

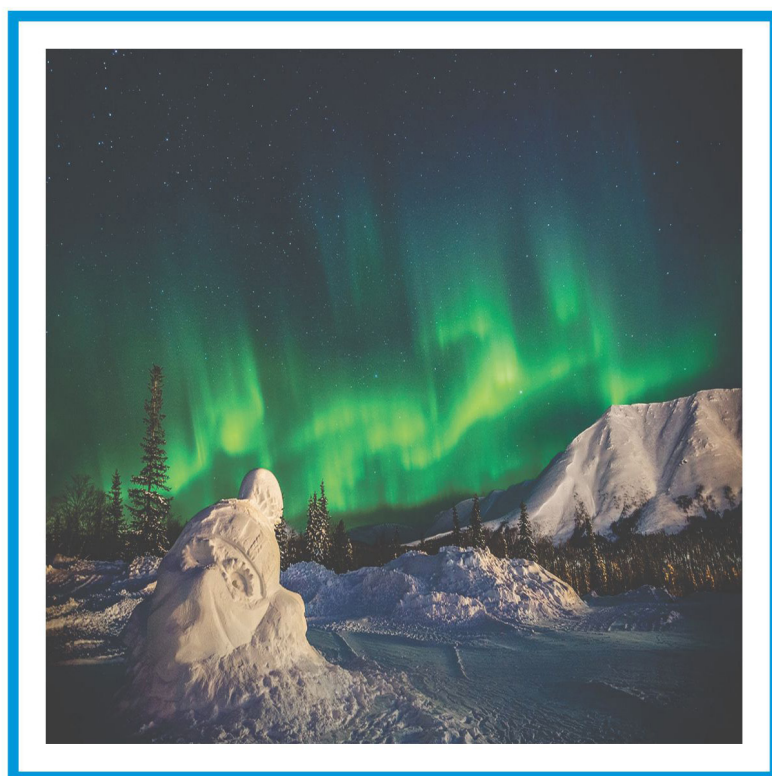
MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION
OF THE RUSSIAN FEDERATION

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

43rd Annual Seminar
10 – 13 March 2020

Proceedings



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

Polar Geophysical Institute

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 43rd Annual Seminar

Apatity

10 – 13 March 2020

Apatity
2020

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

The organizing committee:

Andris Lubchich (chair)

Irina Despirak

Konstantin Orlov

Victor Yurov

Tatyana Popova

Addresses:

Apatity department

Akademgorodok, 26a

Apatity, 184209

Murmansk region

Russia

Murmansk department

Khalturina str., 15

Murmansk, 183010

Russia

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43

ISSN 2588-0039

Editor:

A.A. Lubchich

<http://pgia.ru/seminar>

Научное издание

Технический редактор В. Ю. Жиганов

Подписано к печати 23.10.2020. Формат 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 20.93. Тираж 300 экз. Заказ № 62. Издательство ФГБУН ФИЦ КНЦ РАН.

184209, г. Апатиты, Мурманская область, ул. Ферсмана, 14. www.naukaprint.ru

© Polar Geophysical Institute, 2020

CONTENTS

SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

I.V. Despirak, A.A. Lubchich, N.G. Kleimenova	Several special conditions in the solar wind for a supersubstorm appearance	7
E.I. Gordeev, S.V. Apatenkov	Detecting near-tail current sheet formation using isotropic boundaries: lessons from global MHD	11
В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов	Рост геомагнитно-индуцированных токов в линиях электропередач во время магнитной бури 25-26 августа 2018 года	15
И.И. Шагимурагов, И.И. Ефишов, М.В. Филатов, И.Е. Захаренкова, Н.Ю. Тепенитчина, Г.А. Якимова	Климатология авроральных возмущений и фазовых флуктуаций GPS сигналов: прямое сопоставление	19

SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, Е.Е. Антонова	Сравнительные характеристики давления высыпающихся ионов в дневном секторе овала и LLBL	23
В.М. Уваров, Г.Г. Хохлов, Е.С. Громова	Трехмерная модель глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли. Постановка задачи	27
В.М. Уваров	Численная эмпирическая модель распределения электрического потенциала в ионосфере Земли	31

SESSION 3. WAVES, WAVE-PARTICLE INTERACTION

N.G. Kleimenova, J. Manninen, T. Turunen, L.I. Gromova, Yu.V. Fedorenko, A.S. Nikitenko, O.M. Lebed	Unexpected high-frequency “birds”-type VLF emissions	35
О.И. Ахметов, И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, В.Б. Белаховский, З.В. Суворова	Распространение электромагнитных волн в атмосфере высоких широт при различных гелиогеофизических условиях в диапазоне ОНЧ	39
В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, Е. Миоши	Вклад УНЧ и ОНЧ волновых возмущений в рост потоков релятивистских электронов	43
П.Е. Терещенко, Р.Ю. Юрик	Оценка эффективной проводимости подстилающей поверхности волновода Земля-ионосфера по результатам эксперимента FENICS-2019	47

SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

P.G. Kobelev, L.A. Trefilova, A.V. Belov, E.A. Eroshenko, V.G. Yanke	Reference stations method usage for excluding snow effect by 2018-2019 data	52
A.I. Podgorny, I.M. Podgorny, A.V. Borisenko	MHD simulation of flare situation above the active region AR 10365 in the real time scale	56
Ю.В. Балабин, А.А. Луковникова, Б.Б. Гвоздецкий, А.В. Германенко, И.В. Янковский	Новая секция нейтронного монитора в Восточных Саянах	60
Н.А. Бархатов, В.Г. Воробьев, Е.А. Ревунова, И.С. Ундалова	Статистическое исследование связи КВМ с солнечными вспышками	65
А.В. Борисенко, И.М. Подгорный, А.И. Подгорный	Применение параллельных вычислений на графических процессорах для МГД моделирования солнечной вспышки в реальном масштабе времени	69
С.В. Громов, Ю.С. Загайнова, В.Г. Файнштейн, Л.И. Громова	Связь временных вариаций корональных выбросов массы и крупномасштабных событий в солнечном ветре с появлением SC в 23 и 24 циклах солнечной активности	73
М.С. Калинин, М.Б. Крайнев, А.К. Свиржевская, Н.С. Свиржевский	Трёхкомпонентная модель гелиосферного магнитного поля и модуляция галактических космических лучей	77
Л.А. Трефилова, П.Г. Кобелев, А.В. Белов, Е.А. Ерошенко, В.А. Оленева, В.Г. Янке	Понижение интенсивности космических лучей в мае 2019 года в 24-м солнечном цикле	80

SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

V.B. Belakhovsky, Y. Jin, W. Miloch	Impact of the substorms and polar cap patches on GPS radio waves at polar latitudes	84
S.M. Cherniakov, V.A. Turyansky	Variations in mesospheric temperature during polar mesospheric summer echoes	87
Zh.V. Dashkevich, B.V. Kozelov, A.G. Demekhov, S. Oyama, Y. Miyoshi, S. Kasahara, S. Yokota, A. Matsuoka, K. Keika, T. Hori, I. Shinohara	Evolution of the energetic electron flux observed by ARASE satellite and simultaneous aurora in the case of March 31, 2017, 00-01 UT	91

