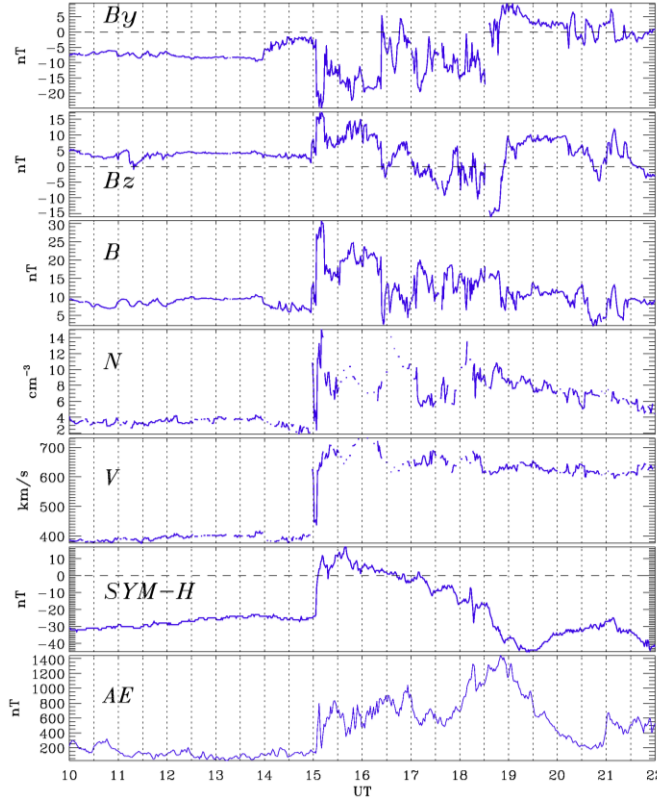


Figure 1. The interplanetary shock detected on Jan. 24, 2012 during time interval 1400–1900 UT: the OMNI solar wind velocity (V_x component), solar wind density N , IMF magnetic field magnitude B and component B_z , SYM-H index, and AE index.

At latitudes $\sim 65^\circ$ – 67° (NOR, IVA, TRO, SOD) fast-decaying transient Psc5 pulsations with $T \sim 5$ – 6 min are excited (Fig. 3). A quasi-period of these pulsations is latitude dependent, so they cannot be associated with cavity oscillations. Their waveforms differ considerably from the Psc4–5 pulsations on the morning flank (Fig. 2). Thus, oscillatory responses of the magnetosphere on the IP shock at the morning and evening flanks are independent.

Detailed examination of PI at stations IVA – SOD – OUL – HAN, covering latitudes from $\sim 59^\circ$ to $\sim 65^\circ$ (Fig. 3), reveals its apparent poleward propagation. This effect may be interpreted as a delay of the Alfvén pulse propagation time from an excitation region in the equatorial magnetosphere towards the ionosphere along different field lines with latitude-dependent Alfvén period $T_A(\Phi)$. A peak of MI also demonstrates poleward propagation, but with an apparent velocity even larger than that of PI.

4. Ionospheric TEC response to SC as observed by GPS system. We have examined the TEC response from GPS 30-s data downloaded from the IGS website. The TEC data have been converted into the vertical νTEC . The TEC response in the morning hours (Canadian sector) is shown in Fig. 4. The TEC data derived from signals from different GPS satellites received at station CHUR demonstrate a gradual νTEC growth started after SC. These variations are possibly the result of prompt electric field penetration during the main phase of the storm. This TEC growth during SC in the morning sector (Canada) is observed at latitudes above 60° only. The $\Delta\text{TEC}/\text{TEC}$ reaches the value 30–40%.

3. Geomagnetic response on the ground to

SC. We analyze data from latitudinal and longitudinal networks of magnetic stations. During SC the noon meridian is near the Eastern coast of Canada, and CARISMA array is in the morning sector. In morning hours (8.5 MLT) negative PI preceding positive MI is observed at very high geomagnetic latitudes only, $\Phi > 72^\circ$ (Fig. 2). At lower latitudes (below $\sim 68^\circ$) only positive MI is recorded. In this LT sector MI triggers quasi-monochromatic slowly decaying Psc4–5 pulsations at various latitudes, with periods from $T \sim 5$ min at $\Phi \sim 72^\circ$ (RANK) to $T \sim 1.5$ min at $\Phi \sim 58^\circ$ – 60° (PINA, THRF). The lack of oscillatory response at $\Phi \sim 66^\circ$ (GILL) probably corresponds to the plasmapause position.

The SC triggers the development of moderate substorm, e.g. magnetic bay at PBK with amplitude up to ~ 500 nT (not shown), though IMF B_z remains northward before and after the shock.

In a greatest detail we analyze the multi-instrument data from the dusk sector (Scandinavia) (Fig. 3). The IMAGE magnetometers (LT ~ 17) record "classical" SC: positive MI and preceding it negative PI at 1504 UT (Fig. 3). At a latitude about 67° PI changes its polarity from negative (TRO) to positive (NOR), whereas MI changes polarity between 68° – 74° . This polarity reversal of geomagnetic disturbance is commonly interpreted as an evidence of vortex-like structure of the ionospheric currents associated with PI and MI.

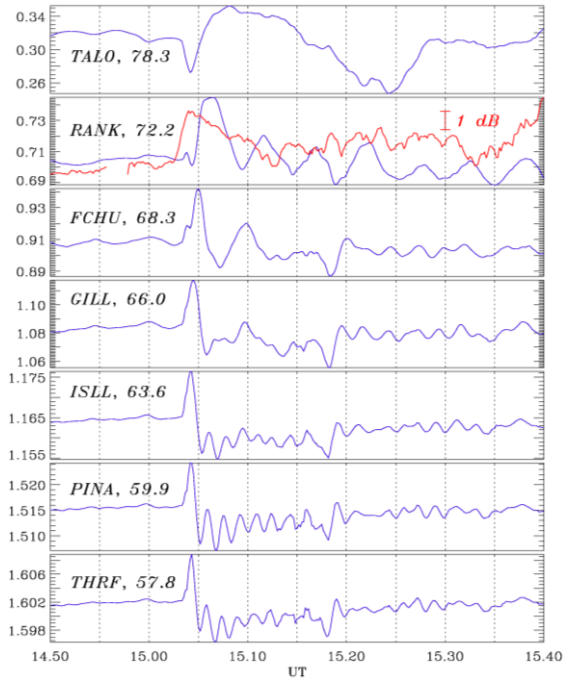


Figure 2. The magnetograms (X-component in 10^4 nT) of the latitudinal profile of stations TALO-RANK-FCHU-GILL-ISLL-PINA-THRF from the CARISMA array, red line shows variations of riometric absorption at RANK.

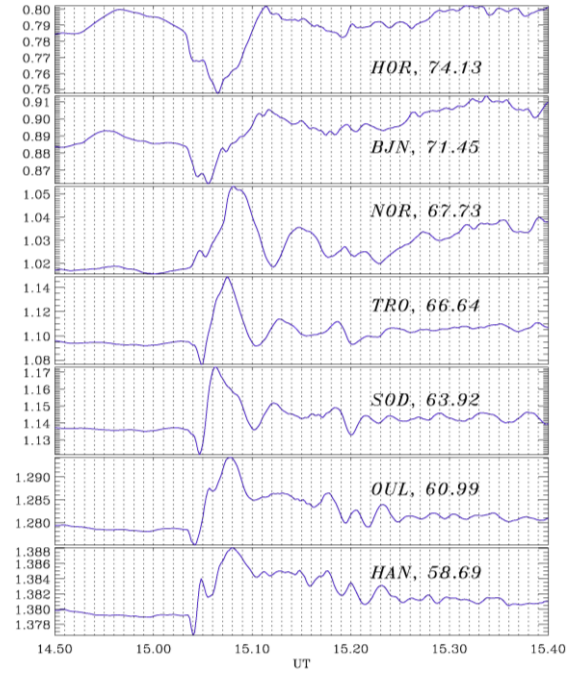


Figure 3. The magnetometer data (X-component in 10^4 nT) along the latitudinal profile HOR-BJN-NOR-TRO-SOD-OUL-HAN from the IMAGE array.

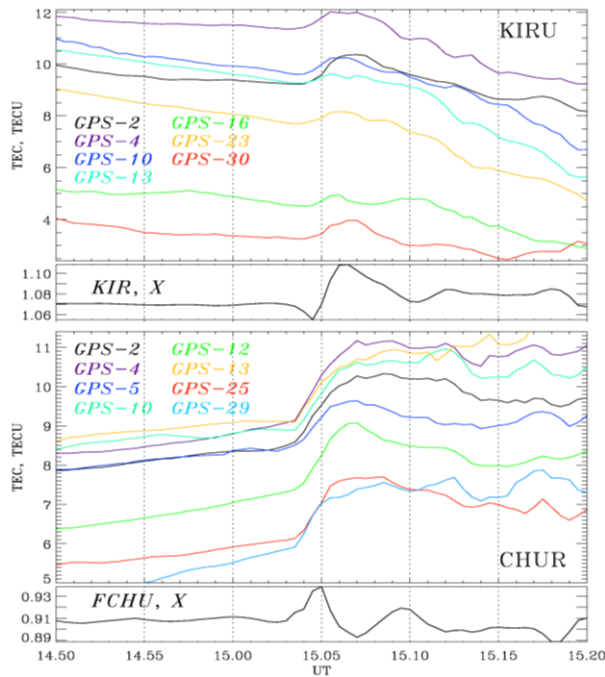


Figure 4. vTEC data from GPS satellites with $\alpha > 45^\circ$ in Scandinavian sector from the KIRU GPS receiver, bottom panel shows magnetic variations from station KIR (X-component). vTEC data from GPS satellites with $\alpha > 45^\circ$ in Canadian sector from the CHUR GPS receiver, bottom panel shows magnetic variations from station FCHU (X-component).

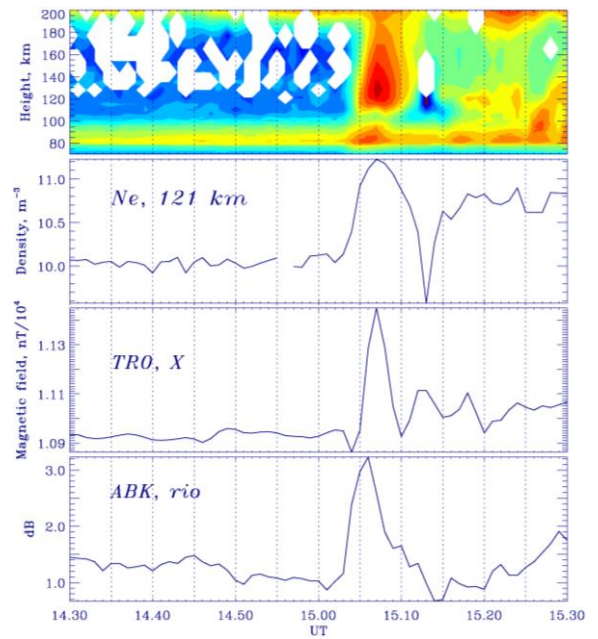


Figure 5. Ionospheric and geomagnetic observations during Jan. 24, 2012, 1430-1530 UT (from top to bottom): altitude distribution of electron density Ne variations measured by EISCAT; variations of Ne at altitude $z=121$ km; magnetic field variations (X-component) at TRO and riometer variations at IVA.

In the evening sector (Scandinavia), $v\text{TEC}$ variations have been constructed for different radiopaths between available GPS satellites and KIRU receiver. At a background of gradual increase of $v\text{TEC}$, a superposed positive pulse of $v\text{TEC}$ is observed with amplitude up to $\Delta N_T \sim 1 \text{ TECu}$ (Fig. 4). The $\Delta\text{TEC}/\text{TEC}$ in the dusk sector is less than the 10%. Onset of TEC growth coincides with PI at station KIR, but no PI signatures can be seen in TEC. The impulsive TEC enhancements coincide with the geomagnetic MI at KIR. The observed ionospheric response may be caused by plasma compression, additional ionization due to the electron precipitation, or ionospheric plasma redistribution owing to the wave electric field. The vertical structure of the ionospheric disturbance can be determined with incoherent radar.

5. EISCAT radar response to SC. Incoherent radar EISCAT in Tromsø provides a vertical profile up to 200 km of main ionospheric parameters with cadence 1 min. The EISCAT-measured electron density N_e evidently shows an impulsive response to SC (Fig. 5). At the same time, no clear signatures in ionospheric E-field coherent with magnetic disturbance are observed. EISCAT reveals an irregular increases of T_i and T_e at altitudes $>150 \text{ km}$. Most evident response in electron density N_e can be seen at altitudes 110–170 km (Fig. 5). A growth of N_e in the E-layer (120 km) starts simultaneously with riometer increase and PI. The increase of N_e from 10^{10} m^{-3} to $1.7 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ reaches maximum simultaneously with MI peak, but decays during the period $\sim 2 \text{ min}$ that is longer than the duration of MI $\sim 1 \text{ min}$.

6. Discussion and conclusions. The analysis of SC event recorded simultaneously by various instruments on the ground and in space has shown a surprisingly large variety of associated effects. Only latitudinally localized transient Pc5 pulsations at the dawn and dusk flanks have been observed, which correspond to the independent response of resonant field lines in the morning and evening sectors [Samsonov *et al.*, 2011]. The lack of oscillatory response at $\Phi \sim 66^\circ$ is probably caused by the plasmopause, because in its vicinity the radial gradient of Alfvén period $T_A(\Phi)$ becomes smooth. Therefore, a mode conversion into Alfvén oscillations of geomagnetic shell is weak in this region. Clear resonant transient Psc5 oscillations are independently generated on the morning and evening flanks, no signatures of theoretically predicted cavity mode excitation is found.

In this study, for the first time (to the best of our knowledge) a TEC response to SC was found. A responsible mechanism of TEC modulation may be related to field-aligned plasma transport by Alfvén pulse, which provides an additional plasma flow in the bottom ionosphere. During the SC event under examination, the path-integrated electron density TEC , $N_T(t)$, response to MI only has been detected. The modulation of the ionospheric plasma density may be caused by the interaction of an incident MHD pulse with the ionosphere - atmosphere - ground system. Shear Alfvén wave does not produce plasma/magnetic field compression, so any compressional effects arise upon interaction of this mode with the anisotropic inhomogeneous ionosphere. A precipitation of energetic electrons and ionization of the lower ionosphere during SC recorded by riometers can influence bottom E-layer and D-layer which contribution into TEC is small. Nearly simultaneous response in riometer, TEC, and EISCAT N_e may be interpreted as a stimulated by SC precipitation of electrons with a wide energy range, from soft ($\leq \text{keV}$) to energetic (tens of keV).

Acknowledgements. This research is supported by grants from RFBR № 16-35-60049 mol_a_dk (VB) and No 15-45-05108 (SS), grant No 16-17-00121 from RSF (VP), and the grant No 246725 from the Norwegian Research Council (DL). The geomagnetic activity and solar wind data were obtained from OMNIWeb facility (omniweb.gsfc.nasa.gov). The authors acknowledge the open data policies of CARISMA (gsc.nrcan.gc.ca/geomag).

References

- Araki T. A physical model of the geomagnetic sudden commencement, in: Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves, Geophys. Monogr. Ser., 81, ed. by M. J. Engebretson, K. Takahashi, and M. Scholer, AGU, Washington, D. C., 183. 1994.
- Belakhovsky V., V. Pilipenko, D. Murr, E. Fedorov, and A. Kozlovsky. Modulation of the ionosphere by Pc5 waves observed simultaneously by GPS/TEC and EISCAT // *Earth Planets Space*. 68: 102. doi: 10.1186/s40623-016-0480-7. 2016.
- Fujita S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga, A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of the field-aligned current associated with the preliminary impulse // *J. Geophys. Res.* 108. 1416. doi:10.1029/2002JA009407. 2003.
- Gail W.B., Inan U.S., Helliwell R.A., Carpenter D.L. Characteristics of wave-particle interactions during sudden commencements 1. Ground-based observation // *J. Geophys. Res.* 95(A1): 119–137. 1990.
- Jayachandran P. T., C. Watson, I. J. Rae, J. W. MacDougall, D. W. Danskin, R. Chadwick, T. D. Kelly, P. Prikryl, K. Meziane, and K. Shiokawa, High-latitude GPS TEC changes associated with a sudden magnetospheric compression // *Geophys. Res. Lett.* 38. L23104. doi:10.1029/2011GL050041. 2011.
- Saito, T., and S. Matsushita, Geomagnetic pulsations associated with sudden commencements and sudden impulses // *Planet. Space Sci.* 15. 573–587. 1967.
- Vorobjev V.G., Belakhovsky V.B., Yagodkina O.I., Roldugin V.K., Hairston M.R. Features of morning-time auroras during SC // *Geomagn. Aeron.* 48: 154. doi:10.1134/S0016793208020047. 162–172. 2008.



SIBERIAN METEORS: IONOSPHERIC AND GEOMAGNETIC EFFECTS IN THE LOWER IONOSPHERE OF HIGH LATITUDES

S.M. Cherniakov¹, S.V. Nikolashkin², V.A. Tereshchenko¹

¹*Polar Geophysical Institute, Murmansk, 183010, Russia*

²*Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, 677980, Russia*

E-mail: sergeich@pgi.ru

Abstract. Reaction of the high-latitude lower ionosphere and the geomagnetic field to explosions of two Siberian meteoroids according to amplitudes of partially reflected ordinary and extraordinary waves, received by the partial reflection facility of the Tumanny radiophysical observatory (69.0°N, 35.7°E), and geomagnetic field variations of the Lovozero geomagnetic observatory (68.0°N, 35.0°E) of the Polar Geophysical Institute had been considered. The first meteor has blown up at 21:29 UT, 4 March 2014, over the Vilyuysk district (Yakutia, Russia) (64.3°N, 123.1°E). The second meteor has blown up at 11:37 UT, 6 December 2016, in the region located near Sayanogorsk (Khakassia, Russia) (52.9°N, 91.4°E). It was shown that explosions have caused changes in the ionosphere and the geomagnetic field, and also appearance of waves of different types: internal gravity waves and slow magneto-hydrodynamic waves.

Introduction. The greatest attention of researchers is drawn by invasion into the Earth atmosphere of large meteoroids as their flights and the subsequent destructions are followed by various light, acoustic, seismic disturbances which are fixed by ground and satellite means of observations. First of all an explosion of a meteoroid is followed by a shock wave which is the most powerful manifestation of explosion in the atmosphere. Sound disturbances from the explosion extend to many tens and hundreds of km depending on the height of destruction of a meteoroid. Infrasonic disturbances extend to distances in hundreds and thousands of km, depending on conditions of atmospheric wave guides. Also during the disintegration of meteoroids, processes of generation and propagation of acoustic gravity waves which cause moving ionospheric disturbances in the ionosphere are of interest. As a rule, at the same time in the atmosphere and the geomagnetic field wave disturbances of various nature are generated which, eventually, cause changes of structure and dynamics of the ionosphere. Simultaneous actions of various sources of disturbances, and also difficulties of measurements of the environment parameters at these heights complicate identification of mechanisms of generation and transfer of disturbances. Many works have devoted to the effects in the ionosphere caused by flights of meteoroids but as a rule they have considered the effects observed at the heights over 100 km. Studies of the polar lower ionosphere reaction to flights of meteoroids were much less conducted [Tereshchenko *et al.*, 2014, 2015]. Therefore it is necessary to increase the number of observations, especially in the high-latitude ionosphere.

1. Technical parameters of the partial reflection facility. The partial reflection facility is in the Tumanny radiophysical observatory, the Murmansk region, Russia (69.0°N, 35.7°E). Power of the transmitter at the working frequency 2.6 MHz is about 60 kW; duration of the pulse is 15 μ s; the frequency of sounding by ordinary and extraordinary waves is 1 s; the delay between pulses of the waves is 275 ms. Receiver sensitivity is 0.5 μ V; sounding range is from 30 km; sounding steps on height are 0.5-n km, where n = 1, 2, 3, Transceiving antenna has 38 cross-dipoles; antenna area about 10⁵ m²; directional pattern width on the level of half power is about 19°×22° [Tereshchenko *et al.*, 2003].

2. Parameters of places of observations and explosions of meteors. The first meteor has blown up at 21:29 UT, 4 March 2014, over the Vilyuysk district (Yakutia, Russia) (64.3°N, 123.1°E). The second meteor has blown up at 11:37 UT, 6 December 2016, in the region located near Sayanogorsk (Khakassia, Russia) (52.9°N, 91.4°E). For the analysis, amplitudes of ordinary and extraordinary waves, received by the partial reflection radar, and variations of the geomagnetic field of the Lovozero geomagnetic observatory (68.0°N, 35.0°E) have been considered. Distance from the explosion place of the Vilyuysk meteor to the Tumanny observatory about 3560 km and from the explosion place of the Sayanogorsk meteor is about 3360 km (Fig. 1).

3. Vilyuysk meteor. During the expedition of researchers of the Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, it became clear that on 4 March 2014 in the atmosphere had flown a meteoroid which had turned into a meteor and had probably broken up with the falling to the Earth as meteorites. Data processing of video registrations gave opportunity to specify the explosion epicenter with the accuracy of 4 km on width and 9 km on length. The epicenter is located at 85-90 km to the northeast of Vilyuysk at the point with approximate coordinates of 64.2°N, 121.9°E. Explosion of the meteor was in the range of heights from 16 km to 24 km as a result of strong heating caused of braking of the body in the atmosphere. According to preliminary estimates the initial size of the body was about one meter, and the power, calculated on the flash duration, was about 0.5-1 kilotons in a trotyl equivalent. It

was established that the body has entered to the atmosphere from the northwest (the azimuth of 130-140 degrees) with the inclination of 40-50 degrees and the speed about 32 km/s.

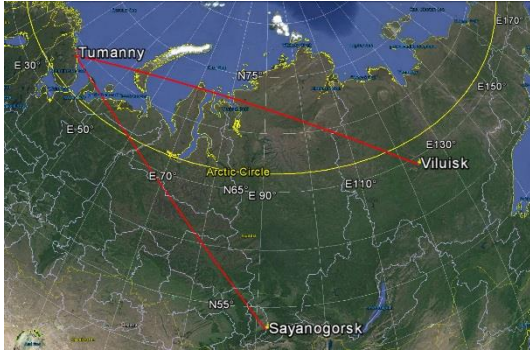


Figure 1. Map of meteor explosion positions and the Tumanny observatory.

geomagnetic situation in the auroral zone of our region (http://space.fmi.fi/image/il_index/). Red colour shows IE indicator, green one – IU, blue one – IL. The figure shows two days on 4 and 5 March 2014 for to know geomagnetic situation during the explosion and after that. As we can see during the explosion there was a substorm. It continued about till 1 UT on 5 March. After the time there was the quite period when we can consider the reaction of the geomagnetic field on the explosion.

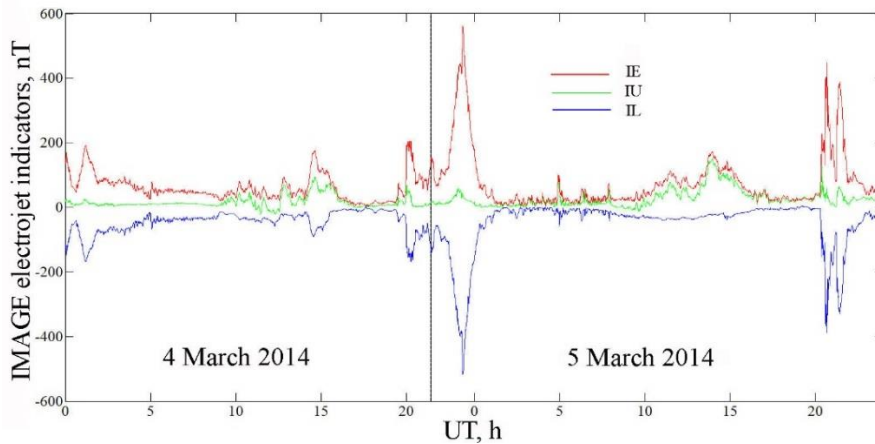


Figure 2. IMAGE electrojet indicators on 4 and 5 March 2014.

increasing of the IE electrojet indicator.

Typical periods of natural oscillations of the atmosphere (Brant-Väisälä periods) at the heights of the lower ionosphere are about 5-10 min, depending on the state of the atmosphere. Therefore, in the variations of the amplitudes of ordinary and extraordinary waves, the presence of wave processes with periods longer than the Brant-Väisälä period (from 10 to 80 min, internal gravity waves) was analyzed.

Fig. 3 (right) shows the amplitude of the ordinary wave (upper) and its wavelet spectrum. On the figure (right, lower) the D component of the geomagnetic field at the Lovozero observatory is shown. Behavior of the D component is very similar to behavior of electrojet indicator IE. Periods of waves in ordinary wave amplitude as well as in the D component at the 1st section have similar behavior and differ from other sections (2-4). It can be said that the waves at sections (2-4) have different nature than waves of the 1st section. At the sections (2-4) amplitude has soliton-like appearance. If we suggest that it is a manifestation of the coming disturbances from the meteor explosion so the velocity of the disturbances are: $v_1 \approx 230$ m/s, $v_2 \approx 140$ m/s, $v_3 \approx 120$ m/s, $v_4 \approx 100$ m/s. The 1st section shows two waves with the periods of 25 and 54 minutes which continues about 3 hours. In the 1st section waves can be considered as typical internal gravity waves which usually come from the place of a meteor explosion. Such velocities (v_1) are typical for the thermospheric waves propagation (at the altitude > 85 km). The coming waves of the 2nd – 4th sections can be describe as slow magneto-hydrodynamic waves (MHD-waves). The velocities of the waves are in the range of the types of waves which spreading after explosion in the lower ionosphere [Sorokin, Fedorovich, 1982; Chernogor, 2011; Tereshchenko et al., 2014].

3.1. Geomagnetic conditions and ionospheric effects. A meteor flight in the atmosphere of the Earth is followed by various effects. First of all it makes impact on the environment including the geomagnetic field. Influence of explosions of meteoroids on the geomagnetic field was considered by different researchers [Chernogor, 2014]. In our case for consideration of geomagnetic conditions and behavior of reaction of the geomagnetic field during the explosion and after that it was used data of the IMAGE magnetic stations and the Lovozero observatory. The observatory is situated near the Tumanny observatory and at the distance of 3610 km at the place of the Vilyuysk meteor explosion. Geomagnetic conditions during the meteor explosion were disturbed, there was a substorm. On the Fig. 2 it is shown behavior of IMAGE electrojet indicators which characterize well enough the

On the Fig. 3 (left) the behavior the IMAGE electrojet indicators during the quite period of the geomagnetic field of 5 March is shown. At that period we definitely can see several sections with specific behavior. Beginnings of the sections are designated by red dotted vertical lines and digits before them. The 1st section shows wavelike behavior which can be connected with wavelike disturbances which come to the region of observations. The next sections (2-4) have sharp

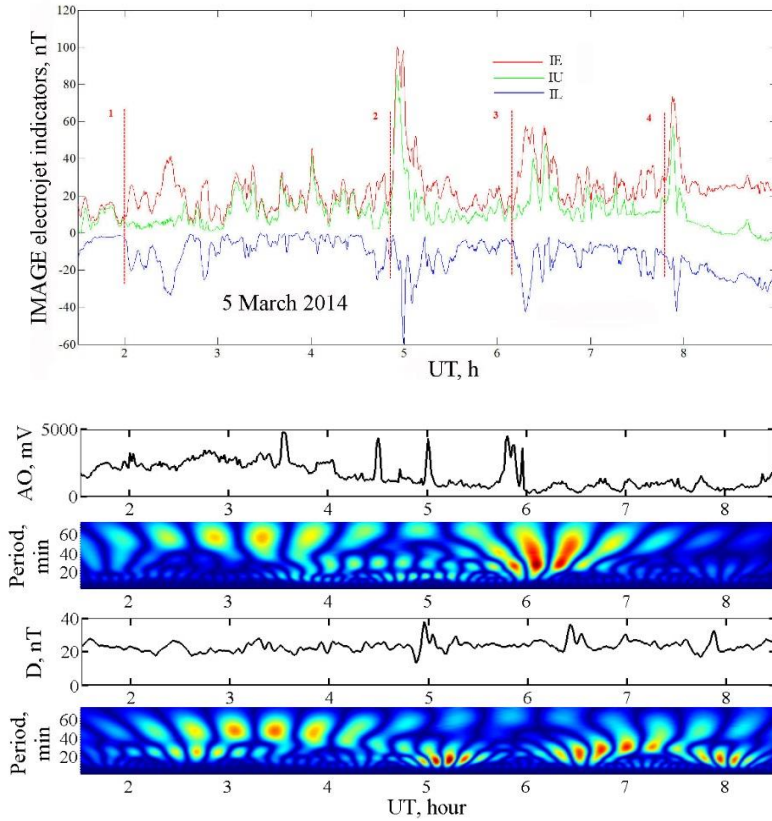


Figure 3. IMAGE electrojet indicators during the quiet period of the geomagnetic field (*top*). Ordinary wave amplitude at the height of 100 km and its wavelet spectrum (*bottom*). D component of the geomagnetic field (the Lovozero observatory) and its wavelet spectrum (*lower*).

4. Sayanogorsk meteor. According to the operational headquarters of the Civil Defense and Emergency Situations in Sayanogorsk, the meteor has exploded at 11:37 UT, 6 December 2016, in the region (52.9°N, 91.4°E). The flare from the fall of the meteor was such a force that it was seen by the residents of the capital of Khakassia (Abakan), which is 80 kilometers from Sayanogorsk.

4.1. Geomagnetic conditions and ionospheric effects. Geomagnetic conditions before the meteor explosion were not disturbed, but just after the explosion there was a substorm. On the Fig. 4 it is shown behavior of IMAGE electrojet indicators. The first quiet geomagnetic period is shown by the letter I, the second – II. Variations of the geomagnetic field at the Lovozero observatory are very similar to IMAGE electrojet indicators.

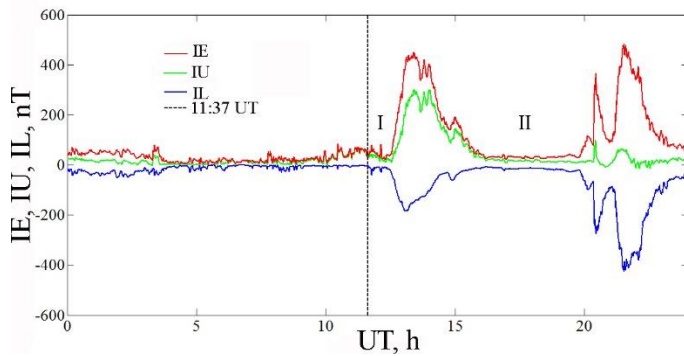


Figure 4. IMAGE electrojet indicators on 6 December 2016.

On the Fig. 6 (left) extraordinary waves amplitude (upper) and D component (the Lovozero observatory) (lower) for the Ist site and (right) for the IInd site are shown. If we suggest that changes in the D component of the geomagnetic field is the manifestation of the coming disturbances from the meteor explosion so the velocities of the disturbances are: $v_3 \approx 183$ m/s, $v_4 \approx 160$ m/s. The 3rd wave can be caused by the internal gravity wave, and the 4th wave – by the

On the Fig. 5 the periods are shown more detailed. On the Fig. 5 (left) it can be chosen two coming waves. The arrival velocity of the first wave (1) to the Lovozero observatory is approximately 6.8 km/s, the second one (2) is 1.9 km/s. According to [Chernogor, 2011, 2014], such kind of perturbations in the geomagnetic field can be caused by slow MHD waves propagating at this speed. On the Fig. 5 (right) behavior the IMAGE electrojet indicators during the second quiet period (II) of the geomagnetic field. There can be seen two different areas in behavior of the IMAGE electrojet indicators. The first picture (section 3) has an N-like one, the second picture (section 4) has wave-like one.

slow magneto-hydrodynamic one [Chernogor, 2011, 2014; Tereshchenko, 2014]. Extraordinary wave amplitude has good agreement with the changing of the D component.

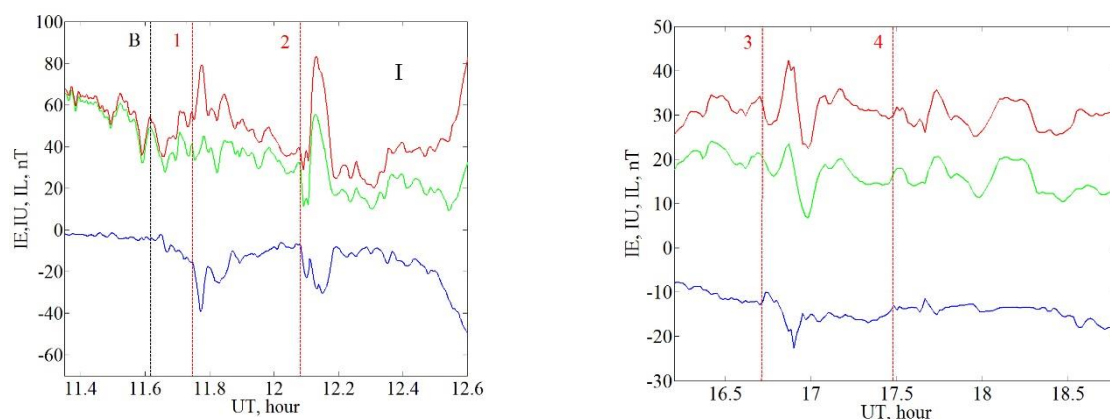


Figure 5. IMAGE electrojet indicators during the first quite period (I) of the geomagnetic field (*left*); during the second quite period (II) of the geomagnetic field (*right*).

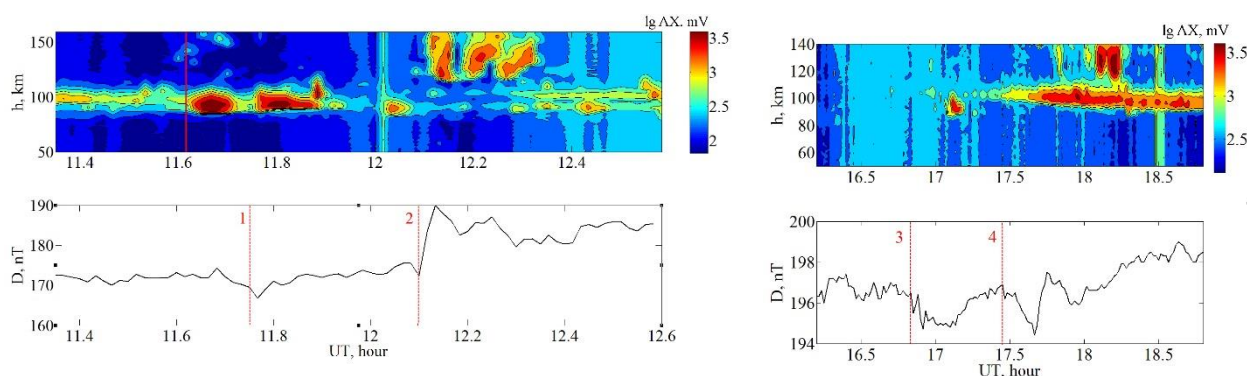


Figure 6. Extraordinary wave amplitude (*upper*) and D component (the Lovozero observatory) (*lower*) for the Ist site (*left*); the IInd site (*right*).

Summary. Influence of the Siberian meteors explosions on the lower ionosphere and the geomagnetic field were considered. The events were during substorms at the place of observation. Nevertheless it was shown that the explosions of the meteors caused changes in the ionosphere and the geomagnetic field, as well as the appearance of waves of various types: internal gravity waves and slow magneto-hydrodynamic waves.

Acknowledgements. We thank the institutes who maintain the IMAGE Magnetometer Array.

References

- Chernogor L.F. Oscillations of the geomagnetic field caused by the flight of Vitim bolide on September 24, 2002 // *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 51 (1). P. 116-130. 2011.
- Chernogor L.F. Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid // *Geomagnetism and Aeronomy*. V. 54 (5). P. 613-624. 2014.
- Sorokin V.M., Fedorovich G.V. Physics of slow MHD-waves in the ionospheric plasma. M.: Energoizdat. 135 p. 1982. (in Russian)
- Tereshchenko V.D., Tereshchenko V.A., Ogloblina O.F., Cherniakov S.M. The wave disturbances caused by the flight and the explosion of the Kola meteorite on 19.4.2014 in the lower ionosphere of the Earth // *Proc. XXIX All-Russian symposium "Radar research of environment"*, 25-26 March 2015, Saint-Petersburg, Russia / Ed. M.M. Penkov, SPb: VKA. Is. 11. P. 648-654. 2015. (in Russian)
- Tereshchenko V.D., Vasiljev E.B., Ovchinnikov N.A., Popov A.A. Medium wave radar of Polar Geophysical Institute for research of the lower ionosphere. Technical equipment and techniques of geophysical experiment. Apatity: KSC RAS, PGI. P. 37-46. 2003. (in Russian)
- Tereshchenko V.D., Vasiljev E.B., Tereshchenko V.A., Ogloblina O.F., Cherniakov S.M. Wave disturbances in the lower polar ionosphere during the fall of the Chelyabinsk meteorite // *Physics of Auroral Phenomena, Proc. XXXVII Annual Seminar*, Apatity, Russia, 25-28 February 2014. Apatity: KSC RAS, PGI. P. 104-107. 2014.



COMPARISON OF THE IONOSPHERIC EFFECTS OF THE SPACE WEATHER AND SEISMOGENIC DISTURBANCES

A.A. Namgaladze¹, M.A. Knyazeva¹, M.I. Karpov^{1, 2}

¹Murmansk Arctic State University, Murmansk, Russia

²Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia

e-mail: namgaladze@yandex.ru

Abstract. The ionosphere variations before M6.7 earthquake in India on January 3, 2016 have been analyzed. The earthquake has occurred after the series of magnetic substorms on December 31, 2015 and January 1, 2016. The relative total electron content (TEC) disturbances have been estimated using the global maps of the total electron content (GIM-TEC) and calculated numerically using the 3D global first-principle Upper Atmosphere Model (UAM) for the whole period including the days before, during and after the substorms. Numerical simulations were repeated with the seismogenic vertical electric currents switched on at the earthquake epicenter. The UAM calculations have reproduced general behavior of the ionosphere after the main phase of the geomagnetic storm on January 1, 2016 in the form of negative TEC disturbances propagating from high latitudes, especially strong in the Southern (summer condition) hemisphere. It was shown that the local ionospheric effects of seismic origin can be identified on the background of the global geomagnetic disturbances. These seismo-ionospheric effects are visible as the nighttime regions with the additional negative TEC disturbances extending from the Eastern side of the epicenter meridian to the Western side, both in the observations and simulations. It was found that the vertical electric field and corresponding westward electromagnetic drift play a decisive role in the formation of the ionospheric precursors of this earthquake.

Introduction

The ionosphere response to the seismic activity has been the subject of the numerous studies aiming at detection of the ionospheric precursors of earthquakes. One of the ionosphere parameters often used to study the ionosphere response to the earthquakes preparations is the TEC (total electron content) of the ionosphere obtained via the global position systems (GPS, GLONASS). The formation of the pre-seismic TEC disturbances was explained by the vertical electromagnetic $[E \times B]$ drift of the F2-layer plasma under the action of the electric field generated in the ionosphere above the epicenter region (Namgaladze *et al.*, 2009). The abnormal electric fields with the intensity of several mV/m were detected by DEMETER above the regions with the enhanced seismic activity (Zhang *et al.*, 2014). Sorokin & Hayakawa (2013) and Namgaladze & Karpov (2015) considered these electric field as a result of the vertical electric current generated over the tectonic fault due to the separation and vertical transport of the opposite charges driven by the non-electric forces, similar to the thunderstorm currents charging the ionosphere. The numerical simulations with the Upper Atmosphere Model (UAM) have shown that the vertical electric current of ~ 20 nA/m² is required to generate the local pre-seismic electric fields of several mV/m and create the TEC disturbances analogous to the observed ones (Namgaladze *et al.*, 2013; Karpov *et al.*, 2013).

The global state of the ionosphere is affected by numerous influences including the solar and geomagnetic activities, meteorological events and anthropogenic sources. It also experiences normal seasonal, day-to-day and diurnal variations. Thus, it is very important to clearly identify the ionospheric disturbances associated with the seismic activity and separate them from the regular Space weather variations. Most, if not all, case studies and statistical analysis were conducted for the periods of the low solar and geomagnetic activities. In this study we analyze the ionosphere behavior for the period of high geomagnetic activity in December 2015 and January 2016 followed by M6.7 earthquake in India on January 3, 2016. Here we try to distinguish the pre-seismic TEC variations from the effects of the magnetic storm using the GPS observations and the UAM numerical calculations.

Methods

M6.7 earthquake occurred at 23:05:22 UTC on January 3rd, 2016 with the epicenter 30km W of Imphal, India (24.804°N, 93.651°E). The geomagnetic conditions for the period before the earthquake are characterized by the two series of substorms on December 20–21 and December 31–January 1 with $K_p \geq 6$ and Dst reaching -150 nT and -100 nT, respectively. We used the global ionospheric maps of the TEC (GIM-TEC) to estimate the TEC disturbances relative to the quiet values for this period. In order to obtain the background values and exclude the disturbed TEC values due to the high geomagnetic activity, we have averaged the TEC for December 25–30. During this period $K_p < 3$ most of the time, exceeding 4 once on December 26, and Dst has never changed more than 30 nT within a day.

For numerical calculations of the TEC variations we use the three-dimensional global first-principle Upper Atmosphere Model (UAM) (Namgaladze *et al.*, 1998, 2013). The model covers the height range from 90 km to the

geocentric distance of 15 Earth radii, takes into account the offset between the geomagnetic and geographic axes and calculates the three-dimensional variations of the main gas components' (O, O₂, N₂, NO, O₂⁺, N₂⁺, NO⁺, O⁺, H⁺ and electrons) concentrations; neutral, ion and electron gases' velocities and temperatures by the numerical integration of the continuity, momentum and heat balance equations jointly with the equation for the electric potential. The latter equation takes into account the electric fields of the magnetospheric, dynamo and seismogenic origin:

$$\nabla[\sigma^T(\nabla\phi - [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]) - \mathbf{j}_m - \mathbf{j}_s] = 0, \quad (1)$$

where σ^T is the ionosphere conductivity tensor, ϕ is the potential of the electrostatic field, $\mathbf{v}$ is the velocity vector of the neutral gas motion, $\mathbf{B}$ is the magnetic induction vector, $\mathbf{j}_m$ and $\mathbf{j}_s$ are the densities of the magnetosphere and seismogenic electric currents, respectively.

The UAM calculates the spatio-temporal variations of the near-Earth environment parameters in dependence on the inner state and outer forcing, which is controlled by input parameters, including the solar and geomagnetic activity indexes; the solar UV and EUV spectra; precipitating particles fluxes; field-aligned electric currents connecting the ionosphere with the magnetosphere and/or electric potential distribution at the polar cap boundaries. The substorm auroral currents are reflected by the auroral magnetic activity indexes AL, AU and AE. The geomagnetic activity indexes Dst and Kp characterize the geomagnetic storms. The UAM takes into account AL, AU, AE, Kp and Dst indexes to simulate the upper atmosphere behavior during geomagnetic storms and substorms. In this study we used the spatial distribution of the field-aligned currents' dependencies on AE and Kp and the spatial distributions of the precipitating electron fluxes depending on Kp according to the empirical model of the precipitations by *Hardy et al.* (1985).

To simulate the seismogenic effects, the vertical electric currents $\mathbf{j}_s = 20 \text{ nA/m}^2$ were added to Eq. (1) locally, above the earthquake epicenter. The chain of the electric current sources was setup at 3 nodes of the numerical grid along the tectonic fault (parallel to 30° geomagnetic meridian) with 15° longitude step between each node. This configuration is very similar to the configuration that was used in our previous simulations, where the middle-latitude earthquakes during quiet geomagnetic conditions have been studied (*Karpov et al.*, 2013; *Namgaladze et al.*, 2013). The numerical calculations have been carried out taking into account seismogenic currents and without them to distinct the effects of the seismogenic electric currents from the effects of magnetic activity, but not related with the earthquake preparation.

Results and discussion

The maximum of the geomagnetic storm main phase was at 00:00 UT on January 1, 2016. Fig. 1 shows the TEC disturbances after the main phase, which pronounce themselves, both in the GPS observations and UAM calculation results, in the form of the negative ionospheric phase (the TEC decrease relative to the background, quiet values) in the Southern (summer) hemisphere due to the thermosphere motion from the high latitudes toward the equator. The resulting effect is the decrease of the concentrations ratio between atomic and molecular components of the neutral gas (O/N₂ ratio) which leads to the increase of the ions recombination rates and, eventually, to the decrease of the electron density and TEC. The negative phase propagates from the high latitudes to, at least, the epicenter latitude, and $d\text{TEC}$ reaches -50% according to the observations.

The addition of the seismogenic electric currents flowing upward (charging the ionosphere) drastically changed the calculated TEC pattern. The additional negative TEC disturbances appear in the area between the latitudes of the epicenter and magnetically conjugated point, $\pm 30^\circ$ to the East and to the West from the epicenter meridian (Fig. 1c). The GIM-TEC also shows the similar pattern in the same area (see Fig. 1a).

In the previous calculations performed by *Namgaladze et al.* (2013) and *Karpov et al.* (2013), where the middle-latitude earthquakes have been simulated, the main cause of the TEC disturbances was attributed to the electromagnetic plasma drift under the action of the electrostatic electric field generated as a result of the seismogenic vertical electric current (*Namgaladze et al.*, 2009). In the present case study, we consider the low-latitude earthquake, and here we deal mainly with the dynamo electric field of the induction origin, dominating at the low latitudes in comparison to the middle latitudes. It is added to the electrostatic field, and they both create the new electric potential and corresponding $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$ drift velocity patterns.

The UAM calculated zonal drift velocity patterns at 300 km are presented in Fig. 2. In the end result, the vertical electric currents lead to the generation of the electric field by the dynamo action, including the disturbance of the vertical component of the electric field and corresponding zonal drift at the latitudes between the epicenter and conjugated point. For the UAM calculations with the seismogenic vertical electric currents switched on (Fig. 2b), the resulting westward drift velocity is 3–4 times higher in comparison to the background values calculated without the seismogenic currents (Fig. 2a). According to the simulations results for this particular case study, an additional zonal drift is also higher than the vertical drift under the action of the zonal electric field, thus, it brings a greater effect to the resulting TEC disturbances.

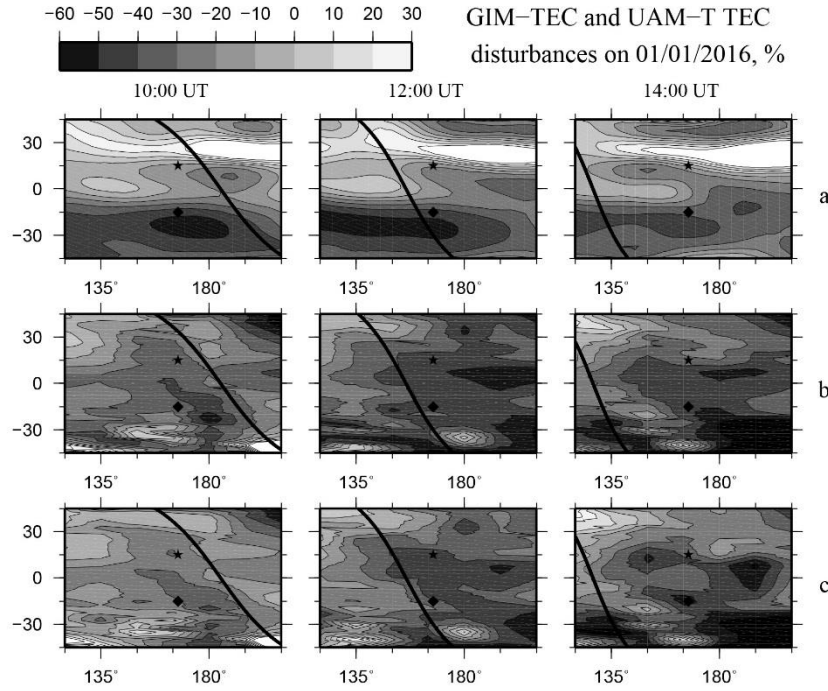


Figure 1. GPS observed and UAM-T calculated TEC disturbances (%) relative to the background values in the geomagnetic coordinates at 10:00 (*left panels*), 12:00 (*center*) and 14:00 UT (*right*) on January 1, 2016: **a)** GIM-TEC, **b)** UAM calculated without currents, **c)** UAM calculated with $j_s = 20 \text{ nA/m}^2$. Black line denotes the terminator, black star and diamond represent the earthquake epicenter and magnetically conjugated point, respectively.