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов	Моделирование спектра свечения ночного неба Земли и Венеры для систем полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями электронно-возбуждённой молекулы кислорода	96
О.М. Бархатова, В.Г. Воробьев, С.Е. Ревунов, Д.С. Долгова, Н.В. Косолапова	УНЧ возмущения, вызванные турбулентной оболочкой межпланетных магнитных облаков	101
С.А. Долгачева, Л.Н. Макарова, А.В. Николаев	Обработка ионограмм высокоширотных станций вертикального зондирования с использованием нейронных сетей: Es и F2 слои	105
П.А. Климов, М.И. Панасюк, К.Ф. Сигаева	Измерения УФ свечения в полярных областях телескопом «ТУС» на борту спутника «Ломоносов»	109
Д.С. Котова, И.А. Носиков, М.В. Клименко	Применение приближения геометрической оптики в задаче моделирования загоризонтной радиолокации	113
В.Д. Николаева, Е.И. Гордеев	Апробация модели E слоя авроральной ионосферы с различными источниками корпускулярной ионизации	116
Д.Д. Рогов	Мониторинг условий распространения КВ радиоволн в Арктическом регионе РФ в режиме реального времени	120
Д.Д. Рогов	Риометрическая эмпирическая модель поглощения КВ радиоволн во время солнечных рентгеновских вспышек	124
В.В. Сафаргалеев, Т.И. Сергиенко, К. Хосокава, В.Н. Митрофанов, Я. Огава, Ё. Миоши, Ш. Ояма, С. Курита, Р. Фудзии	Влияние ориентации пульсирующей авроральной дуги на свойства связанных с ней геомагнитных пульсаций	128
А.Е. Степанов, В.Л. Халипов, А.Ю. Гололобов, И.А. Голиков, С.Е. Кобякова, Е.Д. Бондарь	Субавроральные потоки ионов из ионосферы в области развития поляризационного джета	132
В.А. Ульев, Д.Д. Рогов, А.В. Франк-Каменецкий	Сезонная зависимость появления эффекта утреннего понижения поглощения ПППШ	135
В.П. Урядов, В.И. Куркин, Ф.И. Выборнов, А.В. Першин, О.А. Шейнер	Результаты наблюдений частного солнечного затмения 11 августа 2018 года на сети трасс наклонного зондирования ионосферы в Евразийском регионе	138

О.А. Шейнер, Ф.И. Выборнов	О роли солнечных корональных выбросов массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра в динамике характеристик ионосферы	142
----------------------------	--	-----

SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

N.V. Bakhmetieva, V.L. Frolov, Y.Y. Kulikov	Mesospheric ozone in artificial modification of lower ionosphere	146
--	--	-----

A.S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva	The simulation of vibrational populations of electronically excited N ₂ and O ₂ molecules in the middle atmosphere of the Earth during precipitations of high-energetic particles	150
---	---	-----

Y.Y. Kulikov, A.F. Andriyanov, V.G. Ryskin, V.M. Demkin, V.I. Demin, A.S. Kirillov, V.A. Shishaev	Results of microwave monitoring of middle atmosphere ozone in polar latitudes for two winter seasons 2017-2018 and 2018-2019	154
--	--	-----

E.A. Shirokova, A.G. Razuvaev, A.V. Mayorov, B. Aradi, T. Frauenheim, S.K. Ignatov	Neutral water clusters in the Earth's atmosphere: The effect of orientational isomerism on their concentrations and thermodynamic parameters	158
--	--	-----

В.И. Демин, Б.В. Иванов	Восстановление длинных рядов температуры воздуха в Баренцбурге для оценки климатических изменений на архипелаге Шпицберген	162
-------------------------	--	-----

В.И. Демин, Б.В. Козелов	Фёновые эффекты в Баренцбурге (Шпицберген)	167
--------------------------	--	-----

SESSION 7. HELIOBIOSPHERE

P.A. Kashulin, N.V. Kalacheva	Physiological responses in plants induced by artificially generated EMF vector potential	172
-------------------------------	--	-----

P.A. Kashulin, N.V. Kalacheva, E.Y. Zhurina	Temporal peculiarities in environment factors change and in physiological dynamics of the indoor plants during low solar activity	175
--	---	-----

Author index		179
--------------	--	-----

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.001

SEVERAL SPECIAL CONDITIONS IN THE SOLAR WIND FOR A SUPERSUBSTORM APPEARANCE

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

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

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

Abstract. Analysis of the space weather conditions associated with supersubstorms (SSS) was carried out. Two magnetic storms, on 11 April and on 18 April 2001 have been studied and compared. During the first storm, there were registered two events of the supersubstorms with intensity of the SML index ~ 2000 - 3000 nT, whereas during the second storm there were observed two intense substorms with SML ~ 1500 nT. Solar wind conditions before appearance of the SSSs and intense substorms were compared. For this purpose, the OMNI data base, the catalog of large-scale solar wind phenomena and the data from the magnetic ground-based stations of the SuperMAG network (<http://supermag.jhuapl.edu/>) were combined. It was shown that the onsets of the SSS event were preceded by strong jumps in the dynamic pressure and density of the solar wind, which were observed against the background of the high solar wind speed and high values of the southern B_z component of the IMF. Comparison with the usual substorms showed that some solar wind parameters were higher before SSSs, then before usual substorms: the dynamic pressure, the speed and the magnitude of IMF. On the other hand, the PC index values was the same for these all substorms, that leads to the conclusion about the possible independence of SSS appearance on the level of solar energy penetrated to the magnetosphere.

Introduction

In the last few years, different cases of extremely intense substorms (so-called "supersubstorms" - SSS) [1-6] have been intensively investigated. At first, the supersubstorms have been determined as very intense magnetic substorms with the very large negative values of the SML index (≤ -2500 nT). This index is similar to the widely used AL-index, but derived from the 88 auroral SuperMAG stations [7]. However, in our opinion, this definition of the SSS intensity (SML index threshold ≤ -2500 nT) should be extended, at least, up to SML values ≤ -2000 nT [6].

Perhaps, the main question that researchers must answer is whether the supersubstorms are different from the usual substorms or not. So far it has been shown that in some SSS cases, the spatio-temporal development of the westward electrojet has a specific feature showing an almost global distribution in the longitude from the evening to noon sector surrounding the Earth [4]. The largest intensity of these SSS events was observed in the post-midnight sector. This activity was accompanied by the bay-like disturbances at dayside polar latitudes with the significantly reduced magnitude [5]. Besides, the first studies of the behavior of the auroras during the SSSs showed that the development of the visible auroras is also nonstandard; the intense auroras were registered in the pre-midnight and morning sectors of the magnetic local time (MLT) [2].

At the same time, the first studies of the space weather conditions for the appearance of the SSSs showed that the SSS events are typically observed during the main phase of a strong magnetic storm and by the definite conditions in the solar wind and interplanetary magnetic field (IMF) [1], [3]. It was shown, that the SSSs occur during the certain types of the large-scale solar wind streams, namely, the SSSs are mainly observed during the approach to the Earth's magnetosphere of the solar wind carrying magnetic clouds (MC) and SHEATH plasma compression regions. Thus, the SSS events are caused by interplanetary coronal mass ejections and are, in fact, unassociated with high-speed streams from the coronal holes [3]. The considered solar wind types have the fairly long duration, so the question is where local drivers for supersubstorms are.

The aim of our work is the search of the local space weather drivers of SSSs. For this purpose, the solar wind and IMF conditions before the onsets of the SSS events were compared with the conditions before the onset of the usual substorms; the data of the SuperMAG network and CDAWeb database were combined. We considered two magnetic storms - on 11 April and on 18 April 2001. During the first storm, there were registered two SSS events with intensity of the SML index ~ 2000 - 3000 nT, whereas during the second storm there were observed two intense substorms with SML ~ 1500 nT.