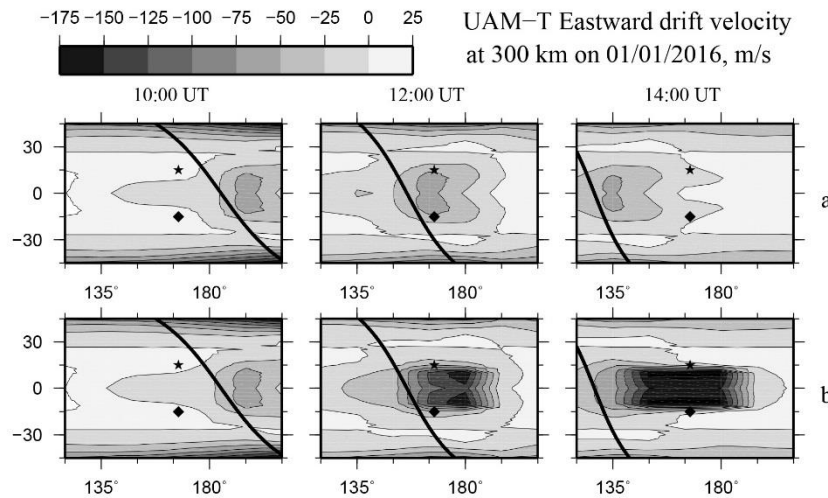


Figure 2. The UAM calculated eastward drift velocity (m/s) distributions at 300 km: **a)** without seismogenic currents; **b)** $j_s = 20 \text{ nA/m}^2$.

Thus, the TEC disturbances caused by the upward seismogenic currents have a negative sign. Similar regions are clear visible in the GPS data. The presence of seismogenic currents leads to the increase of the upward electric field and corresponding westward electromagnetic drift of the ionospheric F2-layer plasma. This drift forms the negative TEC disturbances by transporting the plasma from the east to the west through the epicenter meridian, as it is seen in the observations and simulations results.

Finally, we should mention, that according to the GPS data, the strong TEC disturbances are clearly visible in the area North-East of the epicenter (Fig. 1a). At the first glance, they are similar to the ionospheric precursors of earthquakes, but their morphology is not consistent with the previously reported features of the pre-seismic TEC disturbances (Namgaladze *et al.*, 2013 and references in it). Firstly, there are no effects near the magnetically conjugated point in the Southern hemisphere. Secondly, these regions appeared in the GIM-TEC for the first time at

06:00 UT, i.e. earlier this day, at daytime. Thirdly, they are quite far from the epicenter. A comparison between the UAM calculations results with the seismic origin electric currents switched on (Fig. 1c) and off (Fig. 1b) shows that these positive GIM-TEC disturbances are not associated with seismogenic currents. We suppose that these disturbances are related with the high geomagnetic activity. In this period the ring current heats the outer part of the Earth's plasmasphere. It results in the increase the downward diffusion plasma flows from the plasmasphere to the ionosphere. These fluxes create the positive GIM-TEC disturbances regions at the Northern hemisphere due to the larger O/N₂ ratio at the ionospheric F2-layer altitudes in winter in comparison with the summer hemisphere.

Conclusions

The study presents the numerical calculations results of the ionosphere effects created by the vertical electric currents of the seismic origin. Simulations using the 3D global first-principle Upper Atmosphere Model (UAM) are compared with the GIM-TEC data for the high geomagnetic activity period preceding the M6.7 earthquake in India on January 3, 2016. The simulations have reproduced the general behavior of the ionosphere after the main phase of the geomagnetic storm on January 1, 2016 in the form of the negative TEC disturbances propagating from the high latitudes, especially strong in the Southern (summer condition) hemisphere. It was shown that the seismogenic currents' effects (ionospheric precursors of earthquake) can be revealed on the background of the global geomagnetic disturbances. They are visible as the regions with the additional negative TEC disturbances formed on the Eastern side of the epicenter meridian and extending to the Western side, both in simulations and observations. It was found that the vertical electric field which is the sum of the electrostatic and dynamo origin plays a decisive role in the formation of the ionospheric precursors of earthquakes at the low latitudes. They are related with the upward electric field and corresponding westward component of the electromagnetic [$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$] drift.

Acknowledgements. The reported study was funded by RFBR according to the research project No. 16-35-00397 mol_a. Authors are thankful to the U.S. Geological Survey (<https://earthquake.usgs.gov/>) for the earthquakes list data, the International GNSS Service for providing GPS TEC data (<ftp://cddis.gsfc.nasa.gov>) and to the World Data Center for Geomagnetism at Kyoto University Japan for providing geomagnetic activity data (<http://swdcdwww.kugi.kyoto-u.ac.jp>).

References

- Hardy, D.A., Gussenhoven, M.S, Holeman, E. (1985). A statistical model of auroral electron precipitation. *Journal of Geophysical Research*. 90(5), 4229–4248. <http://dx.doi.org/10.1029/JA090iA05p04229>.
- Karpov, M.I., Namgaladze, A.A., Zolotov, O.V. (2013). Modeling of Total Electron Content Disturbances Caused by Electric Currents between the Earth and the Ionosphere. *Russian Journal of Physical Chemistry B*. 7, 594–598. <http://dx.doi.org/10.1134/S1990793113050187>.
- Namgaladze, A.A., Martynenko, O.V., Volkov, M.A., et al. (1998). High-latitude version of the global numerical model of the Earth's upper atmosphere. *Proceedings of the MSTU*. 1(2), 23–84.
- Namgaladze, A.A., Klimenko, M.V., Klimenko, V.V., et al. (2009). Physical Mechanism and Mathematical Modeling of Earthquake Ionospheric Precursors Registered in Total Electron Content. *Geomagnetism and Aeronomy*. 49 (2), 252–262. <http://dx.doi.org/10.1134/S0016793209020169>.
- Namgaladze, A.A., Förster, M., Prokhorov, B.E., et al. (2013). Electromagnetic Drivers in the Upper Atmosphere: Observations and Modeling. In: *The Atmosphere and Ionosphere Elementary Processes Discharges and Plasmoids Physics of Earth and Space Environments*, Springer. 55p. http://dx.doi.org/10.1007/978-94-007-2914-8_4.
- Namgaladze, A.A., Karpov, M.I. (2015). Conductivity and external electric currents in the global electric circuit. *Russian Journal of Physical Chemistry B*. 9(4), 754–757. <http://dx.doi.org/10.1134/S1990793115050231>.
- Sorokin, V.M., Hayakawa, M. (2013). Generation of seismic-related DC electric fields and lithosphere-atmosphere-ionosphere coupling. *Modern Applied Science*. 7(6), 1–25. <http://dx.doi.org/10.5539/mas.v7n6p1>.
- Zhang, X., Shen, X., Zhao, S., et al. (2014). The characteristics of quasistatic electric field perturbations observed by DEMETER satellite before large earthquakes. *Journal of Asian Earth Science*. 79, 42–52. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jseaes.2013.08.026>.

OBSERVATIONS BY PARTIAL REFLECTION RADAR IN TUMANNY DURING NOCTILUCENT CLOUDS

V.C. Roldugin, S.M. Cherniakov, A.V. Roldugin, O.F. Ogloblina

Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk, e-mail: rold_val@pgia.ru

Abstract. During appearance of noctilucent clouds on 12 August 2016 variations of the reflected ordinary wave amplitude at the frequency of 2.66 MHz of the partial reflection radar located at the Tumanny observatory (69.0°N, 35.7°E) were considered. The noctilucent clouds have been registered by the all sky camera in the Lovozero observatory (67.98°N, 35.08°E) with the time resolution of 30 s. They stretched from the northern to the southern horizon, moved in the southern direction, had wavy structures with the periods from 15 till 100 km. During the presence of the noctilucent clouds over the radar the Polar Mesospheric Summer Echoes at the heights of 83-86 km were recorded. Detailed analysis has revealed that for the Polar Mesospheric Summer Echoes appearance was not enough only existence of noctilucent clouds over the antenna, also heterogeneity of the noctilucent clouds was required. Polar Mesospheric Summer Echoes heights decreased with speeds of 0.5 and 1.3 m/s.

Introduction

One of the interesting geophysical phenomena in high latitudes is the Polar Mesospheric Summer Echoes (PMSE). It is defined as abnormally intensive reflections of sounding signals in summertime, May-August, at the heights of 80-90 km. Data of the partial reflection radar (PRR) of PGI at the Tumanny observatory at the frequency of 2.7 MHz have shown existence of the phenomenon in the short wave range [Vlaskov and Bogolyubov, 1998]. Authors have noted features of PMSE during the observations: the reflecting layers were thin and were most often at the heights of 84-87 km, they moved down with the speed of 0.3 m/s, and wave processes were observed in the reflecting layers. Almost all researchers of PMSE marked their connection with noctilucent clouds (NLCs): both phenomena were observed during the summer period, were at heights 80-90 km in the mesopause, were correlated with the decrease of temperature in the mesosphere. Long parallel observations of PMSE and NLCs are difficult since observations of the NLCs demand the clear sky and the Sun position must be lower than the horizon at about -5° - -10°. However before Stebel *et al.* [2000] have reported that sometimes PMSE were observed without NLCs, sometimes on the contrary. In the question of connection between NLCs and PMSE there is a lot of uncertainty. Therefore the researches of the received data by the partial reflection radar (PRR) of the Tumanny observatory (69.0°N, 35.7°E) of the Polar Geophysical Institute (PGI) during the 12 August 2016 and the NLCs event are of interest.

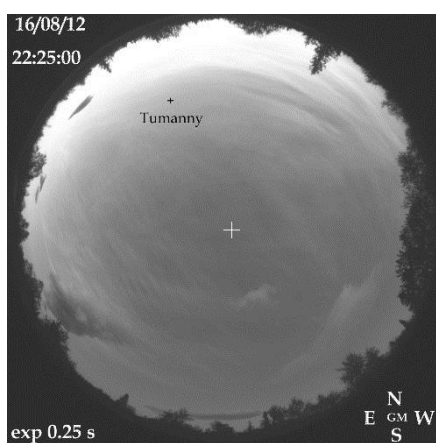


Figure 1. The picture of the Lovozero camera with NLCs. Date, time and orientation of the camera are specified. The layered structure in the north and gravity waves in the southeast is visible.

Equipment

In the summer of 2016 the patrol all sky camera of PGI for regular observations of aurora in the Lovozero observatory (67.98°N, 35.08°E) on the Kola Peninsula was upgraded. The camera has, in comparison with earlier operated one, increased angular and temporary resolutions and expanded dynamic range, provides formation of a color image. The device is created on the basis of the semi-professional A7S camera and fish-eye Nikon 8mm F2.8 Nikkor lens. The matrix consists of 4-pixel clusters in which two pixels work via the green filter (color channel G), one pixel works through blue filter (color channel B) and one pixel works through red filter (color channel R).

When NLCs were in the antenna directional pattern zone of PRR observations of the reflected signal amplitude of the ordinary wave have been executed. Radar transmitter power at the working frequency of 2.66 MHz was equal to about 60 kW, impulse duration was about 15 mcs. The antenna directional pattern was about 19×22°, its section at the height of 90 km had the linear size about 30 km. More detailed technical specification of the partial reflection facility is given in work [Tereshchenko *et al.*, 2003].

Expanded dynamic range of the used camera had allowed beginning observations at the zenith angle of immersion of the Sun lower -12° and more when the shadow was at the height over 100 km, and at the angle

-5° when the height of a shadow of only 50 km. NLCs are observed in high latitudes in the summer to the middle of August, but their detection in June or July is difficult because of the polar day. Auroral observations from the moment of immersion of the Sun below -12° near the zone of auroral observations begin at the end of August when NLCs are

already extremely rare. Therefore modernization of the patrol all sky camera and expansion of its dynamic range have allowed increasing the period of optical observations in the Lovozero observatory. Regular observations can be made since the beginning of August now that gives more opportunities to register NLCs appearance in high latitudes.

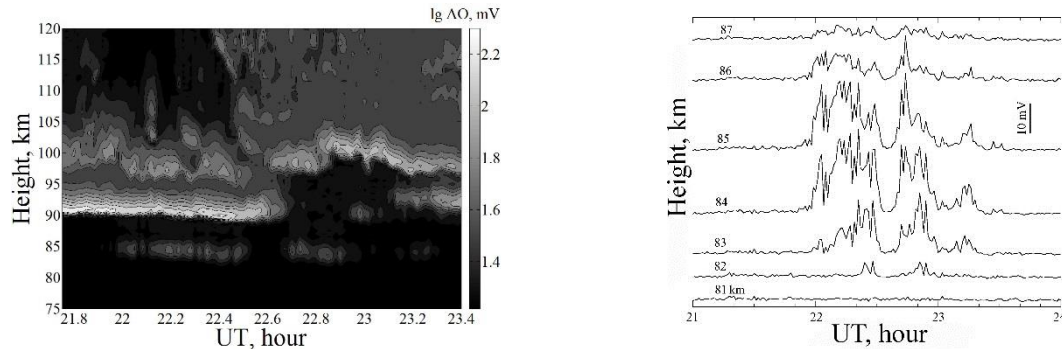


Figure 2. The ordinary wave amplitude of the radar (*left*) and its variations at different heights (*right*).

Data

In 2016 observations have been begun since August 1, time of observations was 2-3 hours in the first days. It was succeeded to record NLCs by the upgraded all sky camera at 8, 9 and 12 August 2016. Because of bad weather these observations there were not acceptable for detailed researches except only data for 12 August.

In Fig. 1 the shot of the all sky camera at 22:25:00 UT 12 August 2016 constructed using blue pixels is presented. The white cross is the zenith above the all sky camera, and black one is the zenith over the Tumanny observatory at the height of 84 km. It is visible that NLC were observed also in the neighborhood of the Tumanny observatory over PRR. Tropospheric clouds can be seen at the picture also. NLCs in this area have wavy structure, they are extended along the horizon. Other pictures show that NLCs move to the south - southwest direction. The characteristic distance between maxima of brightness is 50–100 km, and the speed is about 3-4 km/min at the height of 84 km. In the left bottom corner of the figure the wavy structure with the period about 20 km is visible.

During NLCs appearance records of ordinary wave amplitude of PRR have been received. The two-dimensional picture of the amplitude is presented on the left panel of Fig. 2. According to the all sky camera between 22:00 and 23:00 UT the area over the radar became covered by NLCs, and, during the same time interval, additional reflections at the heights about 82-87 km appeared. We connect the appearance of these sporadic reflections with NLCs. On the right panel the ordinary wave amplitudes for heights of 81-87 km are given; it is clearly visible that reflections happen, mainly, from the heights of 83-86 km and have sometimes quasiperiodic structures. The maximum amplitude is observed at the height of 84 km. For this reason when determining wavelength and speed of NLCs this height was accepted.

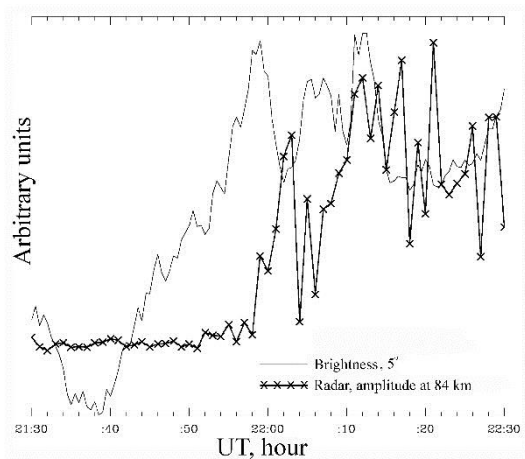


Figure 3. Sky luminescence variations in the circle with the radius of 5° above the radar (the simple line) and ordinary wave amplitude of the radar at the height of 84 km (the bold line with crosses).

The variations of sky intensity in the circle with the radius of 5° above the radar were calculated and the course of sky luminescence intensity in this area was drawn. In Fig. 3 sky luminescence intensity and ordinary wave amplitude during 21:30–22:30 UT are shown. At that time according to ascafilms NLCs were above the radar. As we can see from the figure, there is no good compliance between curves of luminescence and the reflected signal: the signal of the radar is late for 15–20 minutes after the photographic data show covering the chart of the antenna by NLCs.

According to ascafilms, before growth of amplitude of the radar there was a change of the NLCs form in the field of the chart of the antenna. In Fig. 4 parts of ascafilms for the moments 21:45, 21:53 and 22:00 UT are shown. Circular sections of the chart of the antenna at the height of 84 km are shown by lines. At 21:45 the area over the radar is covered with a uniform cloud, a veil on the standard classification, and the signal at this time reflected in the radar was at the quiet level. At 21:53 UT on northern border of the directional pattern appears wavy structure with wavelength about 15 km, and signal amplitude slightly increases. At 22:00 UT in the field of the directional pattern of the radar the NLCs are non-uniform, the dimensions of irregularities of NLCs are less than the

diameter of directional pattern and the radar signal considerably increases; the wavy structure was displaced to the right, to the west.

The amplitude of reflection, Fig. 2 (left), shows also little change of height of the maximum of "sporadic reflection". These layers are given in Fig. 5 in more detail. The shaped line has shown positions of the maximum of layers before and after the gap at 22:30–22:40 UT. The movement down of these layers in both cases and also quasiperiodic changes of amplitude of a signal are visible. Speeds on these two intervals aren't equal: before the gap it is equal to 0.5 m/s, and after the gap it is 1.3 m/s.

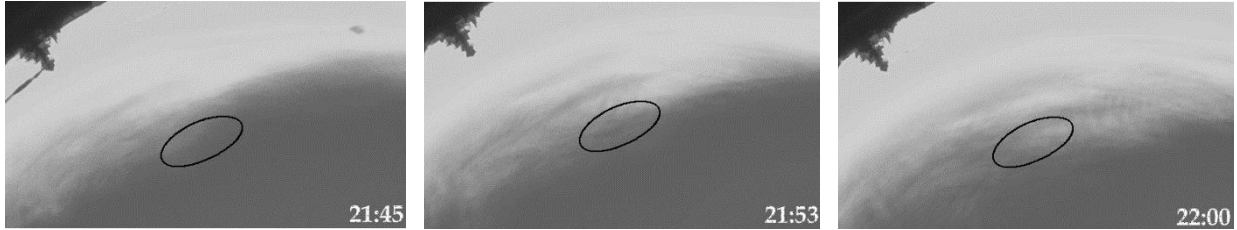


Figure 4. The northeast parts of ascafilms are given for three moments (UT). The lines have shown a circle with radius 10° at the height of 84 km over the radar.

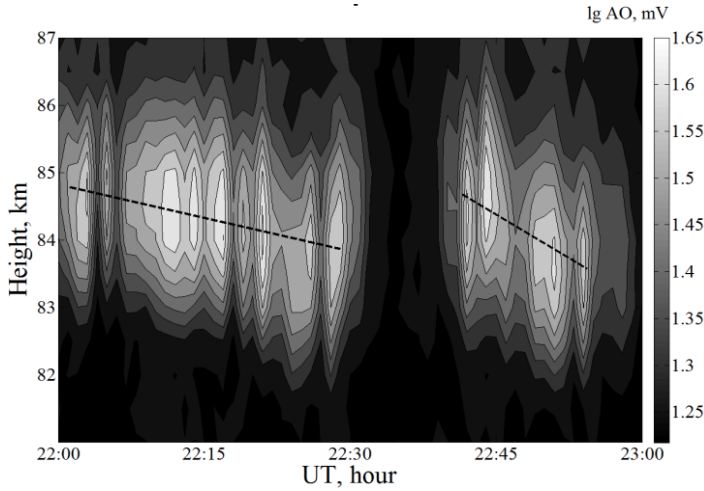


Figure 5. The ordinary wave amplitude at the heights of 81–87 km. The shaped line has shown the change of the amplitude maximum height.

In the Fig. 6a (left) the acoustic and Brunt-Väisälä periods for various heights in the atmosphere from [Knížová and Mošna, 2011] are shown. In the acoustic domain waves spread, which have only poor acoustic nature. In the gravity domain acoustic waves show presence of the gravity effect in their features. In the intermediate area these acoustic and acoustic-gravity waves are considerably weakened. On Fig. 6b (right) of spectral power density of ordinary wave amplitude for the considered period is given. It is visible that the amplitudes with the periods from 5 to 6.5 min are weakened. Thus in the range of the reflected ordinary wave amplitude it is possible to select areas with the periods less than 5 min (acoustic waves) and more than 6.5 min (acoustic-gravity waves or internal gravity waves).

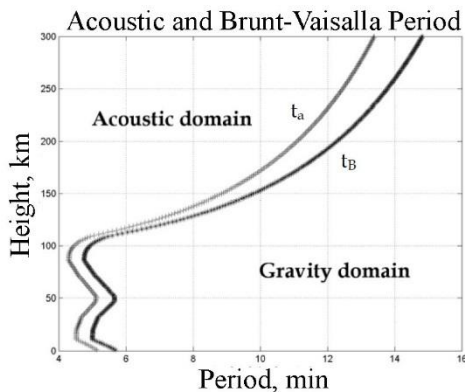


Figure 6a. Acoustic and gravity domains [Knížová and Mošna, 2011].

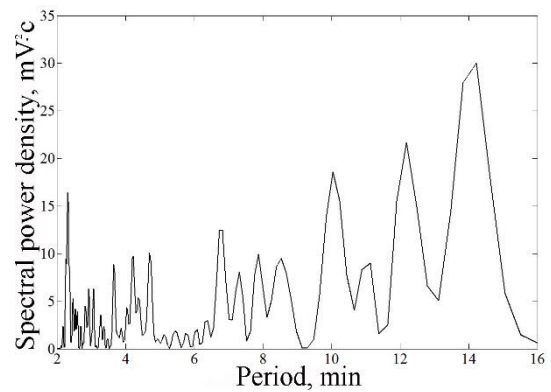


Figure 6b. Spectral power density of ordinary waves during sounding of NLCs.

In the Fig. 7 (above) the reflected ordinary wave amplitude at the height of 84 km is shown. Increasing of amplitude coincides with appearance of NLCs over the partial reflection radar. Comparison of the reflected ordinary wave amplitude with the wavelet-spectrum (Fig. 7 (down)) shows that increasing of the amplitude is connected with

appearance in the spectrum of the reflected signal of the acoustic wave periods (less 5 minutes).

Discussion

Advantage of photographic data is simplicity of detection of wavy structures and irregularities in NLCs. In our case on 12 August 2016 waves and thin structures of NLCs took place practically all the time, as examples see Fig. 1 and 4. The absence of PMSE and increase in the signal amplitude of the radar during NLCs can be explained with uniformity of NLCs within the directional pattern: for appearance of radio reflection heterogeneity of electron concentration or density of the charged aerosols are necessary. Increasing of the reflected ordinary wave amplitude could be caused by appearance over the radar irregularities of reflected structures. The reflections could have not partial reflection nature but poor radar reflections caused by structures of NLCs. The structures could be created by acoustic waves with periods less 5 minutes during acoustic compression and rarefaction effects. Gravity waves have the feature of buoyancy and only move the atmosphere layers without sufficient changing of their properties. In this case received reflection is at low level.

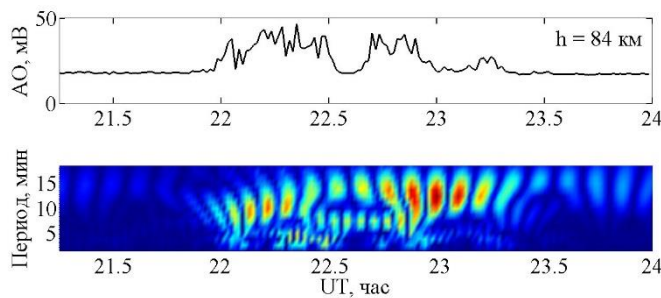


Figure 7. Amplitude of the reflected ordinary wave (*above*) and its wavelet-spectrum (*below*).

the night peak of activity of the meteor shower Perseid was observed at 12-13 August 2016. The formula for the speed of falling of the meteoric dust surrounded by the ice cover was offered in [Roldugin et al., 2000], and assessment by it gives the size of 0.2 m/s. The dispersion from 0.14 to 1.3 m/s can be caused by different parameters of meteor dust and/or the size of aerosols.

We think that the reason of uncertainty of interpretations of connection of NLCs and PMSE is obscurity of the nature and dynamics of the particles responsible for both phenomena.

Summary

On 12 August 2016 over the Tumanny observatory the all sky camera of the Lovozero observatory observed NLCs. Presence of NLCs over the partial reflection facility has caused increase in amplitudes of ordinary and unusual waves at the heights of 82-87 km. In photos of NLCs of the all sky camera the wave structure of clouds was clearly seen. The similar wave structure was visible also in behavior of amplitudes of the reflected ordinary wave. We connect change of amplitude of the reflected signal with passing of NLCs over the partial reflection facility. Heterogeneity of NLCs within the antenna directional pattern which was caused by both acoustic and acoustic-gravity waves, and thin structures of NLCs were necessary for appearance of radio reflection. The reason of the observed vertical movements down with speeds of 0.5 m/s and 1.3 m/s is falling of the ice aerosols formed around particles of meteoric dust. Joint observation of the all sky camera and the partial reflection facility give possibility to estimate heights and thickness of NLCs and also periodic structure of NLCs.

References

- Knížová, P. K., Mošna Z. Acoustic-Gravity Waves in the ionosphere During Solar Eclipse Events // *Acoustic Waves – From Microdevices to Helioseismology* / Ed. by Prof. Marco G. Beghi. P. 303-320. InTech. 652 p. 2001.
- Roldugin V.C., Kirkwood S., Maltsev Yu. P., Galakhov A.A. EISCAT radar reflection from the vicinity of a noctilucent cloud // *Phys. and Chem. of Earth, part B*. V. 25. N. 5-6. P. 507-509. 2000.
- Roldugin V.C., Tereshchenko V.D., Vasiljev Ye.B., Kirkwood S. Observations by partial reflection radar during noctilucent cloud appearance // *Physics of auroral phenomena. Proceedings of the XXIII Annual Seminar*. Apatity. P. 86-89. 2001.
- Stebel K., Barabash V., Kirkwood S., Siebert J., Fricke K. Polar mesosphere summer echoes and noctilucent clouds: Simultaneous and common-volume observations by radar, lidar and CCD camera // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. P. 661-664. 2000.
- Tereshchenko V.D., Vasiljev E.B., Ovchinnikov N.A., Popov A.A. Medium wave radar of Polar Geophysical Institute for research of the lower ionosphere. Technical equipment and techniques of geophysical experiment. Apatity: KSC RAS, PGI. P. 37-46. 2003. (in Russian)
- Vlaskov V.A., Bogolyubov A.A. Observation of Polar Mesospheric Summer Echoes with partial reflection radar // *Bulletin MSTU*. V. 1(2). P. 3-22. 1998. (in Russian)

MULTI-COLOR PHOTOMETRY OF TWILIGHT SKY BACKGROUND USING RGB ALL-SKY CAMERAS: MICROPHYSICAL INVESTIGATIONS OF AEROSOL IN MIDDLE AND UPPER ATMOSPHERE

O.S. Ugolnikov¹, I.A. Maslov¹, A.V. Roldugin², S.V. Pilgaev², A.A. Galkin²

¹Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

e-mail: ougolnikov@gmail.com

Abstract. We consider the possibilities of three-color (RGB) photometry of twilight background by all-sky cameras for study of microphysical properties of aerosol particles in stratosphere and mesosphere of Earth. Background stratospheric aerosol causes the effect of sky reddening in the dusk area during the light stage of twilight. Measurements conducted during spring and summer of 2016 near Moscow allow finding the size distribution of stratosphere aerosol particles. The same was done for particles of polar mesospheric (or noctilucent) clouds during their display in August 2016 at Lovozero station. The results are in good agreement with the data of direct, lidar and satellite measurements. The method suggested here seems to be simplest and most effective for systematic measurements of aerosol properties in middle and upper atmosphere.

In a present time, a large number of all-sky color cameras is installed in high latitudes for regular aurora monitoring. They operate during the night. However, their work period can be expanded to the twilight, that can be effective for middle and upper atmospheric research. Climate changes observed in mesosphere during recent decades are most sufficient in polar latitudes [Beig *et al.*, 2003]. Negative trend of summer temperature leads to the increase of frequency of appearance of polar mesospheric clouds (or noctilucent clouds, NLC). Anthropogenic sulfur dioxide emission is considered as possible reason of increase of background stratospheric aerosol observed at the altitudes around 20 km even in the case of volcanic-free periods [Solomon *et al.*, 2011].

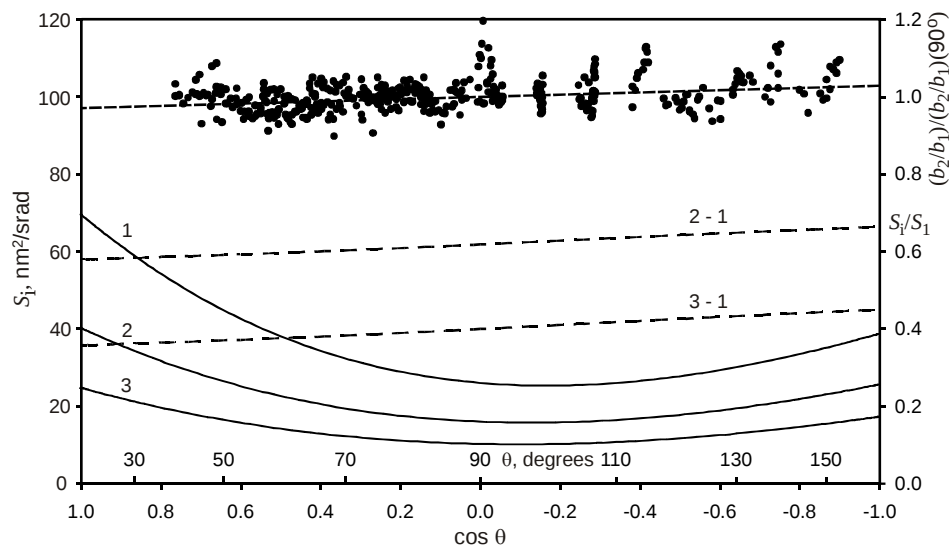


Figure 1. Mie scattering functions S of sphere with radius 60 nm for wavelengths 463 (1), 526 (2), and 590 nm (3), and their ratio. The observational ratio of NLC scattering for bands 1 and 2, b_2/b_1 (single image) is shown in the top, normalized by $b_2/b_1(90^\circ)$ for convenience.

Aerosol particles scatter the solar radiation. This effect is mostly noticeable during the twilight, when lower dense atmospheric layers are immersed in the Earth's shadow. Stratospheric aerosol reveals itself during the light stage of twilight (solar zenith angles 92° - 94°), noctilucent clouds are seen during the darker stages (solar zenith angles 96° - 98°). Aerosol scattering is seen on the background of single and multiple scattering of solar radiation in the atmosphere. Spectral properties of aerosol component differ from the ones of twilight background. This is related with physical characteristics of scattering on aerosol particles described by Mie theory and also with different conditions

of solar illumination (the last is the reason of red color of tropospheric clouds at the sunset). These effects also depend on the sky point and scattering angles. Basing on this effects, aerosol scattering can be separated in studied in all-sky RGB-images.

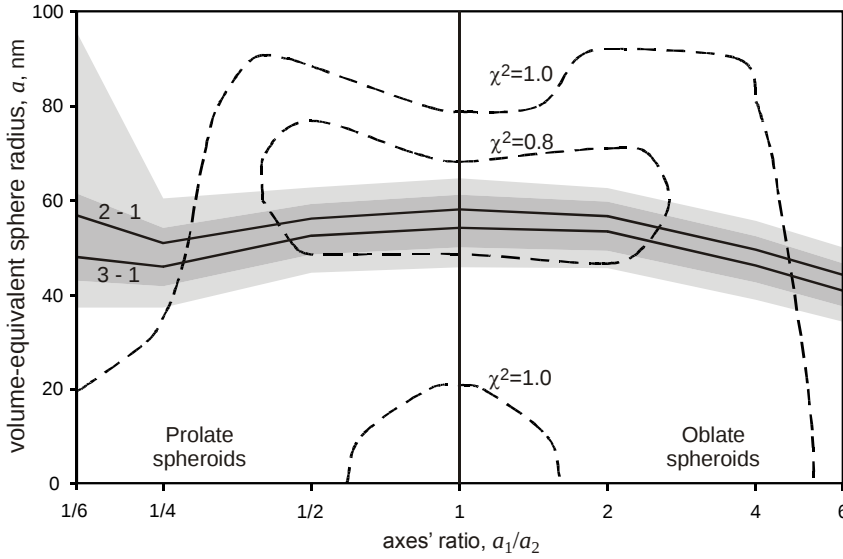


Figure 2. Possible values of volume-equivalent radius and axes' ratio of ice spheres and spheroids basing on polarization (dashed lines) and color analysis (comparison of NLC in wavelengths 2-1 and 3-1, see Fig. 1).

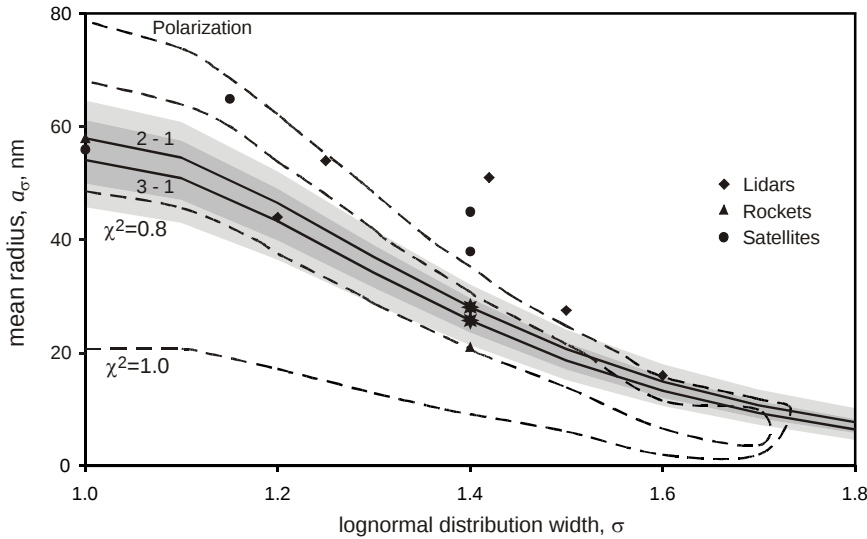


Figure 3. Possible parameters of lognormal size distribution of spherical particles of NLC. The results of this work are shown by bold lines and error areas (the same wavelengths 1, 2 and 3 as in Figs. 1-2). Dashed lines correspond to polarization analysis.

Noctilucent clouds are formed of water ice at the temperatures below 150 K in upper mesosphere (80-90 km). The condensation nuclei are hydrate ions [Witt, 1969] or fragments of meteor particles moderated in the same atmospheric layer [Hunten *et al.*, 1980]. NLC particles consist of tiny ice particles with scattering properties close to Rayleigh law ($\sim \lambda^{-4}$), that explains their color. However, the color ratio of scattering coefficients slightly depend on scattering angle θ . As we can see in Fig. 1, this dependence is close to linear by $\cos \theta$. To fix this effect, NLC must be observed in the most part of the sky, including the dusk-opposite part. These bright clouds were observed at August, 12, 2016, by all-sky RGB-camera in Lovozero station (68.0°N, 35.1°E). We should note that it happened less than one day after Perseid meteor shower maximum. Increased level of dust in mesosphere in the same season was fixed earlier by polarization measurements [Ugolnikov and Maslov, 2013, 2014].

As we see in upper panel of Fig. 1, color ratio of NLC light scattering actually turns red from dusk area to the opposite sky part. This effect is also influenced by the conditions of solar illumination, absorption by stratospheric ozone in Chappuis bands. Procedure of separation of twilight background and analysis of NLC light scattering is described in details in [Ugolnikov *et al.*, 2017]. Results are shown in Figs. 2 and 3. Analysis of monodisperse models of spherical and non-spherical particles is performed in Fig. 2 in comparison with polarization analysis [Ugolnikov *et al.*, 2016ab]. Good agreement is clearly seen, effective size of monodisperse ice particle in NLC is close to 60 nm.

Possible parameters of lognormal size distribution of NLC spherical particles are shown in diagram in Fig. 3 in comparison with polarization measurements [Ugolnikov *et al.*, 2016ab] and recent lidar, rocketborne and satellite data (see references in [Ugolnikov *et al.*, 2017]). Agreement is seen again; if we assume that particles have a lognormal

size distribution with width $\sigma=1.4$ [Von Savigny and Burrows, 2007], than mean particle radius will be close to a half of monodisperse value, being equal to 30 nm (asterisks in Fig. 3).

Stratospheric aerosol layer [Junge et al., 1961] appears at the altitudes about 20 km and consists of sulfur acid droplets [Rosen, 1971]. The number and size of particles sufficiently increase after volcanic eruptions, when large amount of sulfur dioxide is emitted to the stratosphere. However, aerosol is also found in the stratosphere during volcanically-quiet period. Stratospheric aerosol particles are larger than the ones on NLC, they have weaker wavelength dependence of scattering. This leads to red excess of light scattered by these particles on the background of Rayleigh and multiple scattering. Effect gets stronger in dusk area, since aerosol particles scatter most part of radiation in a forward direction.

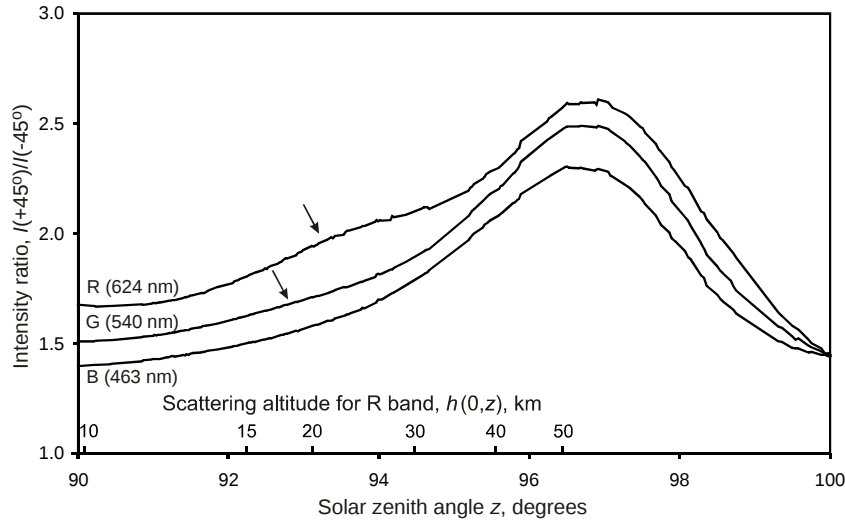


Figure 4. Twilight sky brightness ratio in symmetric points of solar vertical (evening twilight of March, 27, 2016). Arrows show the effect of aerosol scattering in stratosphere.

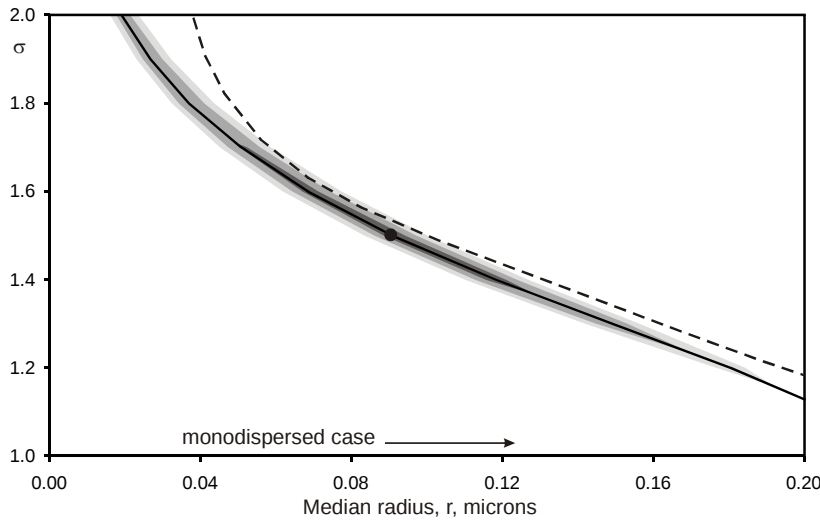


Figure 5. Retrieved characteristics of particle log-normal size distribution: solid line and gray areas (single, double and triple error) - twilight analysis (the same date as in Fig. 4), 21.4 km, dashed line - [Bourassa et al., 2008].

During spring and summer 2016, all-sky RGB-photometry was conducted near Moscow (55.2°N, 37.5°E). Fig. 4 shows the behavior of brightness ratio in symmetrical solar vertical points (zenith angle 45°) during the evening twilight of March, 27, 2016. This value was described in [Ugolnikov, 1999]. It increases from the sunset to the deep stage of twilight (solar zenith angle 97°) due to increasing difference of effective single scattering altitudes in these solar vertical points. During the even darker stage brightness asymmetry disappears, as the single scattering fades on the background of multiple scattering.

Effects noted above are observed for all spectral bands. However, additional dusk excess of brightness is seen for R channel at solar zenith angle about 93° (arrow in Fig. 4), it corresponds to effective scattering in the Junge layer. Analysis of sky color behavior in a solar vertical during the twilight performed in [Ugolnikov and Maslov, 2017] allowed studying the size distribution of sulfur acid droplets. The diagram analogous to NLC in Fig. 3 is shown in Fig. 5 in comparison with space limb measurements [Bourassa et al., 2008]. The range of possible parameters is a thin line, that is typical for such particles. Fig. 6 shows the vertical profile of mean radius with assumed size

distribution width. The results of RGB-photometry are close to the satellite values again, however, twilight profile is smoothed due to the thickness of effective scattering layer during the twilight.

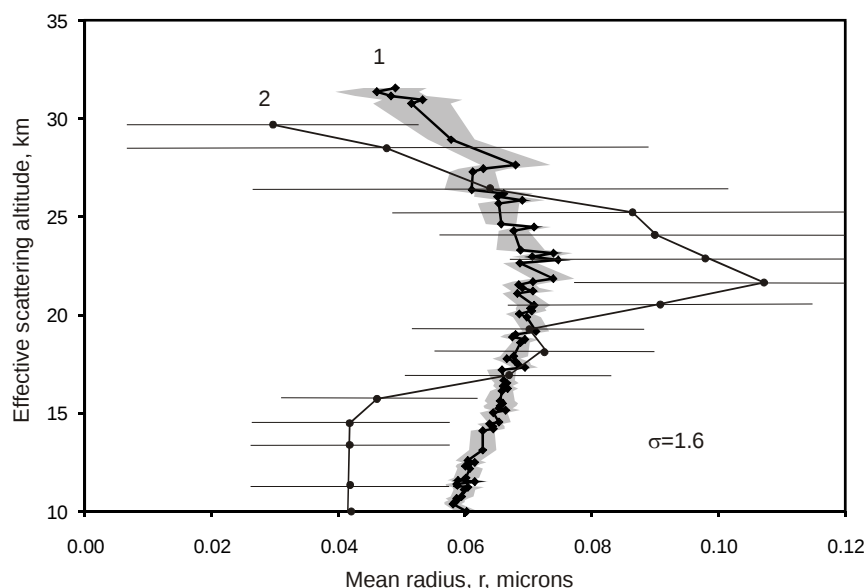


Figure 6. Vertical profiles of mean particle radius, 1 - this work, the same twilight as in Figs. 4-5, 2 - [Bourassa et al., 2008].

Methods of aerosol microphysical study described here are planned to be used during continuous all-sky survey by color cameras in different locations.

Acknowledgements. The work is supported by Russian Foundation for Basic Research, grant No. 16-05-00170-a.

References

- Beig, G., et al. Review of Mesospheric Temperature Trends // *Rev. Geophys.* 41(4), 1015-1055, 2003.
- Bourassa, A.E., Degenstein, D.A., Llewellyn, E.J. Retrieval of stratospheric aerosol size information from OSIRIS limb scattered sunlight spectra // *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 8, 4001-4016, 2008.
- Hunten, D.M., Turco, R.P., Toon O.B. Smoke and Dust Particles of Meteoric Origin in the Mesosphere and Stratosphere // *J. Atmos. Sci.* 37, 1342-1357, 1980.
- Junge, C.E., Changnon, C.W., Manson, J.E. Stratospheric aerosols // *J. Meteorol.* 18, 81-108, 1961.
- Rosen, J. M. The boiling point of stratospheric aerosols // *J. Appl. Meteorol.*, 10, 1044-1046, 1971.
- Solomon, S., Daniel, J.S., Neely, R.R. III, Vernier, J.-P., Dutton, E.G., Thomason, L.W. The persistently variable "background" stratospheric aerosol layer and global climate change // *Science*, 333, 866-870, 2011.
- Ugolnikov, O.S. Twilight Sky Photometry and Polarimetry: The Problem of Multiple Scattering at the Twilight Time // *Cosmic Research.* 37, 159-166, 1999.
- Ugolnikov O.S., Maslov I.A. Summer mesosphere temperature distribution from wide-angle polarization measurements of the twilight sky // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 105-106, 8, 2013.
- Ugolnikov, O.S., Maslov, I.A. Mesosphere light scattering depolarization during the Perseids activity epoch by wide-angle polarization camera measurements // *Plan. Space Sci.* 92, 117-120, 2014.
- Ugolnikov O.S., Maslov I.A., Kozelov B.V., Dlugach J.M. Noctilucent Clouds Polarimetry: Twilight Measurements in a Wide Range of Scattering Angles // *Planetary and Space Science*, 125, 105-113, 2016a.
- Ugolnikov O.S., Maslov I.A., Kozelov B.V., Kirillov V.I. Middle and Upper Atmosphere of Earth: Cold Layers and High Clouds // "Physics of Auroral Phenomena", *Proc. XXXIX Annual Seminar, Apatity*, 142-145, 2016b.
- Ugolnikov O.S., Galkin A.A., Pilgaev S.V., Roldugin A.V. Noctilucent Cloud Particle Size Determination based on Multi-Wavelength All-Sky Analysis // *J. Geophys. Res.*, 2017 (in press), e-print <http://arxiv.org/abs/1611.00073>.
- Ugolnikov O.S., Maslov I.A. Background Stratospheric Aerosol Investigations Using Multi-Color Wide-Field Measurements of the Twilight Sky // *Cosmic Research*, 2017 (in press), e-print <http://arxiv.org/abs/1607.02597>.
- Von Savigny, C., Burrows, J.P. Latitudinal variation of NLC particle radii derived from northern hemisphere SCIAMACHY/Envisat limb measurements // *Adv. Space Res.* 40, 765-771, 2007.
- Witt, G. The nature of noctilucent clouds // *Space Research IX*, 157-169, 1969.