Four substorm events, chosen for the study, are shown in Figure 1. The time variations of the SML index are presented for the period of 11-12 April 2001 (the top panel) and for the time period of 17-18 April 2001 (the bottom panel), the moments of all substorms are pointed by the blue arrows. It is seen, that the SSSs were registered at 16:09 UT on 11 April (SML ~ -2920 nT) and at 20:24 UT on 12 April 2001 (SML ~ -2450 nT); whereas usual substorms were observed at 01:16 UT (SML ~ -1640 nT) and at 04:08 UT on 18 April 2001 (SML ~ -1400 nT).

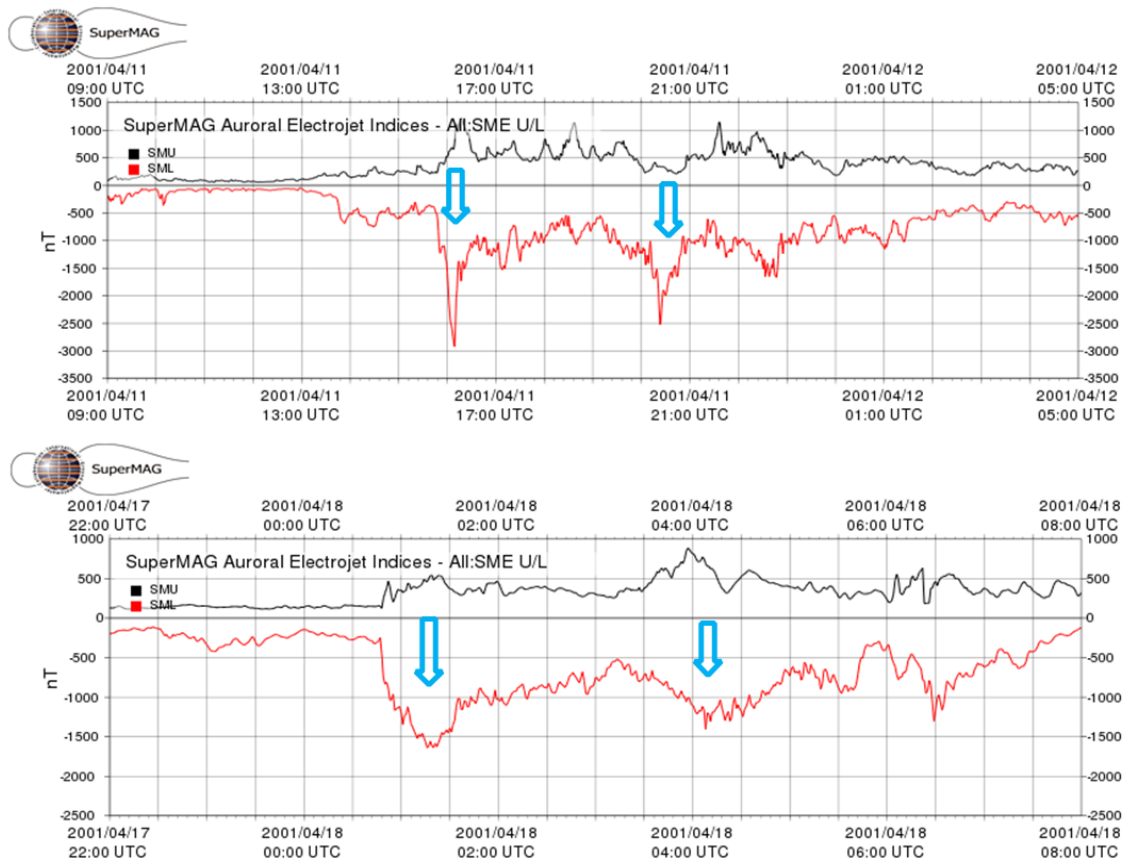


Figure 1. Variations of the SMU and SML indexes of geomagnetic activity by SuperMAG data are presented for two time periods: from 09 UT on 11 April to 05 UT on 12 April 2001 (top panel) and from 22 UT on 17 April to 08 UT on 118 April 2001 (bottom panel). SML index is shown by the red line. Four moments of SSS and usual substorms are shown by the blue arrows.

Data

We used the OMNI data base and the catalog of the large-scale solar wind phenomena for determination of the solar wind types [8]. These parameters were taken from the 1-min sampled OMNI data base of the CDAWeb (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/eval2.cgi>).

The extremely intense substorms (SSS) were determined by the SML index, based on the data from the magnetic ground-based stations of the SuperMAG network (<http://supermag.jhuapl.edu/>) and Scandinavian IMAGE network (<http://space.fmi.fi/image/>). The supersubstorms are defined as those events with the SML (AL) peak < -2000 nT, whereas usual intense substorms are detected as events with SML (AL) peak < -1000 nT.

Results

Here we present some results of our study of the space weather conditions for the chosen 4 events during two magnetic storms on 11 and 18 April 2001. Figure 2 shows the several solar wind and IMF parameters observed before SSSs events on 11 April 2001, from top to bottom: magnitude of magnetic field (B_T), B_Y - and B_Z -components of IMF, the flow speed and the dynamic pressure of the solar wind, PC-, SYM/H- and SML- indexes of geomagnetic activity. From the left panel of Figure 2, it is seen that two consecutive structures in the solar wind were observed: SHEATH with EJECTA. As result, there was the magnetic storm on 11 April 2001 with SYM/H ~ 300 nT, both supersubstorms, which were marked in the picture by the vertical dotted blue lines, were registered at the main phase of the storm, during the SHEATH region. The behavior of the solar wind parameters shows in more detail in the right panel of Figure 2. It is seen that before both SSS occurrence, the local jump of the solar wind dynamic pressure was observed (~ 20 nPa). Additional, the high values of the southern B_Z component of the IMF (~ 15 - 30 nT), the total magnetic field (~ 25 - 35 nT), velocity of the solar wind (~ 700 km/s) were also registered before the SSSs onsets. Besides, before two SSSs, the values of the B_Y component of the IMF was negative.

Figure 3 shows the solar wind parameters observed before the usual substorms on 18 April 2001. The format of Figure 3 is the same as of Figure 2. It is seen that both substorms were registered at the main phase of the storm (SYM/H ~ 140 nT), caused by high values of the southern B_Z component of the IMF during the SHEATH region. From the right panel of Figure 3, it is seen that before both usual substorms occurrence, the relatively small values

of the solar wind dynamic pressure (~ 5 nPa) and velocity (~ 450 - 500 km/s), the magnitude of the IMF (~ 10 - 15 nT) were observed. But PC- index values were similar for the substorms and SSSs (~ 12 - 14 mV/m).