КОРРЕКЦИЯ МОДЕЛИ NeQuick В ВЫСОКОШИРОТНОМ РЕГИОНЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ НАКЛОННОГО ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ

Д.С. Котова^{1,2}, В.Б. Оводенко^{1,3}, Ю.В. Ясюкевич⁴, М.В. Клименко^{1,2}, А.А. Мыльникова⁴,
А.Е. Козловский⁵

¹Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Калининград, e-mail: darshu@yandex.ru, maksim.klimenko@mail.ru

²Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград

³ОАО «Научно-производственный комплекс «Научно-исследовательский институт дальней радиосвязи», Москва, e-mail: ovodenko@gmail.com

⁴Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, e-mail: yasukevich@iszf.irk.ru, manna@mail.iszf.irk.ru

⁵Геофизическая обсерватория Соданкюля, г. Соданкюля, Финляндия, alexander.kozlovsky@oulu.fi

Аннотация. Представлены результаты коррекции эмпирической модели ионосферы NeQuick по данным наклонного полного электронного содержания (ПЭС) для трассы Ловозеро – Соданкюля для четырех выбранных дней 2014 года: 22.03, 22.06, 22.09 и 18.12. Проведено сравнение результатов коррекции модели с данными наблюдений станции вертикального зондирования в Соданкюля по критической частоте слоя F2. Улучшения модельных расчетов после коррекции получены для весеннего равноденствия (за исключением ночных условий), а также для ночных и вечерних условий 18 декабря. В дни осеннего равноденствия и летнего солнцестояния коррекция привела к ухудшению модельного описания. Проведено исследование зависимости плазмосферного и ионосферного электронного содержания (ЭС) от Rz12 для дневных и ночных условий. Днем плазмосферное ЭС с ростом индекса солнечной активности возрастает, ночью в марте и декабре при увеличении солнечной активности увеличивается ПЭС, но не плазмосферное ЭС. Это указывает на проблему модели NeQuick в описании зависимости от солнечной активности высотного профиля электронной концентрации выше максимума F2 слоя.

Введение

Данные глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) активно используются как для исследования ионосферы, так и в последнее время для проведения коррекции параметров ионосферных моделей [Ясюкевич и др., 2017; Maltseva et al., 2012; Migoya-Orué et al., 2015]. В работе [Ovodenko et al., 2015] представлены результаты коррекции международной справочной модели IRI-2007 для среднеширотного региона (Калининград), которые показали ее эффективность, в том числе для задачи восстановления критической частоты F2 слоя, $foF2$. Однако вопрос эффективности предложенной методики адаптации эмпирических моделей ионосферы в условиях высоких широт все еще изучен и проработан недостаточно. В настоящей работе представлено исследование предложенного для высокоширотного региона метода коррекции, а также его дальнейшее развитие, которое заключалось в снятии программного ограничения в NeQuick [Nava et al., 2008] на предельное значение управляющего параметра модели Rz12, диапазон изменения которого находился в пределах от 0 до 150.

Выбор области обусловлен сложностью физики высокоширотной и авроральной ионосферы, а также малым количеством инструментария для ее исследования. Существует и ряд проблем при использовании данных GPS/ГЛОНАСС для расчета полного электронного содержания в этом регионе. В работе [Themens et al., 2014] показано, что использование GPS/ГЛОНАСС в полярных областях затруднено, т.к. значения дифференциальных кодовых задержек, оцениваемые несколькими научными центрами, не корректны. В результате этого, для использования данных полного электронного содержания (ПЭС) в полярных регионах необходимо проведение дополнительных исследований.

Постановка задачи

Коррекция эмпирической модели ионосферы заключается в минимизации невязки между экспериментальными данными абсолютного ПЭС, получаемыми с помощью ГНСС, и модельными расчетами ПЭС для той же геометрии зондирования [Ovodenko et al., 2015; Ясюкевич и др., 2017]. Для исследований в высокоширотном регионе методика была разделена на два этапа. На первом этапе происходит коррекция модели с использованием данных от спутников, угол места которых выше 45° без ограничения по азимуту. Для каждого углового направления на спутник рассчитывается значение ПЭС по модели и вычисляется

невязка между измеренным и модельным ПЭС. Далее рассчитывается сумма квадратов невязок. Изменяя значение $Rz12$, корректируется модельное ПЭС и пересчитывается невязка. Второй этап аналогичен первому, за исключением селекции спутников по азимуту и углу места. В азимутальном направлении выделяется 18 подсекторов по 20° каждый. В каждом подсекторе отбираются спутники с углом места менее 45° . Результатом коррекции является массив значений $Rz12$ для каждого азимутального сектора. Были проведены расчёты, направленные на проверку гипотезы о возможности восстановления $foF2$ по данным ПЭС. Для этого из результатов коррекции были отобраны азимутальные направления, соответствующие трассе Ловозеро-Соданкюля. По скорректированным значениям $Rz12$ в модели NeQuick рассчитывалось значение $foF2$, которое сопоставлялось с измеренным значением по ионозонду.

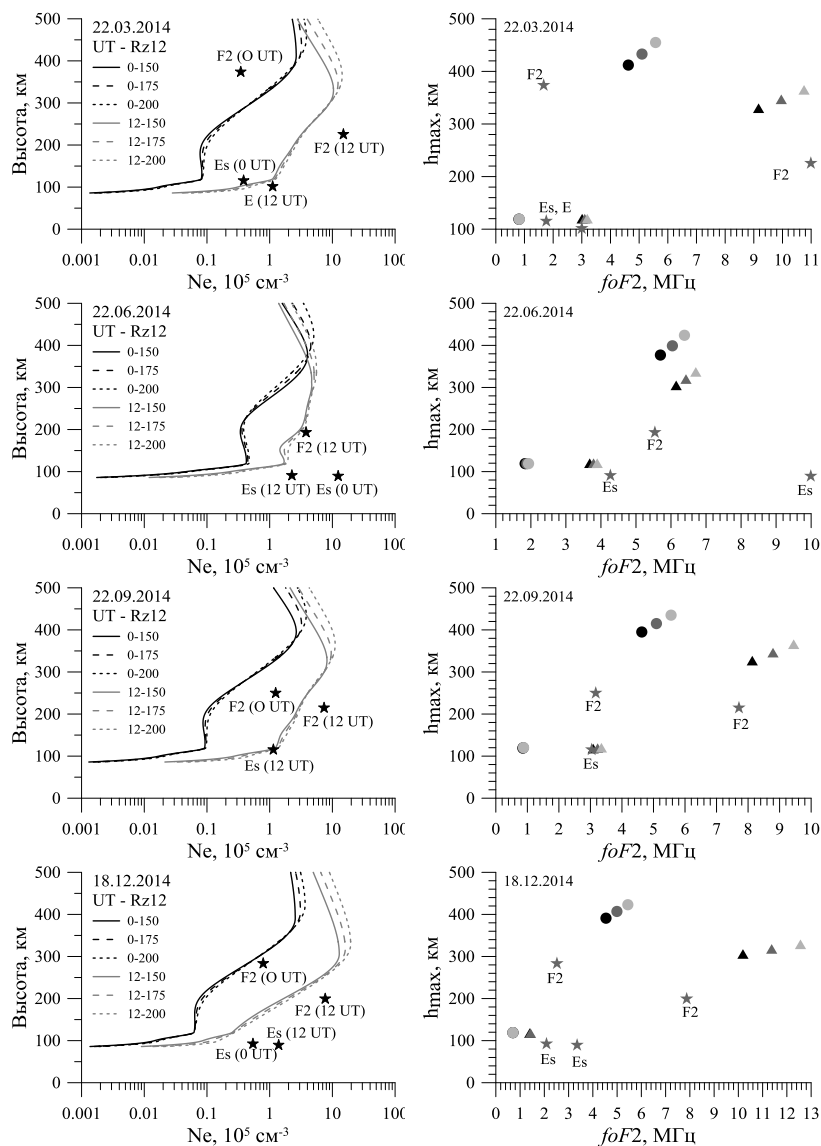


Рисунок 1. Слева показаны профили электронной концентрации по модели NeQuick для 0 и 12 UT для 22.03., 22.06., 22.09. и 18.12.2014 г. над обсерваторией Соданкюля при разных значениях $Rz12$ (150 – сплошная линия, 175 – штриховая и 200 – пунктирная) черным цветом для ночных (0 UT или 3 LT) и серым цветом для дневных (12 UT или 15 LT) условий. Справа для тех же условий представлено поведение параметров F и E слоев (критические частоты и высоты максимума). В ночных условиях результаты представлены кружками, в дневных – треугольниками. Черному цвету соответствует $Rz12 = 150$, серому – 175, светло-серому – 200. На рисунках звездочками показаны данные ионозонда в Соданкюля.

Результаты

Для проверки результатов коррекции модели использовались данные ионозонда высокоширотной геофизической обсерватории Соданкюля (SOD). Расчеты проводились для дней весеннего и осеннего равноденствия и летнего солнцестояния: 22 марта, 22 июня, 22 сентября 2014 г., а также для 18 декабря. Этот год соответствовал среднему уровню солнечной активности, дни – магнитоспокойным: Кр индекс не превышал 3, Dst – -10 нТ. Для исследования были отобраны данные ПЭС на станции Ловозеро с промежутком 2 часа.

Убрав программное ограничение на $Rz12$ в модели NeQuick, мы построили для различных сезонов зависимость профиля электронной концентрации от значения $Rz12$ (рис. 1) для дневных и ночных условий. Также для проведения сравнения мы отметили данные наблюдений параметров слоев F и E (высоты максимума и критической частоты). Как видно из рис. 1, модель NeQuick не описывает корректно высотную структуру электронной плотности высокоширотной ионосферы: 1) высота максимума $F2$ слоя в результате модельных расчетов располагается в дневных условиях на 100 км выше, чем в эксперименте, в ночных условиях на ~ 30-130 км выше; 2) днем 22.03. критическая частота $F2$ слоя приближается к наблюдаемой при увеличении $Rz12$ (до значения 200), в остальных месяцах модельная $foF2$ больше наблюдаемой; 3) в ночных условиях критическая частота много больше (порядка 2-3 МГц) наблюдаемой в F области и меньше в E слое на ~ 1 МГц.

После снятия ограничения на $Rz12$ были проведены расчеты по методике, описанной выше, для

приемника ГНСС в Ловозеро (LOZ). Был получен массив новых значений $Rz12$ и, выбрав сектор с азимутальным направлением LOZ→SOD, было проведено сравнение модельных расчетов суточного хода $foF2$ с данными наблюдений в Соданкюля (рис. 2). Если на втором этапе коррекции в азимутальном секторе отсутствовали данные для проведения процедуры минимизации невязки, то в расчетах используется $Rz12$, полученный после первого этапа коррекции. Из результатов видно, что коррекция привела к улучшению для 22 марта, причем результаты после первого этапа коррекции ближе к эксперименту, чем после второго. В остальные месяцы коррекция не привела к улучшению, а наоборот ухудшила модельное описание. Исключение составляет декабрь, когда в ночные и вечерние часы достигнуто улучшение после процедуры коррекции модели, а в дневные – ухудшение модельных расчетов после коррекции по сравнению с расчетами без нее. Можно отметить, что в полученных результатах второй этап коррекции в основном еще больше увеличивает отклонение модельной $foF2$ от наблюдаемой.

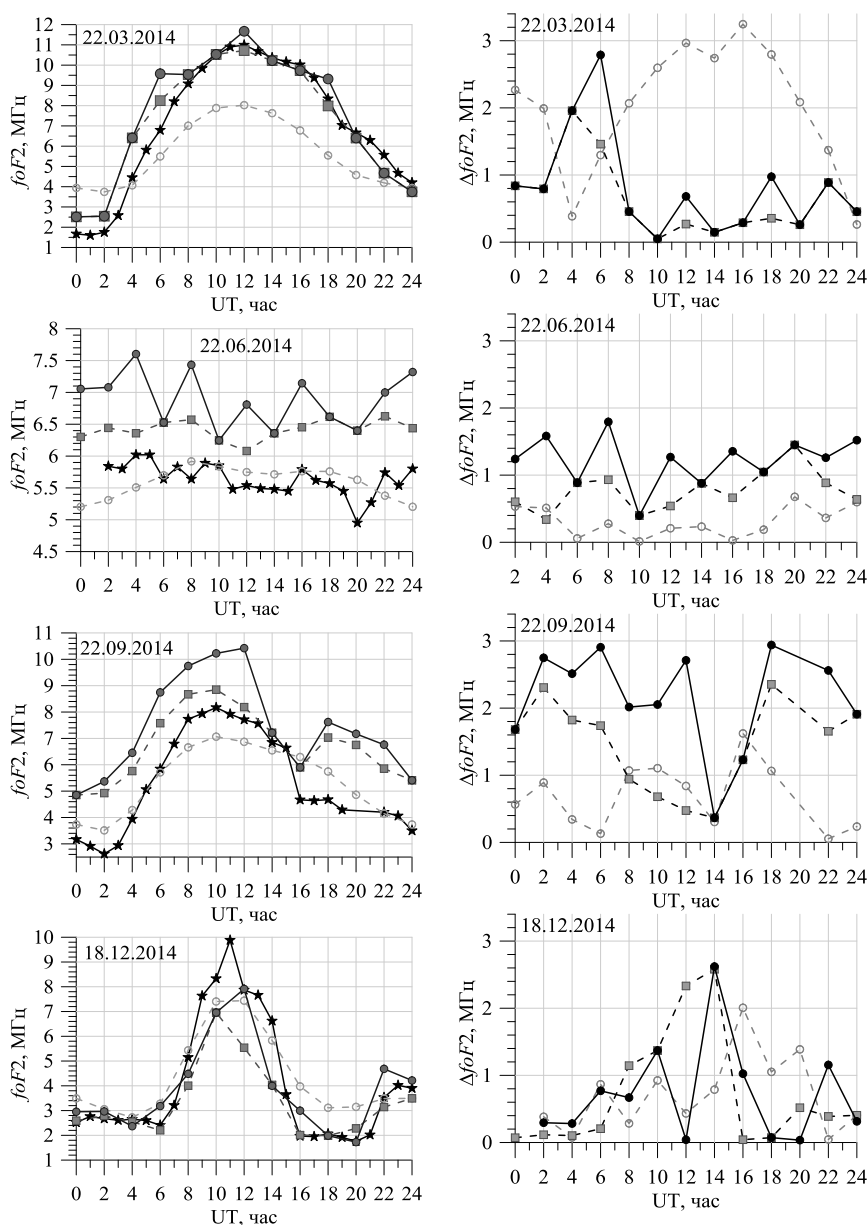


Рисунок 2. Слева представлены графики $foF2$ по данным наблюдений (черные звездочки) и в результате модельных расчетов (кружки и квадраты) в Соданкюля. Серые полые кружки и пунктирная линия соответствуют расчетам с прогнозным $Rz12$, серые квадраты и черная пунктирная линия – первому этапу коррекции, серые кружки и сплошная черная линия – второму. Справа в тех же обозначениях показано абсолютное отклонение модельной критической частоты $foF2$ от наблюдаемой в Соданкюля.

На рис. 3 построена зависимость электронного содержания в интервалах высот 80-20000 км (ПЭС) и 700-20000 км (плазмосферное электронное содержание (плазмосферное ЭС)) от $Rz12$. Видно, что днем

плазмосферное ЭС с ростом индекса солнечной активности возрастает, что соответствует общепринятым представлениям. В ночном же секторе для марта и декабря при увеличении солнечной активности увеличивается ПЭС, но не плазмосферное ЭС. Это указывает на проблему модели NeQuick в описании зависимости от солнечной активности высотного профиля электронной концентрации выше максимума $F2$ слоя. Предварительный анализ показал, что чем больше плазмосферный вклад, тем лучше работает корректировка (см. результаты для марта и декабря). Это значит, что учет плазмосферы в ПЭС важен для работы алгоритмов коррекции моделей ионосферы.

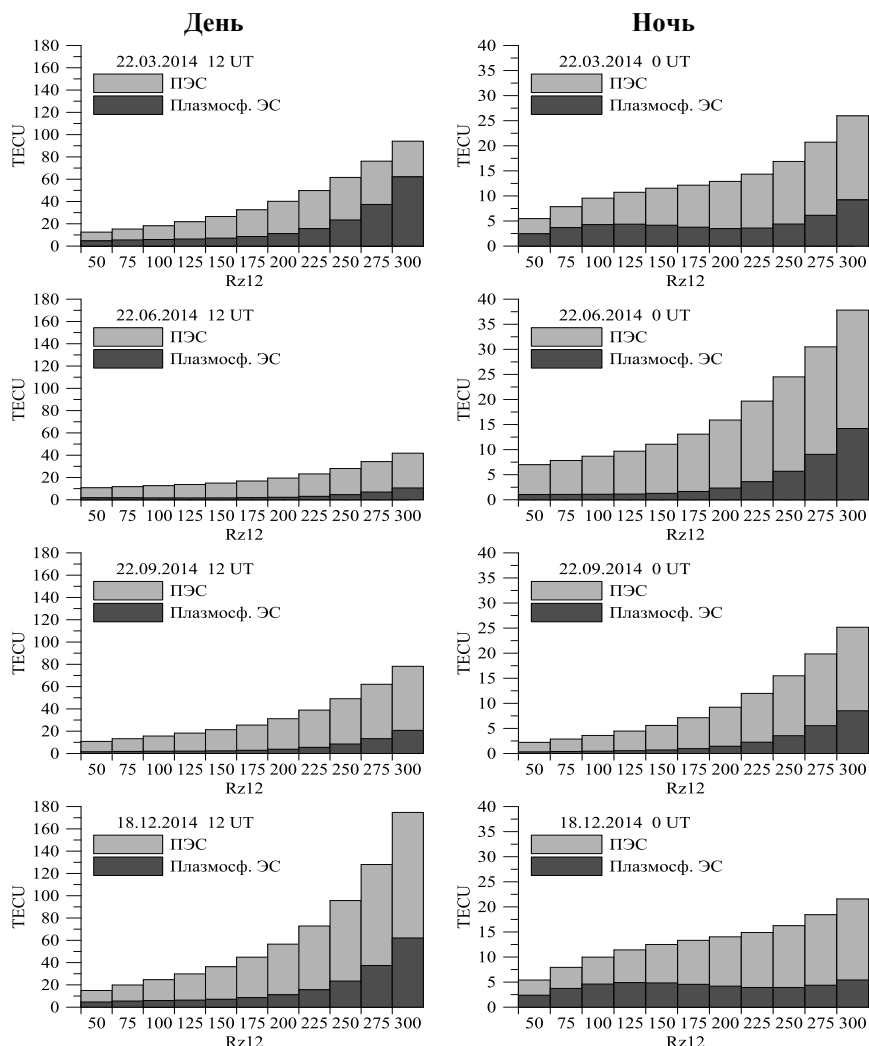


Рисунок 3. Вертикальный ПЭС над станцией Ловозеро в интервале высот от 80 до 20000 км (светло-серые столбцы) и в интервале 700-20000 км (плазмосферное ЭС, темно-серые столбцы) для разных значений $Rz12$ для дневных условий слева и ночных – справа.

Одной из причин, по которой коррекция не привела к уменьшению $foF2$, может быть некорректное описание моделью NeQuick профиля электронной плотности ионосферы. В то время как коррекция направлена на уменьшение невязки ПЭС за счёт подбора $Rz12$, этот подход может быть не оправдан для восстановления $foF2$. Для проведения дальнейших исследований мы планируем использовать данные ПЭС, полученные на станции Соданкюля, а также провести сопоставление результатов коррекции с данными профиля электронной плотности, полученного на радаре некогерентного рассеяния EISCAT.

Заключение

В данной работе были проведены расчёты по коррекции модели ионосферы и проверка эффективности этой коррекции для задачи восстановления $foF2$. Проведенная коррекция модели NeQuick в высокоширотном регионе вблизи Соданкюля и Ловозеро привела к улучшению описания моделью среды для условий весеннего равноденствия в дневных условиях и к ухудшению в ночных. В декабре наоборот наблюдается улучшение в ночном и вечернем секторе и ухудшение модельного описания среды в дневном.

В остальные месяцы коррекция привела к ухудшению результатов (ошибка порядка 3 МГц). Показано, что высотный профиль электронной концентрации в модели NeQuick корректно не описывает реальное состояние для выбранных дней. Кроме того, недооцененный вклад плазмосферы в ПЭС (например, для летнего солнцестояния) приводит к значительным ошибкам в F области после проведения процедуры уменьшения невязки между экспериментальным и модельным значением ПЭС.

Необходимо с помощью экспериментальных данных плазмосферного ЭС провести проверку модели NeQuick на правильность описания плазмосферы. Мы планируем провести дальнейшие исследования по данному направлению и привлечь данные ПЭС на станции Соданкюля.

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

- Ясюкевич Ю.В., Оводенко В.Б., Мыльникова А.А., Живетьев И.В., Веснин А.М., Едемский И.К., Котова Д.С. Методы компенсации ионосферной составляющей ошибки радиотехнических систем с применением данных полного электронного содержания GPS/ГЛОНАСС // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. №2(34). С. 19-31. doi: 10.15350/2306-2819.2017.2.19. 2017.
- Maltseva O., Mozhaeva N., Poltavsky O., Zhbankov G. Use of TEC global maps and the IRI model to study ionospheric response to geomagnetic disturbances // Adv. Space Res. Vol. 49(6). P. 1076-1087. 2012.
- Migoya-Orué Y., Nava B., Radicella S., Alazo-Cuartas K. GNSS derived TEC data ingestion into IRI 2012 // Adv. Space Res. Vol. 55. P. 29–41. doi: 10.1016/j.asr.2014.12.033. 2015.
- Nava B., Coisson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 70. P. 1856-1862. doi: 10.1016/j.jastp.2008.01.015. 2008.
- Ovodenko V.B., Trekin V.V., Korenkova N.A., Klimenko M.V. Investigating range error compensation in UHF radar through IRI-2007 real-time updating: Preliminary results // Adv. Space Res. Vol. 56(5). P. 900-906. doi: 10.1016/j.asr.2015.05.017. 2015.
- Themens D.R., Jayachandran P.T., Nicolls M.J., MacDougall J.W. A top to bottom evaluation of IRI 2007 within the polar cap // J. Geophys. Res. Space Physics. Vol. 119. P. 6689–6703. doi: 10.1002/2014JA020052. 2014.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОЙ РАДИОВОЛНЫ КВ-ДИАПАЗОНА НА ИОНОСФЕРНУЮ ПЛАЗМУ F-СЛОЯ

О.В. Мингалев, М.Н. Мельник, В.С. Мингалев

Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

Аннотация. Численно исследуется влияние стоячей мощной радиоволны КВ-диапазона на поведение ионосферной плазмы F-слоя. Для этого исследования используется математическая модель, разработанная ранее в Полярном геофизическом институте. Математическая модель основывается на численном решении методом крупных частиц системы уравнений Власова-Пуассона. Результаты численного моделирования показывают, что присутствие стоячей мощной радиоволны КВ-диапазона должно существенно влиять на поведение макроскопических скоростей электронов и положительных ионов, причем векторы упомянутых скоростей вращаются в каждой точке облучаемой области аналогично вектору мощной радиоволны.

Введение

Во время экспериментов по искусственному нагреву ионосферы используются мощные короткие радиоволны (КВ), испускаемые наземными нагревными стендами. Эти мощные радиоволны вызывают в ионосфере протекание цепочки физических процессов, приводящих в конечном счёте к образованию как крупномасштабной неоднородности, в которой электронная температура повышена, а концентрация понижена, так и к возникновению сверх мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации, вытянутых вдоль магнитного поля.

В работе [1] подробно описаны параметры вытянутых вдоль магнитного поля сверх мелкомасштабных неоднородностей, порождаемых мощной КВ. Согласно этой работе относительные отклонения электронной концентрации в этих неоднородностях могут достигать нескольких десятков процентов, а поперечные размеры этих неоднородностей составляют несколько дебаевских радиусов (не более 100). Образование таких сверх мелкомасштабных неоднородностей под действием мощных КВ численно моделировалось в работе [2]. Однако такие неоднородности могут возникать в ионосфере и в естественных условиях, а не только во время нагревных экспериментов [1].

Эволюция во времени именно таких вытянутых вдоль геомагнитного поля сверх мелкомасштабных неоднородностей исследовалась нами при помощи расчетов по математической модели, разработанной в Полярном геофизическом институте [3-7].

В настоящей работе при помощи упомянутой математической модели проводится исследование влияния мощной радиоволны КВ-диапазона на поведение ионосферной плазмы F-слоя в облучаемой радиоволной области в отсутствие неоднородностей.

Математическая модель

Для исследования влияния мощной радиоволны КВ-диапазона на поведение ионосферной плазмы F-слоя используется разработанная ранее в ПГИ численная модель, в которой предполагается, что плазма является разреженной смесью электронов и положительных ионов. Поскольку изначально предполагалось использовать численную модель для исследования эволюции во времени первоначально созданных неоднородностей, имеющих поперечные размеры порядка нескольких дебаевских радиусов, которые являются весьма малыми по сравнению с длинами свободного пробега электронов и ионов, то плазма считается бесстолкновительной.

Кинетические процессы в плазме описываются системой уравнений Власова-Пуассона, причем уравнения Власова описывают поведение функций распределения электронов и ионов, а уравнение Пуассона описывает самосогласованное электрическое поле в плазме. Внешнее магнитное поле считается постоянным и является задаваемым параметром модели. Поскольку сверх мелкомасштабные неоднородности являются сильно вытянутыми вдоль магнитного поля, то параметры плазмы внутри и вне их считаются слабо зависящими от продольной координаты. Поэтому исследуется зависимость плазменных параметров только от координат, перпендикулярных магнитному полю, т.е. задача считается пространственно 2-х мерной. В численной модели учитывается движение как электронов, так и ионов в ортогональной геомагнитному полю плоскости.

Для решения применяемой в модели системы уравнений Власова-Пуассона используется метод крупных частиц. Областью моделирования является квадрат со стороной, равной нескольким десяткам дебаевских радиусов. Подробное описание используемой математической модели можно найти в [3].

Результаты расчетов и их обсуждение

Результаты расчетов, представляемые в настоящей работе, получены при значениях входных параметров модели, типичных для ночной ионосферы на высоте 300 км. В частности, равновесный период лэнгмюровских колебаний электронов $\mathcal{G}_{pe}^0$ оказывается равным $3.52 \cdot 10^{-7}$ с, дебаевский радиус $\lambda_{De}^0 \approx 7.6$ мм, период циклотронных колебаний электронов $\mathcal{G}_{ce}$ оказывается в 2.3 раза больше равновесного периода лэнгмюровских колебаний электронов ($\mathcal{G}_{ce} \approx 2.3 \cdot \mathcal{G}_{pe}^0$). Средняя длина свободного пробега и среднее время свободного пробега электронов составляют, соответственно, 50 м и $3.7 \cdot 10^{-4}$ с, причем последнее из указанных время в 1047 раз превышает $\mathcal{G}_{pe}^0$.

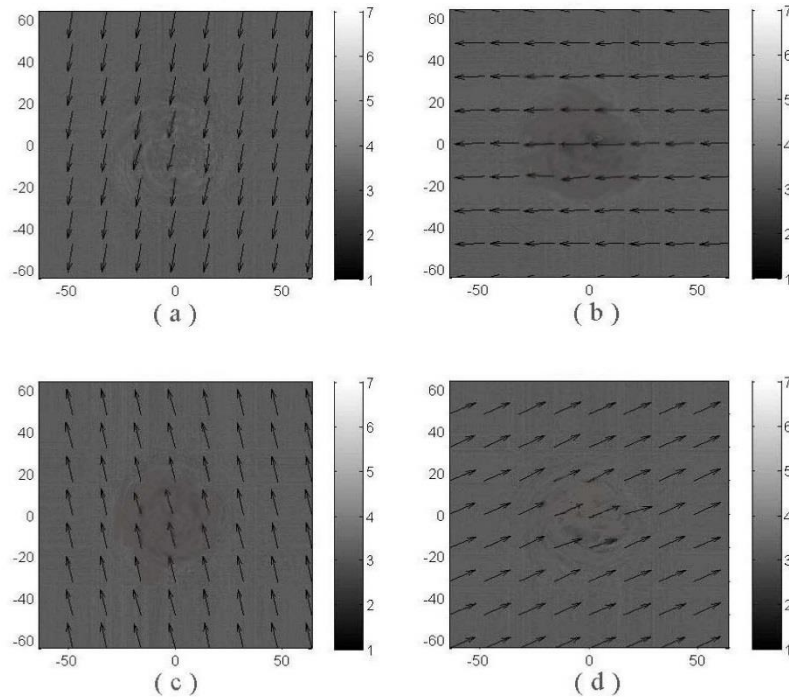


Рисунок 1. Пространственные распределения вектора гидродинамической скорости электронов в перпендикулярной магнитному полю плоскости на уровне пучности волны, рассчитанные в различные моменты: $t = 5.2 \cdot \mathcal{G}_{pe}^0$ (а), $t = 5.4 \cdot \mathcal{G}_{pe}^0$ (б), $t = 5.6 \cdot \mathcal{G}_{pe}^0$ (в), $t = 5.8 \cdot \mathcal{G}_{pe}^0$ (д) ($\mathcal{G}_{pe}^0$ - равновесный период лэнгмюровских колебаний электронов). По горизонтальной (X) и вертикальной (Y) осям отложено расстояние от центра области моделирования, выраженное в дебаевских радиусах λ_{De}^0 . Степень затемнения рисунков показывает величину скорости в км/сек.

При указанных значениях параметров плазмы нами были проведены расчеты эволюции функций распределения заряженных частиц и электрического поля в плазме для двух принципиально различающихся ситуаций.

В первой ситуации мощная КВ отсутствовала. Вторая ситуация соответствовала случаю, когда включалась мощная КВ, которая в течение пяти периодов лэнгмюровских колебаний электронов нарастала до максимальной величины и оставалась в дальнейшем равной этой величине. Мощная КВ считалась стоячей обыкновенной волной, имеющей частоту верхнегибридного резонанса. Вектор электрического поля волны лежал в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, в которой лежит и область моделирования. Вектор электрического поля мощной КВ вращается в перпендикулярной магнитному полю плоскости. Амплитуды ортогональных компонент электрического поля волны задавались одинаковыми и имеющими максимальные величины, равные 0,49 в/м на уровне пучности радиоволны, что вполне достижимо, например, для высокоширотного нагревного стенда в г. Тромсе (Норвегия).

Поскольку ионосферная плазма F-слоя является сильно замагниченной, то векторы гидродинамических скоростей электронов и положительных ионов также должны вращаться с частотой, равной частоте мощной

радиоволны, что подтверждают результаты расчетов (рис. 1). Однако оказалось, что величина скорости электронов достигала нескольких км/сек, в то время как величина скорости положительных ионов была на четыре порядка меньше на уровне пучности волны.

Расчеты показали, что в области моделирования, когда она находилась на уровнях узлов стоячей волны, рассчитываемые параметры вели себя так, как в случае, когда КВ-волна отсутствовала, в частности гидродинамические скорости заряженных частиц оставались близкими к нулю. Такие различия в поведении гидродинамических скоростей электронов и положительных ионов на близко расположенных уровнях (пучности и узлы отстоят друг от друга на половину длины мощной волны КВ-диапазона) должны приводить к нагреву ионосферной плазмы в области воздействия мощных КВ.

Заключение

Методом математического моделирования проведено исследование влияния мощной радиоволны КВ-диапазона на поведение ионосферной плазмы F-слоя. Применена пространственно 2-х мерная математическая модель, разработанная в Полярном геофизическом институте, которая основана на решении методом крупных частиц системы уравнений Власова-Пуассона.

Расчеты показали, что в области моделирования, когда она находилась на уровнях пучностей и на уровнях узлов стоячей волны, совершенно по-разному вели себя гидродинамические скорости заряженных частиц (электронов и положительных ионов). На уровнях узлов эти скорости оставались близкими к нулю. А на уровнях пучностей векторы гидродинамических скоростей электронов и положительных ионов вращались с частотой, равной частоте мощной радиоволны. При этом величина скорости электронов существенно превышала величину скорости положительных ионов и достигала нескольких км/сек. Этот факт позволил нам высказать гипотезу о том, что обнаруженный эффект, наряду с другими известными механизмами, может приводить к локальному нагреву плазмы в области воздействия мощных радиоволн КВ-диапазона.

Благодарности. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-01-00100.

Список литературы

1. Wong, A. Y., Santoru, J., Darrow, C., Wang, L., and Roederer, J.G. Ionospheric cavitons and related nonlinear phenomena // *Radio Science*. V.18. P. 815-830. 1983.
2. Eliasson B., Stenflo L. Full-scale simulation study of the initial stage of ionospheric turbulence // *J. Geophys. Res.* V.113. № A2. P. 305. doi:10.1029/2007JA012837. 2008.
3. Мингалева О.В., Мингалева И.В., Мингалева В.С. Двумерное численное моделирование динамики мелкомасштабных неоднородностей в околоземной плазме // *Космические исследования*. Т. 44, № 5. С. 416–427. 2006.
4. Мингалева О.В., Мингалева Г.И., Мельник М.Н., Мингалева В.С. Численное моделирование поведения сверх мелкомасштабных неоднородностей в слое F ионосферы // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 50, №5. С. 671-682. 2010.
5. Mingalev, O.V., Mingaleva, G.I., Melnik, M.N., and Mingalev, V.S. Numerical simulation of the time evolution of small-scale irregularities in the F-layer ionospheric plasma // *International Journal of Geophysics*. Volume 2011, Article ID 353640, 8 pages, doi:10.1155/2011/353640. 2011.
6. Mingalev, O.V., Melnik, M.N., and Mingalev, V.S. Numerical modeling of the time evolution of super-small-scale irregularities in the near-Earth rarefied plasma // *International Journal of Geosciences*. V.6. P. 67-78. 2015.
7. Mingalev O.V., Melnik M.N., Mingalev V.S. A simulation study of the effect of powerful high-frequency radio waves on the behavior of super-small-scale irregularities in the F-layer ionospheric plasma // *World Journal of Research and Review*. V.3. No. 5. P. 01-09. 2016.

ВЫДЕЛЕНИЕ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ВАРИАЦИЙ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ ФИЛЬТРАМИ ЧЕБЫШЕВА

Д.Б. Рождественский, В.А. Телегин, В.И. Рождественская

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Россия, г.Троицк
e-mail: veraro2011@yandex.ru

Введение. Анализ методов прогнозирования, показал, что адекватность прогнозирования в значительной степени зависит от спектрального состава прогнозируемого процесса и от его стабильности. Интервал прогнозирования определяется спектральной полосой процесса и увеличивается при ее уменьшении. При наличии периодических составляющих обработку целесообразно проводить специальными цифровыми фильтрами (Рождественский, Телегин, 2015). Для успешного прогноза f_oF2 важным вопросом является выбор интервала дискретизации, т.е. как часто, для каких целей и на каком интервале необходимо проводить измерения. Выделение отдельных составляющих из данных критической частоты f_oF2 : суточных, сезонных, годовых, многолетних проводилось по единой методике методами спектрального анализа. Так, для ионосферных параметров, измеренных с наивысшей частотой $f_{\max}$ возможны диапазоны разбиения с минимальной частотой дискретизации: высокочастотный - 1/3 часа, суточный - 1/24 часа, сезонный - 1/3 мес., низкочастотный - 1/3 года и сверхнизкочастотный - 1/20 лет. Максимальная частота определяется интервалом дискретизации в данном диапазоне: $[f_{\max}]_i = 1/2\Delta\tau_i$. Разбиение процесса на отдельные частотные области позволило унифицировать технологию прогнозирования, увеличить точность прогнозирования, поскольку интервал экстраполяции пропорционален числу интервалов дискретизации, определить правила дальнейшей цифровой обработки с помощью численных методов.

Фильтры Чебышева для выделения отдельных спектральных составляющих

При обработке ионосферных данных наиболее широко используются расчет медианных значений и вычисление средних значений (Cander, Mihailovic, 1998; Deminov et al., 2009; Bilitza, 2000).

Для выделения медленно меняющихся составляющих процесса, осреднения данных и их сглаживания применяются цифровые фильтры скользящего арифметического среднего, особенности частотной характеристики которого в полосе среза могут привести к появлению ложных составляющих из-за мимикрии частот.

Алгоритм расчета медианы строится упорядочиванием данных по признаку возрастания их значений. Из возрастающей последовательности в качестве медианного значения берется средний отсчет. Операция расчета медианных значений сопровождается появлением кратных гармоник частотных составляющих исследуемого процесса, а также постоянной составляющей.

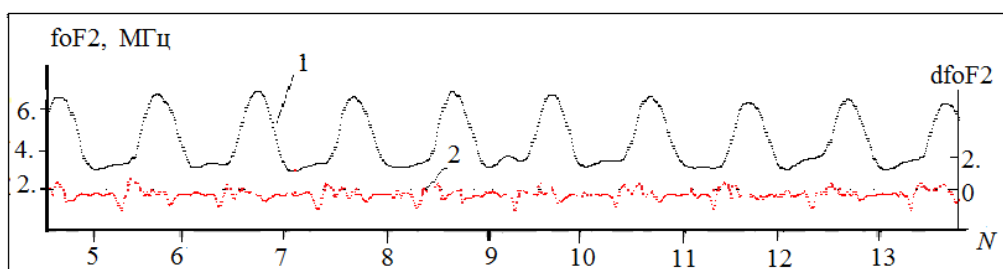


Рисунок 1. Суточный ход критической частоты после фильтрации (кривая 1), выделенная высокочастотная составляющая (кривая 2) для 5-13 дня марта 2012 г. Правая ось ординат для dfof2 кривой 2.

Спектральный анализ показал, что оптимальным оператором первичной обработки данных наблюдений является идеализированный фильтр исправленного непрерывного осреднения (ИНО), сочетающий фильтр скользящего среднего и идеальный фильтр низких частот, практическая реализация которого осуществляется так же цифровыми фильтрами Чебышева. Для полного исключения эффекта мимикрии частот, возникающего из-за дискретизации во времени, необходим фильтр с амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) равной нулю при частотах, превышающих частоту Найквиста. В качестве частотной характеристики в полосе пропускания желаемого цифрового фильтра выбрана частотная характеристика непрерывного осреднения. Известно, что последовательное применение двух фильтров эквивалентно одному с АЧХ, равной произведению АЧХ составляющих фильтров. Следовательно, для выделения низкочастотных составляющих

можно рекомендовать цифровые фильтры, состоящие из последовательного применения фильтра непрерывного осреднения и идеального фильтра. Такой фильтр назовем фильтром исправленного непрерывного осреднения (ИНО) и будем считать его характеристики эталонными. Цифровой фильтр с частотной характеристикой, близкой к характеристике ИНО синтезирован с помощью методов аппроксимации. Цифровой фильтр Чебышева имеет частотную характеристику близкую к ИНО и степень подавления в полосе среза может достигнуть величины в 400 дБ (Rozhdestvenskii et al., 2015; Рождественский, 2011). На рис. 1 представлено выделение высокочастотной составляющей и составляющей суточного хода из измеренных значений $foF2$. Видно, что высокочастотная составляющая имеет максимальную амплитуду, не превышающую 1 МГц. При этом наибольшие значения наблюдаются в утренние часы и, как правило, они минимальны в ночные часы. Разделение спектральных составляющих, приведенное на рис. 2, позволяет проводить дальнейшие исследования и прогнозирование отдельно каждой составляющей в соответствии с поставленной задачей. На рис. 2 приведены выделение среднесуточных значений критической частоты ионосферного слоя F2 по ее 15-минутным измерениям.

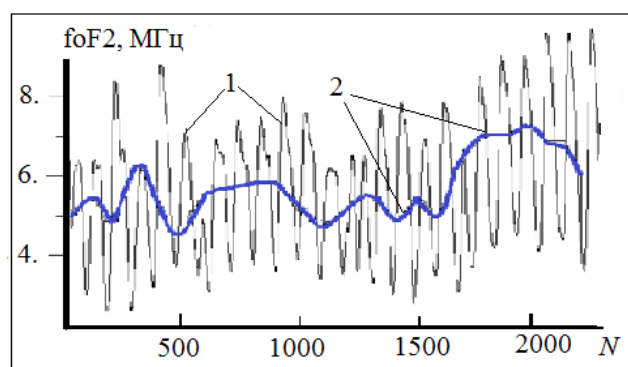


Рисунок 2. Суточные составляющие критической частоты $foF2$ для сентября 2012 г. (кривая 1), среднесуточные значения (кривая 2). По оси абсцисс отложены отсчеты 15-ти минутных значений по оси ординат значения критической частоты.

Среднесуточные вариации в сентябре не превышают 2 МГц. На рис. 3 приведено сравнение вариаций чисел Вольфа и среднегодовых вариаций $foF2$ для одиннадцати лет 1958 -1972 гг.

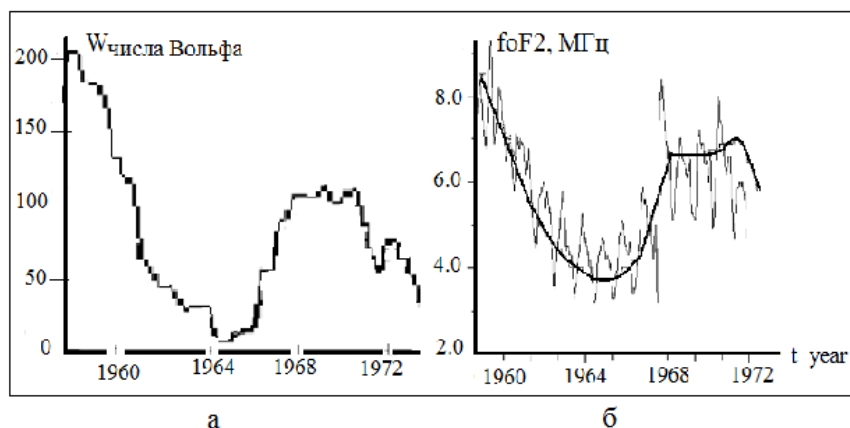


Рисунок 3. Вариации чисел Вольфа (а) и многолетние вариации $foF2$ (б) за 1960 -1972 гг.

На рис. 3б сплошная кривая получена осреднением часовых значений критической частоты за 11 лет с помощью цифровых фильтров Чебышева и последующим сжатием данных (Rozhdestvenskii et al., 2015). Видно хорошее соответствие приведенных характеристик. Нетрудно видеть, что долгопериодные составляющие $foF2$ определяются только солнечными вариациями.

Заключение

Технология цифровой фильтрации с высокой степенью подавления и получения процессов с ограниченным спектром, позволяет проводить качественный анализ экспериментальных данных, выделение различных спектральных составляющих, в том числе долгопериодных трендов для конкретных практических задач. На

основе 15-минутных (Δt) данных критической частоты для среднеширотной станции Москва. проведен анализ данных с помощью фильтров Чебышева со степенью подавления 250 – 300 дБ, для решения задач организации надежных каналов радиосвязи и определения точек отражения волны от ионосферы. Приведенные вариации критической частоты демонстрируют широкие возможности методов фильтрации для исследования процессов в ионосфере и оценки вкладов отдельных составляющих.

Литература

1. Cander L.R., Mihailovic S.J. Forecasting ionospheric structure during the great geomagnetic storms // J. Geoph. Res. V.103, No. A1, p.391-398. 1998
2. Zolesi B., Cander L.R. Ionospheric prediction and forecasting. Berlin.: Springer-Verlag, 240 p. 2014
3. Rozhdestvenskii D. B., Telegin V.A. Method of digital processing ionospheric data “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity, pp. 153-156, 2015.
4. Rozhdestvenskii D.B, Rozhdestvenskaya V.I., Telegin V.A. Methods of digital filtration for processing ionospheric data “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity, pp. 149-152, 2015.
5. Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Какой солнечной и геомагнитной активности соответствует медиана критической частоты F2 – слоя на средних (разных) широтах // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 55, № 3. С. 343-349. 2015.(Т.56, №5. С.606-611. 2016)
6. Рождественский Д.Б. Аппроксимация функции с разрывами. Явление Гиббса. //Промышленные АСУ и контроллеры.2011, №4. С.32-36. ISSN 1561-1531
7. Рождественский Д.Б. Аппроксимация функции с разрывами. Метод демодуляции сложного сигнала. //Промышленные АСУ и контроллеры. 2011, № 10. С.15-24 ISSN 1561-1531.



MONITORING OF VARIATIONS OF MIDDLE ATMOSPHERE OZONE IN POLAR LATITUDES OF ARCTIC DURING STRATOSPHERIC WARMING IN THE WINTER 2016

Y.Y. Kulikov¹, V.G. Ryskin¹, S.I. Osipov², A.V. Poberovsky², V.A. Yushkov³

¹*Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod*

²*St. Petersburg State University, Saint Petersburg*

³*Central Aerological Observatory, Dolgoprudny*

Introduction

The study of response of the middle atmosphere (stratosphere and mesosphere) to any external impact (variations of sunlight, flux of cosmic ray particles, eruptions of volcanoes, and anthropogenesis factors) is an important physical problem. Ozone and temperature are basic atmospheric parameters. Ozone and temperature are important atmospheric parameters. The correlation of these parameters is of significant interest from the viewpoint of thermal balance of the middle atmosphere. The basic heating of the stratosphere (altitude range of 30-50 km) is caused by absorption of solar ultraviolet radiation by ozone molecules. Thermal changes influence the rate of ozone formation and destruction. Other types of wave processes can redistribute the structures of vertical profiles of ozone and temperature in the middle atmosphere. Sudden stratospheric warming (SSW) affects a lot of widely known atmospheric wave processes. Ground-based microwave radiometry allows investigation of ozone variations during large-scale wave disturbances in the middle atmosphere, such as, for example, stratospheric warming [1]. Last years there was an additional interest to SSW. In the winter of 2012-2013 there was a unique warming caused temperature increase a few tens of degrees at pressure level 10 hPa. In microwave and optical observations in Tomsk, there were noted visible variations of ozone and temperature in the middle atmosphere [2, 5]. The ozone concentration at altitudes from 25 to 60 km increased by 1.5 – 2 times. The maximum of positive deviation of temperature from its month average value reached 70 K at altitude of 30 km. Diurnal variations of ozone at altitude of 60 km associated with sunset and sunrise was about 30%. In addition, this warming according to [3] caused variations of the total electron content up to 100% in equatorial ionosphere. In middle and polar latitude variations of the electron concentration hypothetically are associated with variations of the neutral composition. In [4] it is discussed the possible role of the middle atmosphere ozone on the relationship between mesosphere and ionosphere.

In this paper we present some results of measurements of the ozone emission line in January-March 2016 by method of microwave radiometry. Measurements of spectra of middle atmosphere ozone were executed with the help of mobile radiometer (work frequency 110836.04 MHz). The device was installed in 2007 at physical faculty in Peterhof (60N, 30E) in 28 km from the centre of Saint Petersburg [1]. Fig. 1 shows the general view of the microwave equipment (mobile ozonemeter). On the measured spectra were appreciated of ozone vertical profiles in the layer of 22-60 km which were compared to satellite data MLS/Aura and SABER [6], and also with the data of ozonesonde at station Salekhard (67N, 67E), Sodankyla (67N, 27E) and Summit (73N, 38W). Significant variations in ozone number density, which were caused by sudden stratospheric warming in winter 2016, were observed in the atmosphere over Peterhof at altitudes of 40 to 60 km.

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 [7]. The device consists of an uncooled heterodyne receiver tuned to a fixed frequency 110836.04 MHz corresponding to a rotational transition of ozone molecules $6_{0,6} - 6_{1,5}$, and multichannel spectrum analyzer. In front of receiver is a module that includes an antenna (scalar horn) and a switch to calibrate accepted intensity of atmospheric ozone line radiation. The beam width (by level -3 dB) of the horn antenna is 5.4°. The SSB noise temperature of the receiver is 2500 K. The SSB receive mode is provided by evanescent filter with direct losses of 0.5 dB and the suppression of the image channel of more than 20 dB. The spectrum analyzer consists of 31 filters with a variable bandwidth from 1 MHz to 10 MHz and a full analysis bandwidth of 240 MHz. 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 O₃ is contained in the measured radio emission spectrum of the middle atmosphere. Using the inversion of the obtained

spectra it is possible to obtain data on the vertical distribution of ozone in the atmosphere. The 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

Fig. 2 displays the variation in the ozone content measured over Peterhof from 1 January to 31 March 2016. In the top part of Fig. 2 continuous line shows the data on total ozone content (TOC), which were obtained onboard device OMI/Aura. The average value of the TOC for the entire observation period amounted to (339 ± 5) DU.