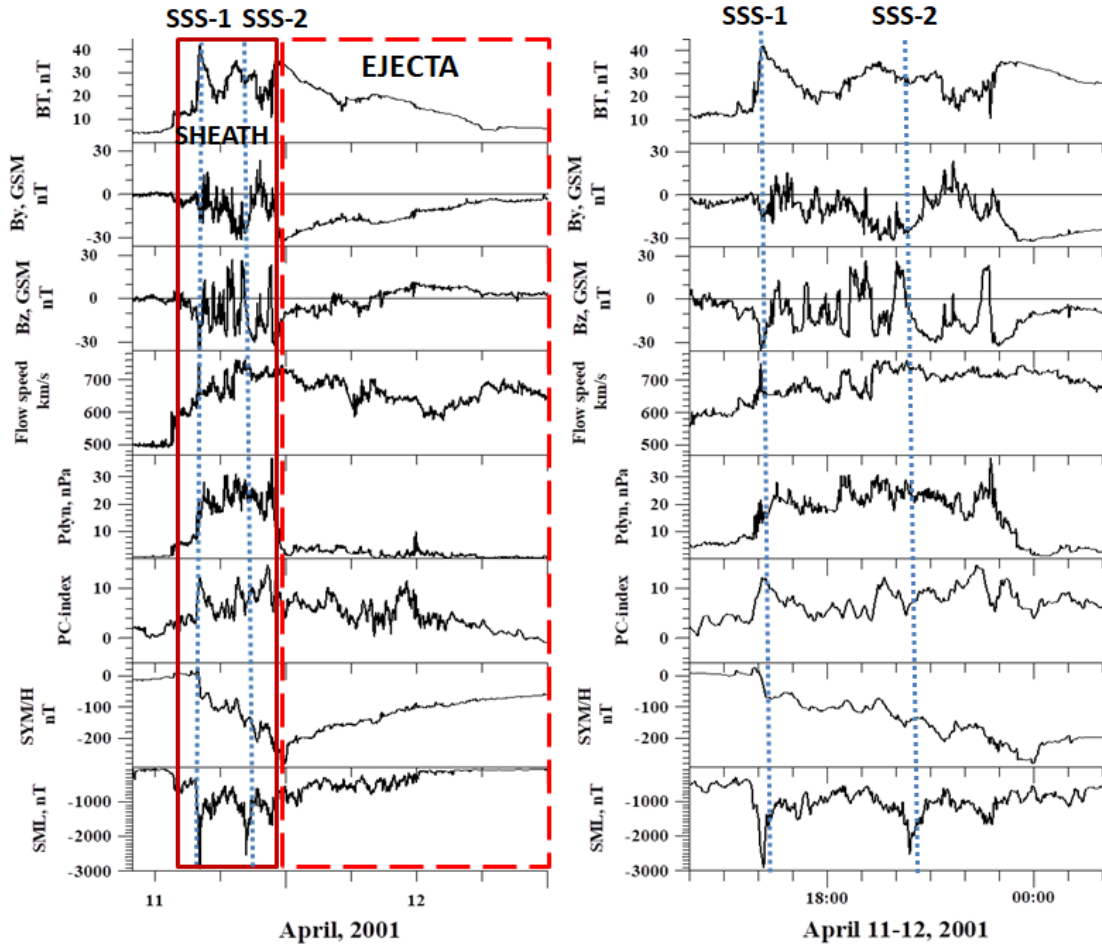


Figure 2. Variations of the solar wind and IMF parameters for two time periods: from 10 UT on 11 April to 24 UT on 12 April 2001 (left) and from 14 UT on 11 April to 02 UT on 12 April 2001 (right). The boundaries of the solar wind types are marked by the red rectangles: SHEATH – by the solid lines, EJECTA – by the dotted lines. The moments of the SSS are shown by the vertical dotted blue lines.

Summary

We found the following differences in the behavior of the solar wind parameters before the onsets of the usual intense substorms and SSSs:

- 1) The solar wind dynamic pressure was relatively low for usual substorms ~ 5 nPa, while for SSSs ~ 20 nPa;
- 2) The solar wind velocity for usual substorms was between high – and low values (~ 450 - 500 km/s), while for SSSs, it shows very high values (~ 700 km/s);
- 3) The magnitude of the IMF for SSSs is higher (~ 25 - 35 nT) than for usual substorms (~ 10 - 15 nT);
- 4) The PC index was about the same (~ 12 - 14 mV/m) for both types of intense substorms.

Thus, we found some differences in the behavior of the solar wind parameters: the dynamic pressure, the velocity and the magnitude of IMF was lower for usual substorms than for SSSs. However, the PC index values were similar for both types of intense substorms. So we may suppose the possible independence of the SSSs appearance on the level of the solar energy penetrated to the magnetosphere.

Acknowledgements. The WIND data used in this study were taken from OMNI web site http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp_public/. We are grateful to J.N. King and N. Papatashvili, the heads of the experiments conducted with these instruments. The authors are grateful also to the creators of SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>) and IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>) for allowing us to use these databases in our study. The reported study was funded by RFBR and National Science Foundation of Bulgaria (NSFB), project number 20-55-180003.

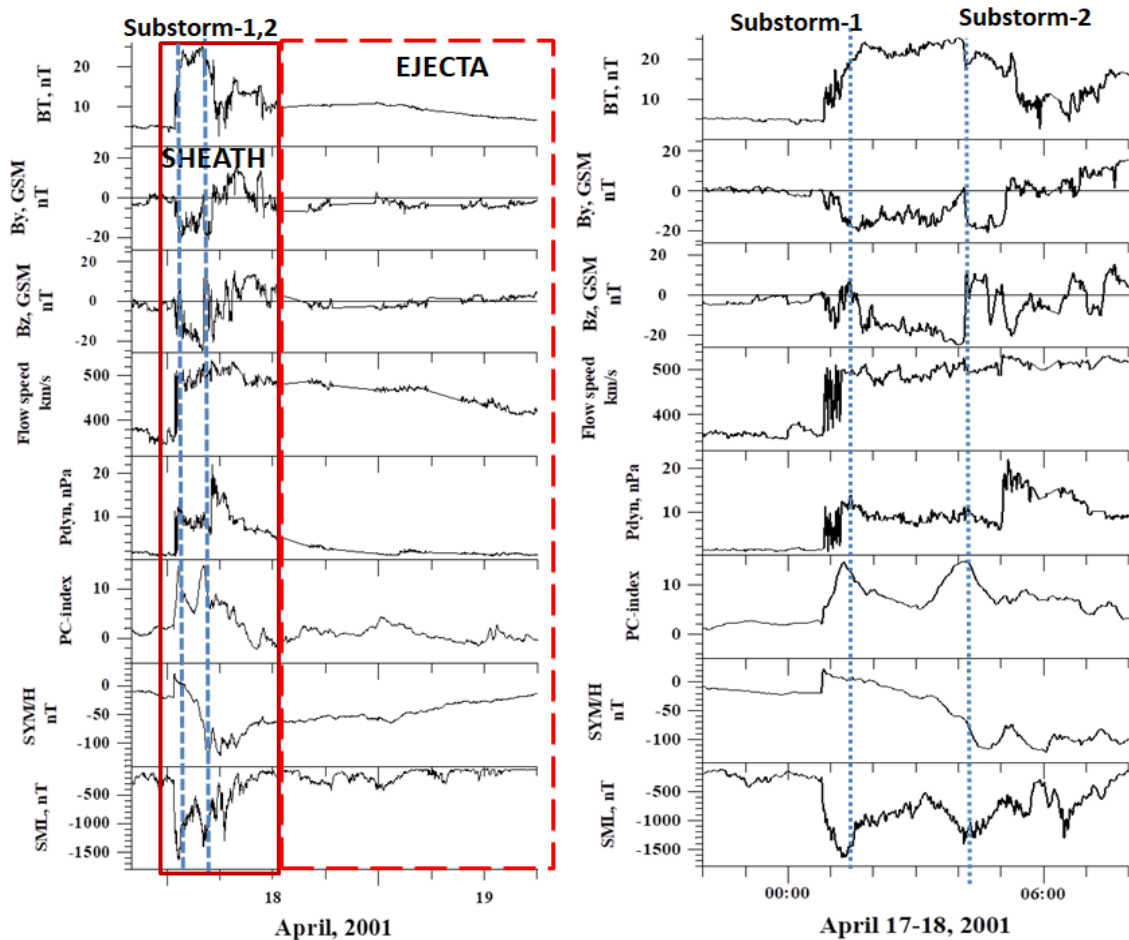


Figure 3. Variations of the solar wind and IMF parameters for two time periods: from 18 UT on 17 April to 24 UT on 19 April 2001 (left) and from 22 UT on 17 April to 08 UT on 18 April 2001 (right). The boundaries of the solar wind types are marked by the red rectangles: SHEATH – by the solid lines, EJECTA – by the dotted lines. The moments of the SSS are shown by the vertical dotted blue lines.

References

1. Tsurutani B.T., Hajra R., Echer E., Gjerloev J.W. (2015). Extremely intense ($SML \leq -2500$ nT) substorms: isolated events that are externally triggered? *Ann. Geophys.*, 33, 519–524.
2. Hajra R., Tsurutani B.T. (2018). Interplanetary shocks inducing magnetospheric supersubstorms ($SML < -2500$ nT): Unusual auroral morphologies and energy flow. *Astrophys. J.*, 858, no. 2, id 123. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabaed>
3. Despirak I.V., Lyubchich A.A., Kleimenova N.G. (2019). Supersubstorms and conditions in the solar wind. *Geomag. Aeron.*, 59, no 2, 170-176.
4. Despirak I.V., Kleimenova N.G., Gromova L.I., Gromov S.V., Malysheva L.M. (2020a). Supersubstorms during storms of September 7–8, 2017. *Geomag. Aeron.*, 60, no 3, 308-317.
5. Despirak I., Lubchich A., Kleimenova N., Gromova L., Gromov S., Malysheva L. (2020b). Supersubstorms during two strong magnetic storms. *Proceedings of International Conference "Atmosphere, ionosphere, safety"*, Kaliningrad, 2020, 97-99.
6. Nishimura Y., Lyons L.R., Gabrielse C., Sivadas N., Donovan E.F., Varney R.H., Angelopoulos V., Weygand J.M., Conde M.G., Zhang S.R. (2020). Extreme magnetosphere-ionosphere-thermosphere responses to the 5 April 2010 supersubstorm. *J. Geophys. Res.*, <https://doi.org/10.1029/2019JA027654>
7. Gjerloev J.W. (2012). The SuperMAG data processing technique. *J. Geophys. Res.*, 117(A9), A09213, <https://doi.org/10.1029/2012JA017683>
8. 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.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.002

DETECTING NEAR-TAIL CURRENT SHEET FORMATION USING ISOTROPIC BOUNDARIES: LESSONS FROM GLOBAL MHD

E.I. Gordeev and S.V. Apatenkov
Saint Petersburg State University

Abstract

A number of recent studies suggests an existence of magnetotail current sheet configurations with tailward B_z gradient during the growth phase of the substorm. Such configurations are especially interesting since they are potentially unstable for different types of instabilities and can lead to explosive reconfiguration of the magnetosphere. However, the observations are rare and ability to observe tailward gradients is very limited. Here we use the global MHD configuration with near-tail B_z minimum to investigate the regions with adiabatic and non-adiabatic behavior of energetic particles. Thus we estimate the locations of the isotropic boundaries for the modelled POES-type spacecraft flybys. We expect that the lessons learned from global MHD simulation may become helpful in exploration of non-monotonic tail current sheet configuration using observations on low-orbiting spacecraft.

1. Introduction

Magnetic fluxes in the magnetotail are largely redistributed during the substorm growth phase (GP), preparing the magnetosphere to explosive substorm activity. Recent development of the growth phase concept revealed an exceptional role of azimuthal convection in redistribution of magnetic fluxes in the near and middle magnetotail [Hsieh and Otto 2014; Gordeev et al., 2017b]. An interesting feature of the new concept is the ability to intensify the near-Earth portion of the magnetotail current sheet (CS), due to interplay between azimuthal and earthward convection intensities determined by solar wind conditions and current magnetospheric configuration. The radially localized CS intensification may lead to magnetic configuration with tailward B_z gradient, $dB_z/dr > 0$, which is potentially unstable to different types of plasma instabilities, including ballooning/interchange, flapping or tearing modes [e.g. review by Sitnov et al., 2019].

The rare observational works confirm the existence of magnetotail configurations with tailward B_z gradient during GP for some events [Petrukovich et al., 2013; Ohtani and Motoba, 2017]. Recently Sergeev et al. (2018) in the case study showed the possibility to observe local B minimum during a GP, using isotropic boundaries (IB) for precipitating electrons measured on the low-orbiting POES satellites. This method gives a great opportunity for observation and qualitative interpretation of this rare magnetotail configuration. However, its validation by simultaneous measurements in the magnetotail remains difficult due to obvious lack of spacecraft coverage, but can be supported by numerical models.

Among other approaches for numerical magnetospheric modelling, the global magnetohydrodynamic (GMHD) models have several advantages important for our purpose, including: 1) they are global, which means that simulated magnetosphere is entirely embedded into the ambient solar wind and simulation do not need any special boundary conditions and predetermined configurations, providing a self-consistent modeling results; 2) simulated global MHD magnetosphere thoroughly validated and shows good agreement in the large-scale structure and dynamics for wide range of solar wind conditions [e.g., Gordeev et al., 2015, 2017a; Merkin et al., 2019]; 3) global MHD models are capable to reproduce the local near-Earth B minimum during the GP of substorms [Sergeev et al., 2018; Sorathia et al., 2020].

In this paper we present the quantitative estimation of the expected IB locations for magnetotail configuration with local B minimum, based on global MHD results.

2. MHD simulation setup

Using a set of 19 simulations, covering a wide range of solar wind parameters, Gordeev et al. (2017) investigated the global magnetic flux transport in simulated magnetospheres during loading-unloading substorm circle. They found that the LFM GMHD model [Lyon et al., 2004] demonstrates good agreement of simulated global dynamical parameters, such as GP duration and amount of magnetic flux loading into the tail lobes, with available statistical observations. Here we use the results of two simulations from their set (Run08 and Run11) to demonstrate the development of two different types of magnetotail current sheet (CS) during the GP of substorm. Both runs have synthetic solar wind input with alternating interplanetary magnetic field (IMF) orientation periods - first two hours under northward IMF ($B_z = +6\text{nT}$ for Run08, and $+3\text{nT}$ for Run11) to supply the magnetotail plasma sheet, and last two hours under southward IMF ($B_z = -5\text{nT}$ for both) to simulate the substorm loading-unloading circle. All other input parameters were set unchanged for Run08: IMF (B_x, B_y) = (0,4), $V_x = -600\text{ km/s}$, $N = 4\text{ cm}^{-3}$, $T = 2.5 \cdot 10^5\text{ K}$, and for Run11: IMF (B_x, B_y) = (0,4), $V_x = -400\text{ km/s}$, $N = 4\text{ cm}^{-3}$, $T = 1 \cdot 10^5\text{ K}$. Finally, we have two LFM runs,

one of them (Run11) has a typical radial profile with monotonic Bz decrease (Fig. 1a), and the second (Run08) has well developed near-Earth portion of current sheet with local Bz minimum (Fig. 1b).