Figure 1

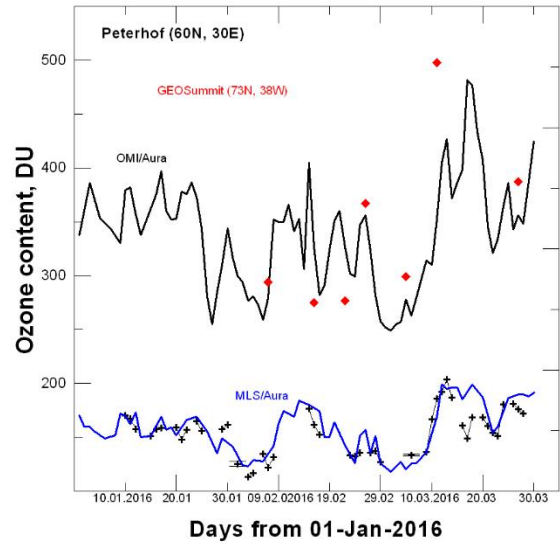


Figure 2

Maximum TOC 482 DU was marked on March 18. Rhombuses mark the values TOC which were measured at polar station Summit by ozonesonde. At the bottom of Fig. 2 gives the variations of the ozone content in the layer of 22 – 50 km according to the onboard device MLS/Aura $X_{O_3}^{MLS}(22-50)$ in DU (continuous line) and ozone content in the layer above 22 km, according to ground-based device $X_{O_3}^{MMW}(\geq 22)$ in DU (crosses). The device MLS/Aura uses a limb method of measuring atmospheric parameters. We selected of ozone and temperature data, corresponding to the time span of the satellite over the Peterhof. For this purpose was chosen domain with coordinates $(60 \pm 1.5)^\circ N$ and $(30 \pm 5)^\circ E$ for Peterhof. Data $X_{O_3}^{MMW}$ correspond to the ozone profiles obtained from day and night ozone spectra. Systematic excess of ozone satellite data over ground-based data for the entire observation period amounted to the value of $\frac{X_{O_3}^{MLS}}{X_{O_3}^{MMW}} = (1.03 \pm 0.01)$. Well observed perturbations of ozone layer in the middle atmosphere, which began in the

first decade of February and lasted until the end of March. The first maximum appeared on February 14, the second – on March 14, 2016. The ozone content values for these days were 184 DU and 203 DU, accordingly. The lowest ozone content 113 DU according to ground-based microwave sensing was observed on February 03.

Consider the character of the variability of ozone and temperature at selected heights middle atmosphere 25, 40 and 60 km above the Peterhof. In Fig. 3 shown the temporal variations of ozone concentration and temperature MLS/Aura data (thin continuous line) and SABER data (thick continuous line) at these altitudes in winter 2016. On the bottom of the figure shown the variations of ozone (filled circles) at a height of 25 km, according to ground-based microwave sensing and temperature according to the databases MLS/Aura and SABER. From satellite data minimum temperature (about 195 K) was obtained at the end of January which was observed during the first decade of February. Next it was steady increase of temperature on the altitude of 25 km from 195 to 220 K until the end of March. Such a change of the thermal structure of the middle atmosphere shows the development of minor stratospheric warming, which were mentioned by us earlier over Apatity ($67^\circ N$, $33^\circ E$) [7]. The development of the stratospheric warming over the Peterhof occurred under the classical scheme [8] from top to bottom. Experimental confirmation of this scheme can be found in [8, 10]. This fact is confirmed by detected changes of ozone and temperature at the altitude of 40 km, which shifted in time relative to the data at an altitude 25 km (Fig. 3, mid panel). Noteworthy (Fig. 3) significant perturbation of ozone at levels of 40 km (mid panel) and 60 km (top panel), which began in middle of January 2016.

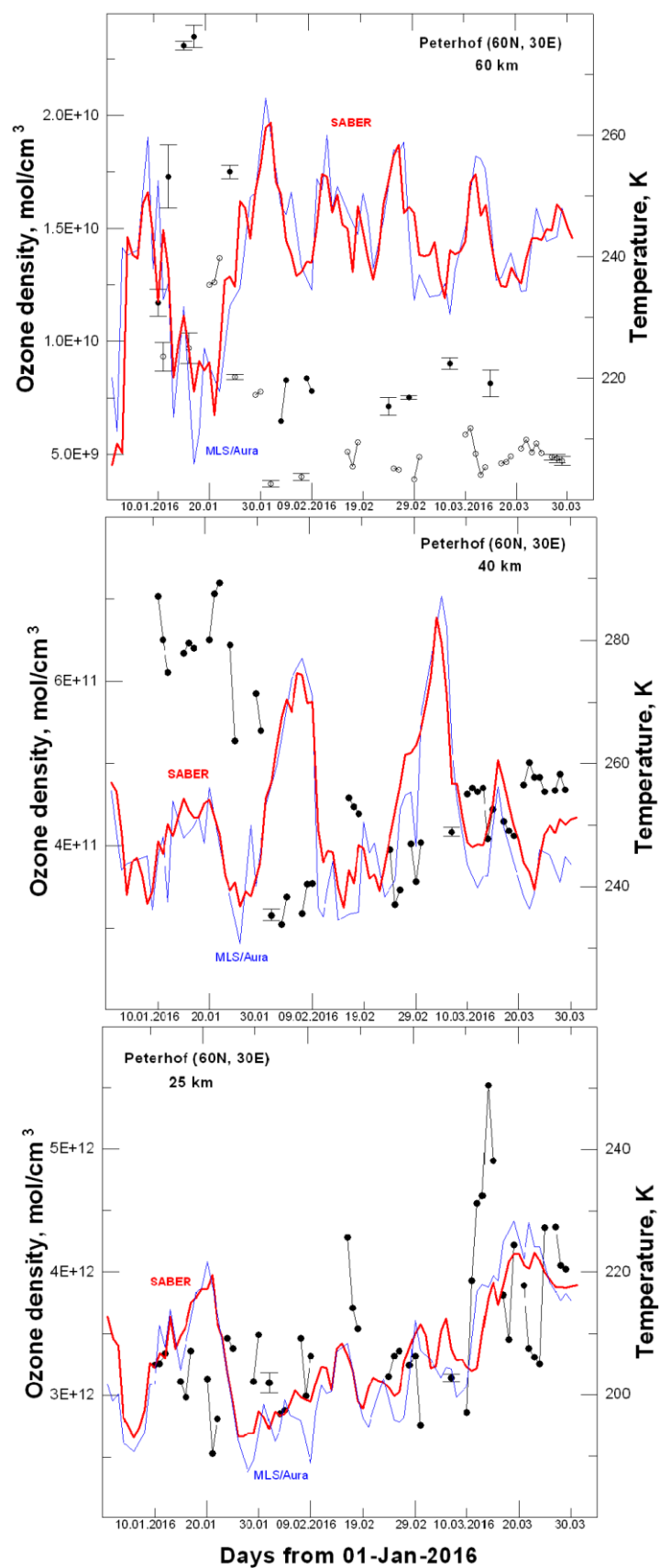


Figure 3

On the top panel of Fig. 3 shows night ozone density (filled circles) and day ozone density (open circles), that specifies exciting diurnal variations of ozone at altitude 60 km. The increase in ozone at 40 km and 60 km relative to the unperturbed period were in two and almost three times more at altitude 60 km.

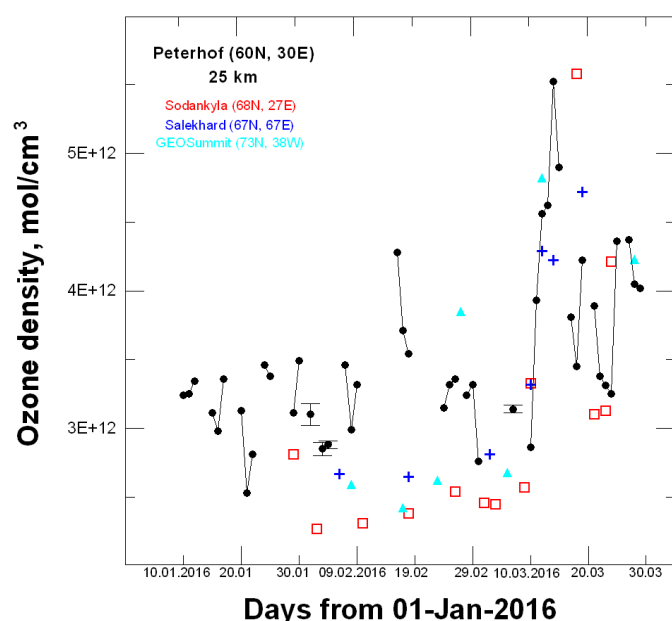


Figure 4

Conclusion

1. We show the new results of studying the dynamics of ozone content in the middle atmosphere over Peterhof (60N, 30E) during stratospheric warming in the winter 2016 by the microwave radiometry method.

2. Microwave results (vertical distribution of ozone) were compared with satellite data on the total ozone content (OMI/Aura), altitude profiles of ozone and temperature in the layer of 20-60 km (MLS/Aura and SABER/TIMED), and also with ozonesonde data at stations Sodankyla (68N, 27E), CEOSummit (73N, 38W) and Salekhard (67N, 67E).

3. Significant variations in ozone, which were caused by stratospheric warming of the minor type, were observed over Peterhof at altitudes of 40 to 60 km.

Acknowledgments. The work was supported by the RFBR grant 15-05-04249. Ground-based microwave measurement of stratospheric ozone in Peterhof was funded by grant RSF 14-17-00096.

References

1. Y.Y. Kulikov, A.A. Krasilnikov, V.G. Ryskin, Microwave studies of the structure of the polar-latitudes ozone layer during winter anomalous warming events in the stratosphere, *Atmos. Oceanic Phys.*, Vol. 38, pp. 158-166, 2002;
2. V.N. Marichev, G.G. Matvienko, A.A. Lisenko, D.A. Bochkovskii, Yu.Yu. Kulikov, A.A. Krasilnikov, V.G. Ryskin, V.M. Demkin. Microwave and optical observations of ozone and temperature of the middle atmosphere during stratospheric warming at Western Siberia. *Atm. Oceanic Opt.* Vol. 27, No. 1, pp. 46-52, 2014;
3. L.P. Goncharenko, A.J. Coster, R.A. Plumb, D.I.V. Domeisen. The potential role of stratospheric ozone in the stratosphere-ionosphere coupling during stratospheric warmings. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 39, L08101, doi:10.1029/2012GL051261, 2012;
4. L. Goncharenko, J.L. Chau, P. Condor, A. Coster, and L. Benkevitch. Ionospheric effects of sudden stratospheric warming during moderate-to-high solar activity: Case study of January 2013. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 40, 4982-4986, doi:10.1002/grl.50980, 2013;
5. G.G. Matvienko, Y.Y. Kulikov, V.N. Marichev, D.A. Bochkovsky, A.A. Krasilnikov, V.G. Ryskin. Study of the influence of the stratospheric warming in January 2013 on the vertical structure of ozone and temperature in the middle atmosphere over Tomsk using microwave and lidar diagnostics. *ILRC 27 EPJ Web of Conferences* 119, 24002 (2016) DOI: 10.1051/epjconf/2016119224002;
6. J.M. Russel, M.G. Mlynczak, L.L. Gurdley, et. Al. Overview of the SABER experiment and preliminary calibration results. *Proc SPIE*, 277-288, 1999;
7. Y.Y. Kulikov, 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;
8. A.A. Krasilnikov, 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.* Vol. 42. No. 2, pp. 265-273, 2002;
9. M.R. Schoeberl. Stratospheric warming: Observations and theory. *Rev. Geophys.* V. 16(4), P. 521-538, 1978;
10. G.L. Manney, 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/GLL038586.

МИКРОКЛИМАТИЧЕСКАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В ХОЛМИСТОМ РЕЛЬЕФЕ НА КОЛЬСКОМ П-ОВЕ

В.И. Демин¹, Б.В. Козелов¹, Н.И. Елизарова², Ю.В. Меньшов³

¹ФБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты

²АМСГ «Апатиты» СЗФ ФГБУ «Авиаметтелеком Росгидромета», г. Апатиты

³Территориально-ситуационный центр ФКУ Упрдор «Кола», г. Петрозаводск

Аннотация. Исследована микроклиматическая изменчивость температуры воздуха в условиях холмистого рельефа на Кольском п-ове. Разности температур на вершинах холмов и на прилегающих пониженных участках зимой в условиях безоблачного неба и слабого ветра достигают 10-20°C и особенно выражены в полярную ночь. В теплое полугодие заметные разности появляются только ночью, но они меньше по величине (до 5-8°C) из-за непродолжительности ночного времени, необходимого для радиационного охлаждения приземного слоя воздуха.

Введение

В качестве основного источника для оценки климатических ресурсов того или иного участка территории принято привлекать данные ближайших метеорологических станций (мс). Однако данный подход нельзя считать правильным. Многочисленные 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 [2]. В частности, микроклиматическая изменчивость термических характеристик воздуха может на порядок превышать их характерный широтный и высотный градиент [9]. Так, например, в г. Апатиты в его наиболее высокой части (180-200 м) температура воздуха зимой выше, чем на расположенной всего в 2.5 км мс «Апатиты», причем зафиксированы случаи, когда разность температуры между метеорологической станцией в высокой части города и его пригородами (135-160 м) достигает зимой 10–15°C и 5–8°C летом [3]. Как следствие, показания данной (и ближайшей) мс не могут быть использованы для описания термического режима территории города.

Более корректной процедурой является подбор мс с аналогичным к изучаемому участку микроклиматом, но из-за редкой гидрометеорологической это не всегда возможно. Другой прием – предварительный отбор так называемых репрезентативных мс, расположенные на обширных открытых ровных местах вне влияния каких-либо микроклиматических факторов. Переход к термическим показателям конкретного участка в этом случае осуществляется посредством введения на показатели выбранных мс специальных поправок, зависящих от его местоположения. Такие микроклиматические поправки приведены в ряде изданий (см., например, [2, 7, 8, 9]). Для иллюстрации в табл. 1 приведены количественные значения микроклиматической изменчивости минимальной температуры в холмистом рельефе зимой в виде отклонений от значений на ровном месте, полученные по результатам экспедиционных измерений в разных регионах [7]. Данные значения являются только средними и не указывают диапазон возможных вариаций. В реальных условиях они могут сильно меняться. Так, например, при отсутствии стоковых течений разности температур вдоль склонов остаются небольшими (менее 0.5°C), а с их появлением достигает уже 4–5°, а в отдельных случаях и 8–12°C [9]. Существует вопрос относительно их использования в Арктике, где наблюдаются иные условия радиационного баланса, чем в умеренных широтах.

Целью данной работы является установление диапазона микроклиматической изменчивости температуры воздуха в условиях холмистого рельефа на Кольском п-ове.

Использованные данные

В работе использованы данные стационарных и маршрутных измерений температуры воздуха на Кольском п-ове, проведенных Полярным геофизическим институтом, данные метеорологических наблюдений на гидрометеорологической станции «Апатиты» (ГМС «Апатиты»), авиационной метеорологической станции «Апатиты» (АМСГ «Апатиты»), данные Территориально-ситуационного центра ФКУ Упрдор «Кола».

Результаты и обсуждение

В климатологии к холмистому рельефу относят пересеченный рельеф, характеризующийся относительными разностями высот не более 150 м и крутизной склонов меньших или равных 10 градусам [2]. В этих условиях влияние абсолютной высоты перекрывается микроклиматическими особенностями, создаваемыми формами рельефа и экспозицией склонов. Влияние высотного градиента на термический режим обычно четко начинает проявляться только при разностях высот, превышающих 200–250 м [2].

Таблица 1. Изменение минимальной температуры зимой под влиянием местоположения в холмистом рельефе на ЕТР[...]; знак «+» означает повышение, «-» — понижение температур по сравнению с ровным местом

Мезорайон по базису эрозии	Вершина, верхняя треть склонов	Середина склонов	Широкая долина	Замкнутая долина, котловина	Разность вершина-котловина
Слабохолмистый рельеф ЕТР ($\Delta H \leq 50$ м)	2	1	-2	-3...-4	5-6
Холмистый рельеф ЕТР ($\Delta H = 50...150$ м)	3-4	>2	-2...-3	-4...-5	7-9

Особое внимание в исследовании было уделено вариациям температуры в условиях слабовсхолмленного режима с перепадами высот менее 50 м. Довольно распространено мнение, что такие небольшие неоднородности рельефа не могут оказывать существенного влияния на пространственное распределение температуры. В частности, данный фактор игнорируется при изучении антропогенного городского «острова тепла» [3]. В действительности же такая точка зрения не имеет физического обоснования. Начало стоковых явлений возможно уже при углах наклона порядка нескольких градусов и при относительных превышениях 10–12 м [6]. В работе [4] 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. Согласно исследованиям Покровской Т.В. в Ленинградской области наибольшие разности между холмом и низинами составляли 5.6°C при относительных превышениях 40 м [6]. По данным Темниковой Н.С. на Видземской возвышенности в Латвии понижения температуры в долине по сравнению с вершиной холма иногда достигали 6°C при разности высот 16–25 м [6].

Днем в холмистом рельефе при относительных превышениях до 50–80 м при скоростях ветра более 2–3 м/с и хорошем турбулентном перемешивании даже в ясную погоду обусловленные микроклиматом вариации температуры воздуха на высотах 1.5–2 м над поверхностью почвы достаточно невелики. Вершины и наветренные склоны из-за большего турбулентного оттока тела немного холоднее, чем подножия и подветренные склоны. Заметные разности температур возникают в относительно тихие и ясные ночи. Охлажденный воздух, образовавшийся на вершинах и склонах, как более тяжелый, стекает вниз и скапливается в понижениях, образуя так называемые «озера холода» [1]. В верхней части холма при этом становится теплее, чем у его подножия, так как стекающий воздух заменяется более теплым из прилегающих слоев атмосферы. Такое перераспределение холодного воздуха по элементам рельефа становится причиной больших градиентов температуры.

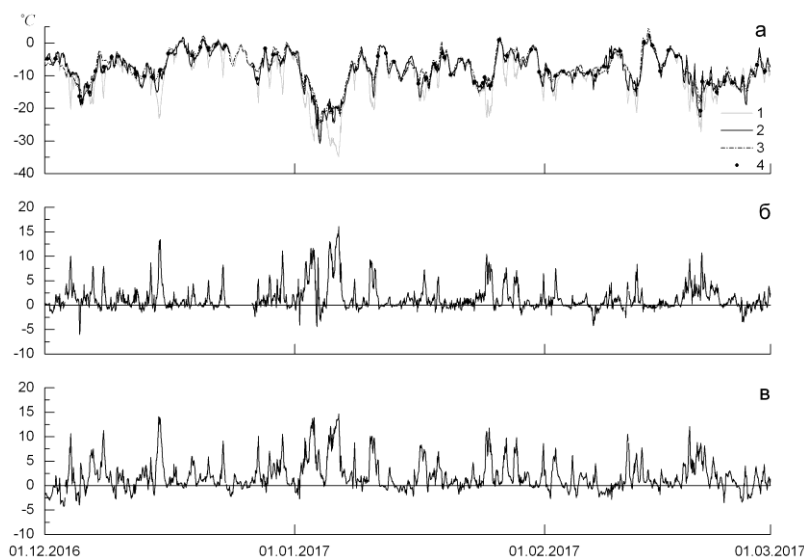


Рисунок 1. а – Вариации температуры воздуха зимой 2016–17 гг.: 1 – АМСГ «Апатиты» (160 м н.у.м), 2 – Апатиты, Академгородок (180 м н.у.м.), 3 – АДМС «1166», 4 – Апатиты (200 м); разность температур: б – Апатиты, Академгородок и АМСГ «Апатиты» (б), в – АДМС «1166» и АМСГ «Апатиты».

Надо отметить, что зимой в Арктике существуют довольно благоприятные условия для стоковых явлений. В период полярной ночи и слабой освещенности круглосуточно сохраняется отрицательный радиационный баланс подстилающей поверхности. Благодаря этому, охлаждение подстилающей поверхности и прилегающих слоев воздуха при установившейся малооблачной и тихой погоде может продолжаться непрерывно в течение многих часов и даже дней, создавая большие неоднородности в поле температуры. Для иллюстрации на рис. 1 представлены вариации температуры воздуха в верхней части холма (на высоте 180 мс. в г. Апатиты), 200 и 210 м (АДМС «1166» (АДМС – автоматическая дорожная мс), а также на окружающей равнине (АМСГ

«Апатиты», 160 м н.у.м.). Отметим, что по материалам, полученным за несколько лет наблюдений, в Апатитах отсутствуют признаки сколь-нибудь заметного техногенного воздействия города на тепловой режим воздуха

[3] и мс Полярного геофизического института на окраине «Академгородка» можно считать репрезентативной для поставленной в работе задачи.

Как видно из рис. 1, несмотря на небольшое расстояние между выбранными мс (например, между мс в г. Апатиты и АМСГ «Апатиты» около 15 км) в малооблачную и тихую погоду из-за стока холодного воздуха между верхней частью холма и окружающей равниной могут создаваться разности температур, достигающие 16°C , что соответствует вертикальному градиенту $80^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$. Интересно, что характерные величины зимних инверсий в нижнем 300-метровом слое по данным аэрологического зондирования в Кандалакше в 95% случаев не превышают $8-9^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$, а, следовательно, вклад инверсий в возникновение теплых областей на приподнятых участках местности много меньше по сравнению с процессами, вызывающими перераспределение холодного воздуха. В теплое полугодие верхние части холмов по-прежнему характеризуются более теплыми условиями, хотя эпизоды с большой разницей наблюдаются только ночью, и они меньше по величине из-за непродолжительного ночного времени с радиационным выхолаживанием (рис. 2). В периоды измерений 2014–2016 гг. большая разность (до 8°C) возникала в ночи с сильным инверсионным распределением температуры в пограничном слое атмосферы (в т.ч. при адвекции теплого воздуха на высотах). Можно предположить, что на приподнятых территориях (верхние части холмов) температура в эти моменты оставалась повышенной, в то время как на равнинах она была ниже из-за ослабленного турбулентного обмена.

Наряду с преимущественно положительной разностью температур между верхними частями холмов и окружающей равниной, наблюдается и периоды с ее отрицательным значением, появление которых обусловлено неоднородным полем ветра или облачности или локальными выпадениями осадков.

Представление о диапазонах возможных разностей температур между верхними частями холмов и окружающими их равнинами в центральных районах Кольского п-ова в разные сезоны можно получить из рис. 3, где в виде бокс-диаграмм показано распределение разностей между АДМС «1166» и АМСГ «Апатиты», автоматической мс Полярного геофизического института, расположенной на окраине «Академгородка» в г. Апатиты, и АМСГ «Апатиты». Для наглядности разности взяты для единого интервала времени (0–3 часа), хотя зимой из-за отрицательного радиационного баланса при установлении благоприятной погоды большие перепады температур могут возникнуть в любое время суток. Как видно из рис. 3 в регионе даже в слабовсхолмленном рельефе между вершинами холмов и окружающими равнинами могут возникать заметные перепады температур, достигающие (и превышающие) $10-15^{\circ}\text{C}$. Диапазон разностей между АДМС «1166» и АМСГ «Апатиты» чуть больше, так как они более удалены друг от друга (55 км) и чаще оказываются в разных погодных условиях. Еще большие разности температур наблюдаются между верхними частями холмов и узкими долинами, в которых происходит накопление холодного воздуха с окружающих склонов. Так, например, зимой разность температур между АДМС «1175» находящейся на водораздельном плато и АДМС «1184», расположенной всего в 8 км западнее в долине р. Титовки, приближалась к 20°C (разность высот примерно 130 м).