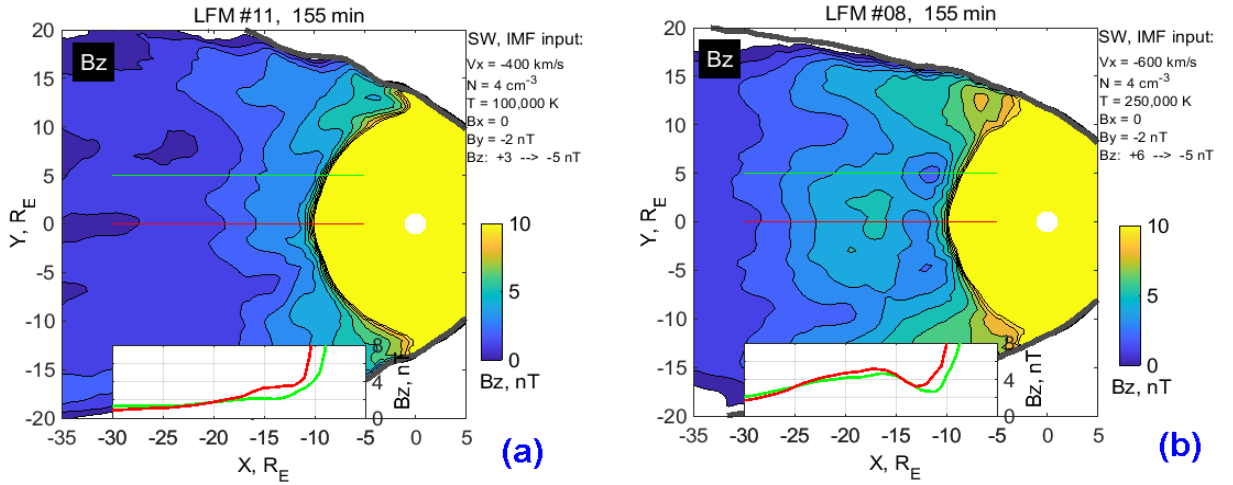


Figure 1. Distribution of Bz in the magnetospheric equatorial plane for two simulations, Run11 (a) and Run08 (b). The white plates at the bottom of each figure show the tail-aligned equatorial Bz profiles at Y=0 (red) and Y=5 RE (blue).

3. Expected IB locations

We assume the scattering at the field line curvature as the main mechanism for IB formation. As the condition to significant scattering and filling a loss cone we use ratio $Rc/\rho \leq K_{\text{CRIT}}$, where Rc is the field line curvature radius, ρ is a gyroradius of a particle with a given energy. Based on previous studies [Sergeev & Tsyganenko, 1982; Delcourt *et al.*, 1996] we estimate K_{CRIT} as 8. The advantage of global MHD is the ability to trace any field line and numerically estimate gradients including Rc mentioned above.

The future plan is to investigate the magnetospheric configuration properties using real IB observations with POES-like spacecraft. So we model virtual POES flybys along the constant longitude. We trace the field lines starting from the ionosphere, the start points located at the particular longitude with 0.25 degree latitudinal step. At every field line we find the point with minimal curvature radius (R_{CNS}) and minimal magnetic field magnitude (B_{NS}), neutral sheet point (NS point), this is the point to estimate Rc/ρ for different particles and check $Rc/\rho \leq K_{\text{CRIT}}$ ratio. Further we rewrite this ratio as $B_{\text{NS}}*R_{\text{CNS}} = G*K_{\text{CRIT}}$, where $G = \sqrt{2Em}/e$ is particle rigidity, E is the particle energy, m is particle mass, e - electron charge.

We consider protons and electrons with energies corresponding to MEPED instrument onboard POES and METOP spacecraft. These are the ranges 30-80 keV, 80-240 keV, 240-800 keV for the first protons channels named P1, P2, P3; the channels E1, E2, E3 detect electrons with energies over 30 keV, 100 keV and 300 keV.

To demonstrate information simultaneously for different energy channels (with different ρ) we plot the behavior of $B_{\text{NS}}*R_{\text{CNS}}$ versus latitude and versus radial distance in the magnetosphere. Figure 2 (a, c) shows these profiles for Run11 and Figure 2 (b, d) for Run08 correspondingly. Three profiles at every panel correspond to different magnetic local times, midnight, 23h and 01h MLT. Obviously, $B_{\text{NS}}*R_{\text{CNS}}$ parameter is large close to Earth in the strong dipole field and decreases toward magnetotail with its weaker field and more curved lines. We compare $B_{\text{NS}}*R_{\text{CNS}}$ with $G*K_{\text{CRIT}}$ for every energy channel; six energy channels are shown by horizontal red dashed lines. The regions, where $B_{\text{NS}}*R_{\text{CNS}}$ is above $G*K_{\text{CRIT}}$ line, are adiabatic. The points below $G*K_{\text{CRIT}}$ are in scattering regions. The crossing points are IBs.

The profiles for “regular CS” in Figure 2 (a, c) show mostly monotonic behavior meaning the IB for every channel is unique. We also note that all six IBs are observed within a very narrow latitudinal range, less than one degree. It resembles the so-called “magnetic wall” [Sergeev *et al.*, 2015], the configuration with a very steep transition from tail-like to dipole magnetic field. Nevertheless, Figure 2c shows that the equatorial locations of six IBs cover 3-5 Re distance range.

The decrease of the green line (23h MLT) in Figure 2 (a, c) is not monotonic. This effect is more pronounced at all profiles in Figure 2 (b, d) for Run08 with “Local minimum CS”. In the electron channels, mostly in E2 and E3, we expect to observe several IBs during a single flyby. The region in between the IBs may be referred to the local thin CS with small Bz shown in MHD simulations. The following adiabatic “island” is a product of Bz hump, the region of enhanced Bz.

The main features expected in real observations are: (1) “thin CS valley” is wider for particles with higher rigidity, (2) “adiabatic island” is wider for the particles with lower rigidity, (3) these features with secondary IBs are seen only in electron channels but not in protons. Global MHD predicts different configurations even in close local time sectors, so the IB locations can differ as well. The temporal behavior during the growth phase includes the equatorward motion of all IBs. Non-adiabatic scattering in near-tail CS may be observed during the last 20 minutes of about a 30 minute long growth phase.

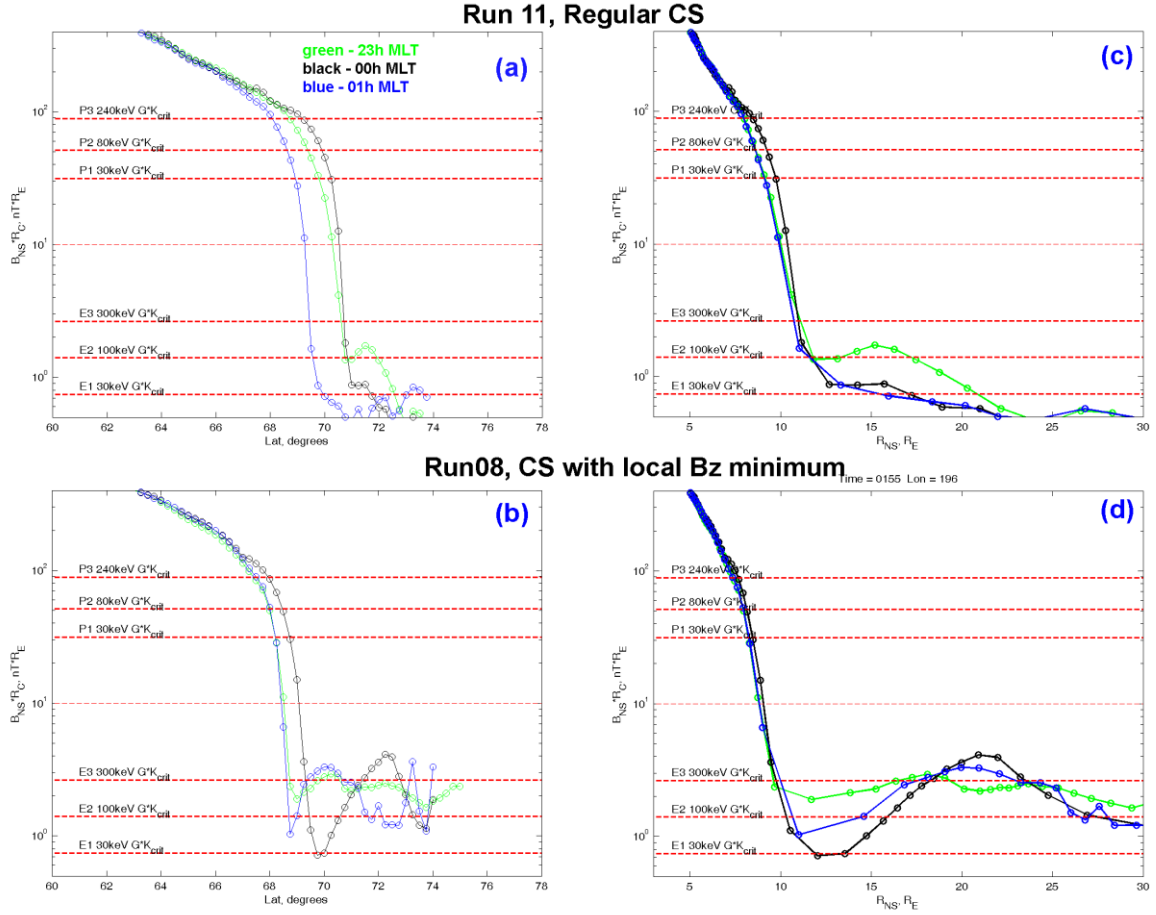


Figure 2. The profiles of $B_{NS} \cdot R_{CS} \cdot n \cdot T^2_E$ parameter as a dependence on latitude (a-b) and equatorial distance (c-d). The profiles are shown for two MHD simulations, Run11 and Run08. Dashed red lines depict the $G \cdot K_{CRIT}$ parameter for the particular energy channels.

4. Summary and discussion

We use global MHD modelling results to investigate the configuration of isotropic boundaries during the formation of near-tail CS with tailward B_z gradient. Findings of this numerical experiment give some insights on how to interpret the results of spacecraft measurements in future studies. In particular, the non-monotonic radial configuration of CS may be reflected in precipitating particles and their isotropic boundaries (we will refer to 30–300keV electrons) with a number of characteristics:

- 1) The near-tail portion of intense CS extends radially for ~ 5 RE, occupying $R = 10-15$ RE distances, may project to low altitude polar orbit as an electron flux isotropization in relatively narrow latitude range $\Delta LAT = 0.2-0.8^\circ$;
- 2) The portion of current sheet with enhanced magnetic field (B_z hump) occupy ~ 10 RE in radial distance, $R = 16-26$ RE, that corresponds to a significant latitudinal size of anisotropic electron flux $\Delta LAT = 2.5^\circ$;
- 3) The latitude (ΔLAT) extension of isotropic flux associated with intense near-Earth CS and anisotropic flux associated with midtail B_z hump may vary significantly depending on electron energy: ΔLAT increase for near-Earth CS and decrease for midtail B_z hump with increasing energy in channels from E1 to E3.

Acknowledgements. This work was supported by Russian Fund for Basic Research (RFBR) according to the research project 19-05-00257.

References

- Delcourt D.C., Sauvaud J.-A., Martin R.F.Jr., and Moore T.E. (1996). On the nonadiabatic precipitation of ions from the near-Earth plasma sheet. *Journal of Geophysical Research*, 101(A8), 17409–17418. <https://doi.org/10.1029/96JA01006>
- Gordeev E., Sergeev V., Honkonen I., Kuznetsova M., Rastatter L., Palmroth M., Janhunen P., Tóth G., Lyon J., and Wiltberger M. (2015). Assessing the performance of community-available global MHD models using key system parameters and empirical relationships. *Space Weather*, 13, 868–884, doi:10.1002/2015SW001307
- Gordeev E., Sergeev V., Tsyganenko N., Kuznetsova M., Rastätter L., Raeder J., Tóth G., Lyon J., Merkin V., and Wiltberger M. (2017a). The substorm cycle as reproduced by global MHD models. *Space Weather*, 15, 131–149, doi:10.1002/2016SW001495
- Gordeev E., Sergeev V., Merkin V., and Kuznetsova M. (2017b). On the origin of plasma sheet reconfiguration during the substorm growth phase. *Geophysical Research Letters*, 44, 8696–8702. <https://doi.org/10.1002/2017GL074539>
- Hsieh M.-S. and Otto A. (2014). The influence of magnetic flux depletion on the magnetotail and auroral morphology during the substorm growth phase. *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, 3430–3443, doi:10.1002/2013JA019459
- Lyon J.G., Fedder J.A., and Mobarry C.M. (2004). The Lyon–Fedder–Mobarry (LFM) global MHD magnetospheric simulation code. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(15-16), 1333–1350.
- Merkin V.G., Panov E.V., Sorathia K.A., and Ukhorskiy A. (2019). Contribution of bursty bulk flows to the global dipolarization of the magnetotail during an isolated substorm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124, 8647–8668. <https://doi.org/10.1029/2019JA026872>
- Ohtani S. and Motoba T. (2017). Equatorial magnetic field of the near-Earth magnetotail. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122, 8462–8478. <https://doi.org/10.1002/2017JA024115>
- Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Nakamura R., Panov E.V., and Baumjohann W. (2013). Cluster observations of dBz/dx during growth phase magnetotail stretching intervals. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118, 5720–5730. <https://doi.org/10.1002/jgra.50550>
- Sergeev V.A. and Tsyganenko N.A. (1982). Energetic particle losses and trapping boundaries as deduced from calculations with a realistic magnetic field model. *Planetary and Space Science*, 30(10), 999–1006. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(82\)90149-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(82)90149-0)
- Sergeev V.A., Chernyaeva S.A., Apatenkov S.V., Ganushkina N.Y., and Dubyagin S.V. (2015). Energy–latitude dispersion patterns near the isotropy boundaries of energetic protons. *Ann. Geophys.*, 33, 1059–1070, doi:10.5194/angeo-33-1059-2015
- Sergeev V.A., Gordeev E.I., Merkin V.G., and Sitnov M.I. (2018). Does a local B-minimum appear in the tail current sheet during a substorm growth phase? *Geophysical Research Letters*, 45, 2566–2573. <https://doi.org/10.1002/2018GL077183>
- Sitnov M., Birn J., Ferdousi B., Gordeev E., Khotyaintsev Y., Merkin V., et al. (2019). Explosive magnetotail activity. *Space science reviews*, 215(4), 31.
- Sorathia K.A., Merkin V.G., Panov E.V., Zhang B., Lyon J.G., Garretson J., et al. (2020). Ballooning-interchange instability in the near-Earth plasma sheet and auroral beads: Global magnetospheric modeling at the limit of the MHD approximation. *Geophysical Research Letters*, 47, e2020GL088227. <https://doi.org/10.1029/2020GL088227>

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.003

РОСТ ГЕОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ В ЛИНИЯХ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 25-26 АВГУСТА 2018 ГОДА

В.Б. Белаховский¹, В.А. Пилипенко², Я.А. Сахаров¹, В.Н. Селиванов³

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты

²Институт физики Земли, г. Москва

³Кольский научный центр РАН, г. Апатиты

Аннотация. В работе произведена оценка вклада геомагнитных возмущений в рост геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ), регистрируемых в линиях электропередач на Кольском полуострове, для сильной магнитной бури 25-26 августа 2018 года. Показано, что рост ГИТ определяется суммарным вкладом как вихревых токовых систем, так и аврорального электроджета. Пространственно-временное распределение максимума геомагнитных возмущений в целом совпадает с пространственно-временным распределением максимума производной dX/dt . $Pi3$ волновая активность на фоне суббури проводит в росту ГИТ до 40 А. Поэтому генерация интенсивных ГИТ в значительной степени связана не с глобальными геомагнитными возмущениями большой амплитуды, а с локальными быстрыми вариациями сравнительно небольшой амплитуды, наложенными на глобальные возмущения.