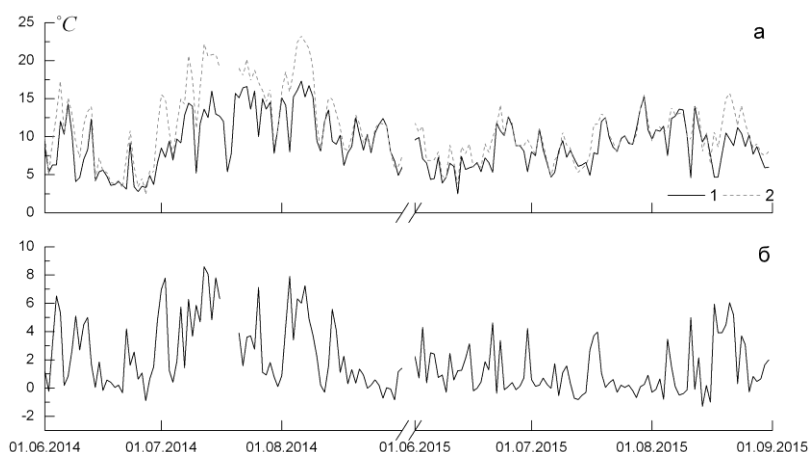


Рисунок 2. а – температура воздуха в 03 ч на мс «Зашеек» (1) и АДМС «1166» (2) и их разность (б); расстояние между мс около 15 км и перепад высот 60 м.

разности содержат не только влияние рельефа, но и других микроклиматических факторов. Тем не менее, они в достаточной степени дают представления о масштабах естественной микроклиматической изменчивости температуры в холмистом рельефе региона.

При анализе рис. 1 можно заметить, что температура воздуха на высоте 180 м (мс на территории «Академгородка») не очень сильно отличается от температуры на также расположенной верхней части холма,

В слабовсхолмленном рельефе аномалии минимальных (ночных) температур обусловлены, в первую очередь, особенностями подстилающей поверхности (характером почвы и растительности, близостью больших водоемов, наличием болот и т.д.), а также формой рельефа. Зимой, когда замерзают водоемы, а снежный покров сглаживает неоднородности подстилающей поверхности, в наибольшей степени проявляются формы рельефа. В теплое полугодие роль последнего по сравнению с неоднородностями подстилающей поверхности сильно уменьшается. По этой причине представленные на рис. 3

но чуть выше АДМС «1166». Этот факт фактически подтверждает сказанное ранее, что в условиях холмистого рельефа главная роль в формировании аномалий температуры принадлежит не высоте. В холмистом рельефе выхолаженный воздух стекает с холмов и растекается по прилегающей равнине в виде своеобразной пленки. Толщина этой пленки холодного воздуха зависит от условий радиационного охлаждения, площади склонов и вершин, с которых стекает в долину охлажденный воздух и площади самой долины, где происходит его накопление. В ее пределах (как правило, в самом нижнем 10–20-метровом слое) наблюдаются наибольшие вертикальные перепады температуры – до 3–5°C. Над этим слоем на высотах 20–100 м над нижней отметкой располагается теплая зона с малым изменением температуры вдоль склона – около 0.5–1.0°C [2, 5]. По этой причине градиенты температуры в верхних частях холмов небольшие по сравнению с градиентами у подножий. Согласно микроаэрологическим наблюдениям в низинах казахского мелкосопочника толщина пленки холодного воздуха ориентировочно составляет 0.2–0.25Н, где Н – относительная высота холма [2].

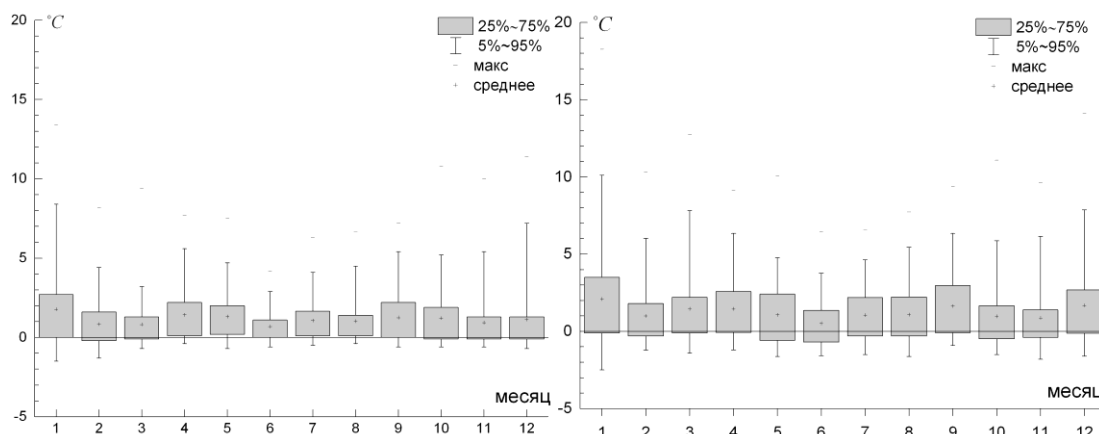


Рисунок 3. Распределение разностей ночных температур (0-3 ч) между мс на территории «Академгородка» в г. Апатиты и АМСГ «Апатиты» (слева), АДМС «1166» и АМСГ «Апатиты» (справа), 2014-2016 гг.

Заключение

В период 2014–2017 гг. проведены наблюдения за температурой воздуха в холмистом рельефе Кольского п-ова. Наблюдения на стационарных метеорологических станциях дополнялись микроклиматическими съемками. Обнаружено, что в условиях ясной и тихой погоды поле температуры в условиях холмистого рельефа отличается сильной неоднородностью. Зимой перепады температур между вершинами небольших холмов (с относительными превышениями не более 50 м) и окружающими их равнинами могут превышать 10–15°C. Еще более заметные разности (до 20°C) создаются между вершинами и узкими долинами, где накапливается холодный воздух. В летнее время большие разности появляются только ночью и они меньше по величине (до 5-8°C). Проведенные измерения показывают, что использование данных ближайших мс для описания термического режима больших территорий, расположенных в холмистом рельефе, не является корректной процедурой. Данный факт необходимо учитывать при оптимизации затрат тепла на обогрев городов и поселков, а также в сельском хозяйстве.

Литература

- 1 Гейгер Р. Климат приземного слоя воздуха. М.: Иностранная литература. 1960. 480 с.
- 2 Гольцберг И. А. Микроклимат СССР. Л.: Гидрометеиздат. 1967. 282 с.
- 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 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.
- 5 Методические указания по обобщению результатов микроклиматических исследований для целей сельскохозяйственного производства. Л.: Гидрометеиздат. 1985. 88 с.
- 6 Микроклимат холмистого рельефа его влияние на с/х культуры /под ред. И. А. Гольцберг. Л.: Гидрометеиздат. 1962. 250 с.
- 7 Мищенко З.А. Биоклимат дня и ночи. Л.: Гидрометеиздат. 1984. 280 с.
- 8 Міщенко З. А., Ляшенко Г. В. Мікрокліматологія. Київ: КНТ. 2007. 336 с.
- 9 Романова Е.Н., Мосолова Г.И., Берсенева И.А. Микроклиматология и ее значение для сельского хозяйства Л.: Гидрометеиздат. 1983. 246 с.

ВЛИЯНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ЧАСТОТАХ ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ НА ДВИГАТЕЛЬНУЮ АКТИВНОСТЬ СЕРОГО ТЮЛЕНЯ

В.Ф. Григорьев¹, А.П. Яковлев²

¹Полярный геофизический институт, Россия

²Мурманский морской биологический институт, Россия

Аннотация. В работе представлены результаты исследований влияния электромагнитного поля с частотой 8 Гц на двигательную активность серого тюленя. Показано, что при воздействии магнитного поля в диапазоне частот шумановских резонансов на тюленя, резко возрастает его двигательная активность, что объясняется повышением «тревожности» или «возбужденности» животного.

Введение

Изучение поведения животных с очевидностью показало, что некоторые из них воспринимают весьма слабые магнитные поля (такие, например, как магнитное поле Земли). В тоже время, наличие органа ответственного за магниторецепцию, доказано лишь у некоторых видов [1]. Способность воспринимать магнитное поле и отсутствие четко выраженного органа магниторецепции ставит перед учеными единственную в своем роде проблему. Магниторецепция характерна для столь большого числа видов, что она, по-видимому, представляет собой достаточно общее явление [1].

В настоящее время стало ясно, что независимо от того, каким именно образом осуществляется магниторецепция, геомагнитное поле следует рассматривать как фактор окружающей среды, имеющий потенциальную значимость для различных таксономических групп [2]. В научной литературе было обосновано предположение о том, что наиболее вероятным из внешних источников синхронизации со средой обитания для гидробионтов является ЭМ-поле резонатора Земля – ионосфера преимущественно в области частот 6-8 Гц. Электромагнитное поле резонатора Земля – ионосфера существует с древнейших времен и настройка гидробионтов на это поле представляется вполне естественной [3].

Большинство эффективных для воздействия на живой организм частот магнитного поля (МП) находятся в интервале 0,01—60 Гц, поскольку совпадают с собственными ритмами функционирования головного мозга, нервной системы, сердца и других систем организма [4].

Арктические ластоногие подвержены воздействию мощных магнитных полей с различными пространственно-временными и частотно-амплитудными характеристиками, из-за близости их мест обитания к северному магнитному полюсу. Интенсивность глобальных магнитных бурь и естественных колебаний геомагнитного поля в этом регионе на порядок превосходит показатели экваториальных областей [5].

Одной из первых ответных реакций организма животного на возникающие изменения параметров абиотических факторов, в том числе и электромагнитного поля, является изменение в его поведение [6].

Совместно со специалистами Полярного геофизического института было создано устройство для исследования влияния искусственного магнитного поля на водные биологические объекты, с целью изучения влияния магнитных полей на поведение настоящих тюленей [7].

Цель исследований - получение данных о влиянии искусственных электромагнитных полей в диапазоне частот шумановских резонансов на двигательную активность серого тюленя.

Объект и методы исследования

Объект исследования - половозрелая самка серого тюленя (*Halichoerus grypus* Fabricius, 1791), в возрасте 11 лет. Животное было отловлено в 2005 году, содержалось на аквакомплексе ММБИ в Кольском заливе, в условиях открытого вольерного комплекса.

Искусственное магнитное поле генерировалось с помощью экспериментального источника МП, с напряженностью поля синусоидальной формы, превышающую напряженность геомагнитного поля (45- 50 А/м). В состав источника магнитного поля входят: задающий генератор с перестраиваемой несущей частотой в диапазоне от 0,01 Гц до 36 Гц и излучающая антенна, огибающая бассейн по периметру, образуя горизонтальную рамку.

Наблюдение за испытуемым животным осуществлялось по средствам камеры наружного наблюдения. Видеоматериал записывался с помощью TV-тюнер kWorld установленного на персональный компьютер. Видеонаблюдение велось в течение 4-7 часов (с 10:00 до 17:00) на протяжении 11 дней.

Задающий МП генератор, система видеонаблюдения и другое исследовательское оборудование располагалось в отдельном помещении, контакт животного с человеком во время проведения экспериментов был исключен.

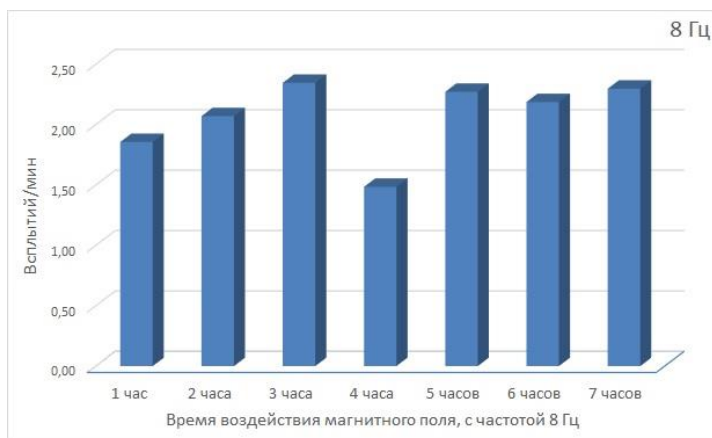


Рисунок 1. Усредненное количество всплытий за минуту, совершаемых животным, в экспериментах с генерируемым МП частотой 8 Гц.

Экспериментальные данные получены с использованием следующих методов: «метод сплошного протоколирования» - непрерывная и максимально полная запись всех действий животного и «метод регистрации отдельных поведенческих проявлений» - во время наблюдения фиксируются все случаи проявления изучаемых действий [8]. При обработке видеоматериала учитывались следующие поведенческие проявления: нахождение животного под водой, нахождение животного на поверхности, выход на помост, нехарактерные поведенческие проявления, позы и движения (при наличии). Для оценки степени изменений двигательной активности животного записывались фоновые наблюдения. Так же были проведены эксперименты с «мнимым воздействием», во время проведения которых задающий генератор

и вспомогательное оборудование было включено, при этом МП не генерировалось. В качестве оценочного параметра двигательной активности тюленя был выбран расчётный показатель – всплытий за 1 минуту.

Проведенные нами ранее исследования по кратковременному воздействию ЭМП, показали, что двигательная активность серого тюленя значительно изменяется при его экспозиции в ЭМП с частотами 2-8 Гц [9]. Была проведена серия из 5 экспериментов по воздействию ЭМП с частотой 8 Гц на серого тюленя, длительностью 7 часов каждый. Фоновые наблюдения и эксперимент с мнимым воздействием продолжались по 4 часа, в трехкратной повторности.

Результаты и обсуждение

Рассчитанный показатель – всплытий в минуту, является средним значением всплытий, совершаемых животным за определенный промежуток времени наблюдения. Всплытие тюленя связано с физиологически закрепленным актом дыхания, что делает регистрацию подобных поведенческих проявлений наиболее стабильной и наиболее полно отражающей двигательную активность особи в данный промежуток времени, поскольку, чем больше двигательная активность животного, тем больше требуется кислорода организму, для поддержания гомеостаза. Другими словами, существует прямая зависимость необходимости потребления кислорода с ростом интенсивности протекания физиологических процессов в организме животного [10].

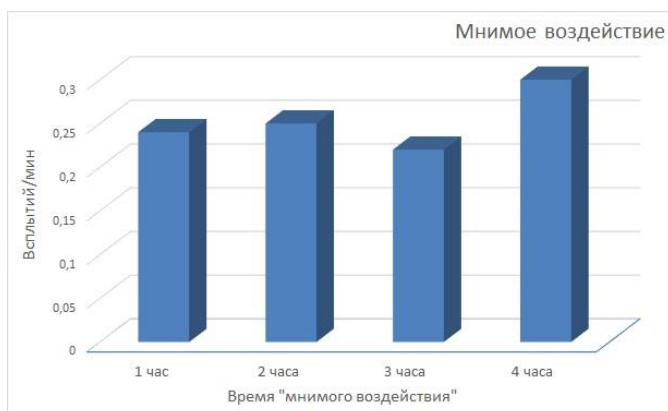


Рисунок 2. Усредненное количество всплытий за минуту, совершаемых животным, в экспериментах с «мнимым воздействием».

На рис. 1 приведено усредненное количество всплытий за минуту, в экспериментах с генерируемым магнитным полем с частотой 8 Гц. Двигательная активность тюленя начала расти сразу после включения МП в течение первого часа наблюдений, достигая 1,86 всплытий в минуту. На протяжении последующих двух часов воздействия, активность животного продолжала расти, достигнув к третьему часу экспозиции 2,35 всплытий за 1 минуту. Животное активно плавало по периметру бассейна, совершая кратковременные всплытия для дыхания продолжительностью 1-2 секунды. На 4 часу экспозиции, по причине практически безостановочного, активного плавания, животное стало совершать более длительные всплытия, находясь на поверхности 7-10 секунд, интервал между

всплываниями сократился. Однако начиная с пятого часа экспозиции и до конца воздействия МП, активность продолжила расти, достигнув 2,30 всплываний в минуту к концу 7-го часа.

Для подтверждения достоверности полученных данных были проведены эксперименты с «мнимым воздействием», которые показали, что при отсутствии генерации магнитного поля, тюлень находится в спокойном состоянии, его двигательная активность незначительно колеблется, при этом находится на низком уровне (0,22 – 0,30 всплываний в минуту).

Фоновые наблюдения, проведенные нами, показали, что двигательная активность серого тюленя в спокойном состоянии находится на стабильно низком уровне, количество всплываний незначительно варьирует и находится в интервале от 0,27 до 0,31 всплываний за 1 минуту.

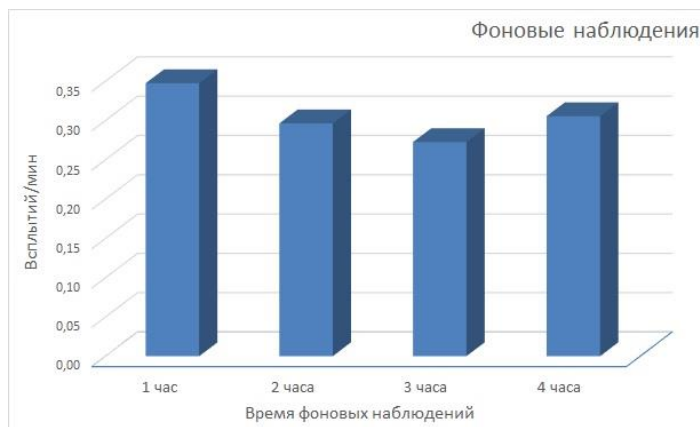


Рисунок 3. Усредненное количество всплываний за минуту, совершаемых животным, во время проведения фоновых наблюдений.

способны восприниматься серыми тюленями. Это позволяет им заблаговременно получать информацию о приближении опасных процессов, способных влиять на их жизнедеятельность, а также регулировать свою биоритмику.

Выводы

1. Проведенные эксперименты убедительно показали, что при воздействии на серого тюленя магнитного поля на частотах шумановских резонансов резко возрастает его двигательная активность, количество всплываний в 5 – 6 раз выше, чем при фоновых наблюдениях и при опытах с «мнимым воздействием». Подобное поведение можно объяснить повышением «тревожности» животного, или другими словами его крайней возбужденностью.

2. Анализ полученных результатов может свидетельствовать о том, что естественные электромагнитные поля в области частот "шумановских резонансов", возбуждаемые при многих опасных гидрометеорологических процессах,

Литература

1. Jungerman R.L., Rosenblum B. (1980). Magnetic induction for the sensing of magnetic fields an analysis, J. Theor. Biol., 87, 25.
2. Биогенный магнетит и магниторецепция. Новое о биомагнетизме: В 2-х т. Пер. с англ. / Под ред. Дж. Киршвинка, Д. Джонса, Б. Мак-Фаддена. — М.: Мир, 1989.
3. А.В. Муравейко, И.А. Степанюк, В.М. Муравейко, Н.С. Фролова Эффекты влияния электромагнитных полей в области "шумановских резонансов" на активность гидробионтов // Вестник МГТУ, том 16, № 4, 2013 г. стр. 764-770
4. Хабарова О.В. Биоэффективные частоты и их связь с собственными частотами живых организмов // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, 2002, № 5, с. 56-66
5. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М.: Мир, 1986. 525 с.
6. Дьюсбери Д. Поведение животных: Сравнительные аспекты. Пер. с англ. — М.: Мир, 1981. — 480 с.
7. 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)/Е.Д. Терещенко, В.Ф. Григорьев - Заявка № 2016125093; приоритет изобретения 22.06.2016; Срок действия патента 22.06.2016, опубл. 27.11.2016, Бюл. № 33.
8. Попов С.В., Ильченко О.Г. Методические рекомендации по этологическим наблюдениям за млекопитающими в неволе. М.: Изд. Моск. Зоопарк: 1990. 77 с.
9. Яковлев А.П., Михайлюк А.Л., Григорьев В.Ф. Оценка изменений параметров поведения серого тюленя при воздействии на него электромагнитных полей экстремально низких частот в диапазоне 0.01–36 Гц // Вестник МГТУ. - 2016. Т. 19. № 1/2. С. 345–352.
10. Начала физиологии: Учеб. для вузов. Под ред. акад. А. Д. Ноздрачева. — СПб.: Лань, 2001. — 1088 с.; 2-е изд., испр. — СПб.: Лань, 2002.

AUTHOR INDEX

A

Antonova E.E. 6

B

Barkhatov N.A. 74, 76, 97
Barkhatova O.M. 97
Belakhovsky V.B. 34, 54, 100
Belov A.V. 89
Bergardt O.I. 62
Borodkova N. 82

C

Chelpanov M.A. 62
Cherniakov S.M. 104, 112
Chugunov Yu.V. 58

D

Demekhov A.G. 46, 58, 66
Demianov A.I. 6
Demin V.I. 135
Despirak I.V. 11
Dremukhina L.A. 15, 23

E

Elizarova N.I. 135
Eroshenko E.A. 89

F

Frank-Kamenetsky A.V. 94

G

Galkin A.A. 116
Glavatskiy Yu.A. 74
Golovchanskaya I.V. 27
Grigoriev V.F. 139
Gromov S.V. 15, 19, 23
Gromova L.I. 15, 19, 23, 50
Guineva V. 11
Gushchina R.T. 89
Gvozdevsky B.B. 89

K

Karpov M.I. 108
Kirpichev P. 6
Kleimenova N.G. 23, 50
Klimenko M.V. 120
Klimushkin D.Yu. 62
Knyazeva M.A. 108
Kobelev P.G. 89

Kornilova T.A. 27
Kosolapova N.V. 97
Kotova D.S. 120
Kozelov B.V. 30, 135
Kozelova T.V. 30
Kozlovsky A.E. 50, 120
Kozyreva O. 54
Kulikov Y.Y. 131

L

Larchenko A.V. 58
Lorentsen D. 54

M

Macotela E.L. 50
Mager O.V. 62
Mager P.N. 62
Malysheva L.M. 23
Manninen J. 50
Maslov I.A. 116
Melnik M.N. 125
Menshov Yu.V. 135
Mingalev O.V. 125
Mingalev V.S. 125
Moya P.S. 6
Mylnikova A.A. 120

N

Namgaladze A.A. 108
Nikolashkin S.V. 104

O

Ogloblina O.F. 112
Osipov S.I. 131
Ovchinnikov I.L. 6
Ovodenko V.B. 120

P

Petrov V.G. 15
Pilgaev S.V. 116
Pilipenko V.A. 34, 54, 100
Pinto V.A. 6
Poberovsky A.V. 131
Podgorny A.I. 78
Podgorny I.M. 78
Ponyavin D.I. 86
Popova T.A. 66
Pulinets M.S. 6

R

Rakhmanova L. 82

Revunov S.E.	74
Revunova E.A.	76
Riazantseva M.O.	6, 82
Rogov D. D.	94
Roldugin A.V.	112, 116
Roldugin V.C.	112
Rozhdestvenskaya V.I.	128
Rozhdestvensky D.B.	128
Ryskin V.G.	131

S

Sakharov Ya.A.	34, 100
Samsonov S.N.	100
Sapunova O.	82
Selivanov V.N.	34
Semenova N.V.	46, 66
Shirokov E.A.	58
Sotnikov N.A.	6
Stepanova M.V.	6

T

Telegin V.A.	128
Tereshchenko V.A.	104
Turunen T.	50

U

Ugolnikov O.S.	116
---------------------	-----

Uliev V.A.	94
-----------------	----

V

Vasilieva N.E.	23
Vinogradov A.B.	76
Vokhmyanin M.V.	86
Volkov M.A.	42
Vorobjev V.G.	6, 38
Vovchenko V.V.	6

W

Werner R.	11
----------------	----

Y

Yagodkina O.I.	6, 38
Yahnin A.G.	46, 66
Yahnina T.A.	46, 66
Yakovlev A.P.	139
Yanke V.G.	89
Yasyukevich Y.V.	120
Yushkov V.A.	131

Z

Zastenker G.	82
Znatkova S.S.	6
Zverev V.L.	38

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
183010, г.Мурманск, ул.Халтурина, 15

RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES
POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE
15, Khalturina str., Murmansk, 183010, RUSSIA