Введение

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

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

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

В данной работе произведена оценка вклада волновых $Pi3$ возмущений на фоне суббури в рост ГИТ для сильной магнитной бури 25-26 августа 2018 года.

Данные

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

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

Магнитная буря 25-26 августа 2018 года

Сильная геомагнитная буря была инициирована приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны около 08 UT (Рис. 1). При этом V_z -компонента стала отрицательной только спустя 8 часов, что обеспечило

проникновение плазмы солнечного ветра в магнитосферу. При этом скорость солнечного ветра имела достаточно невысокие значения – порядка 450 км/с, SYM-H индекс достигал значения -210 нТл. Суббуревой SME-индекс [5] достигал значений более 2000 нТл. Примерно в 20 UT 25 августа на станциях сети IMAGE было зарегистрировано развитие длительной суббуревой активности, продолжавшейся около 12 часов (Рис. 2). Амплитуда суббури на станции SOD достигала порядка 1700 нТл. На фоне суббури видно развитие P₃ волновой активности. 26 августа в 16 UT, 20 UT также было зарегистрирована небольшая суббуревая активность амплитудой порядка 500 нТл.

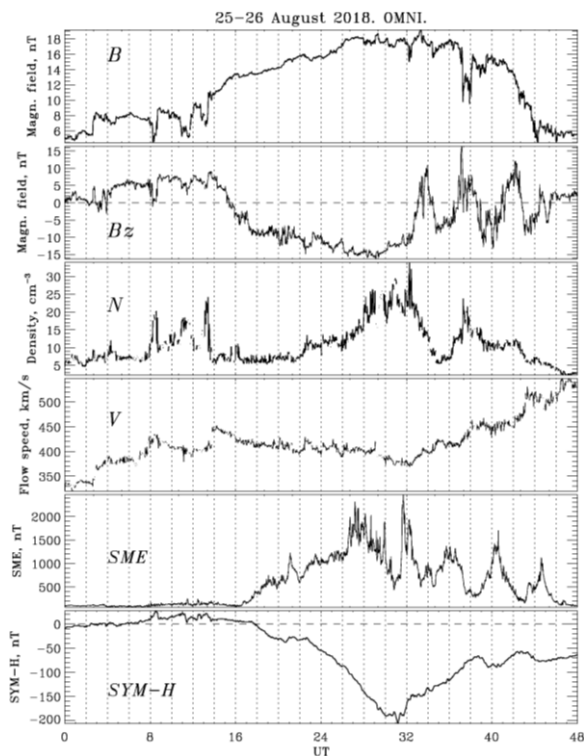


Рисунок 1. Параметры межпланетного магнитного поля (модуль B [нТл], B_z -компонента [нТл]) и солнечного ветра (плотность N [см⁻³], скорость V [км/с]) по данным базы OMNI; SME-индекс [нТл]; SYM-H индекс [нТл].

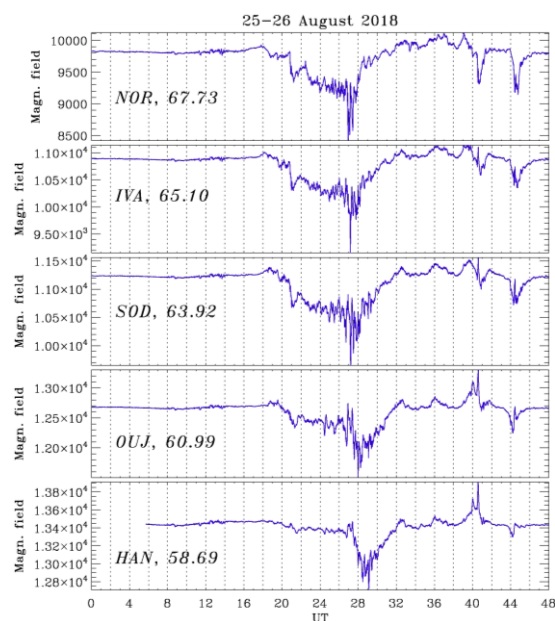


Рисунок 2. Вариации X-компоненты геомагнитного поля по данным меридиональной цепочки станций NOR-IVA-SOD-OIJ-HAN 25-26 августа 2018 года.

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

На рис. 4 представлена тонкая структура суббури в виде P₃ пульсации, особенно заметных в Y-компоненте геомагнитного поля, которые и приведут к сильному скачку ГИТ. SSC импульс, связанный с приходом межпланетной ударной волны, практически не вызвал роста ГИТ.

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

Построена карта распределения вариаций геомагнитного поля и его производной в зависимости от геомагнитной широты и времени на основе данных сети IMAGE (рис. 5). Пунктирной линией показана широта станции VKH. Подобное распределение позволяет по вариациям производной геомагнитного поля оценить возможность наведения ГИТ на той или иной широте. Максим распределения геомагнитных

возмущений во время суббурь в целом совпадает с распределением максимума dX/dt этих геомагнитных возмущений. Поэтому для роста ГИТ необходимо не только сильное геомагнитное возмущение, но также быстрые геомагнитные вариации, наложенные на эти возмущения.

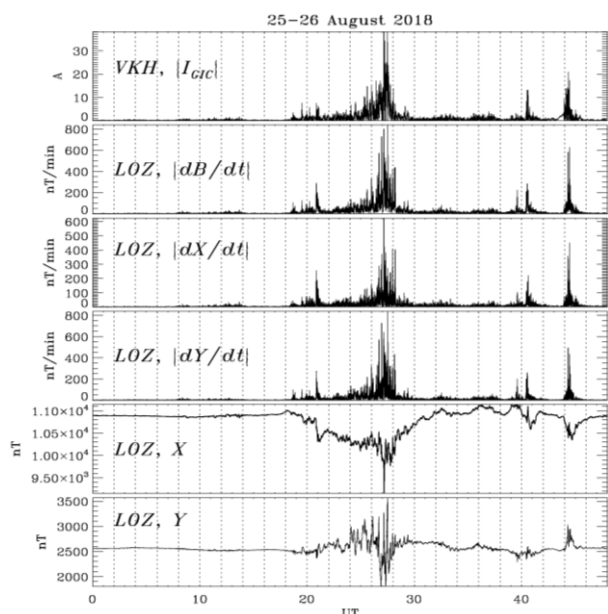


Рисунок 3. Вариации ГИТ на станции VKH, вариации модуля производных dB/dt , dX/dt , dY/dt на станции LOZ, вариации X, Y-компонент геомагнитного поля на станции LOZ 25-26 августа 2018.

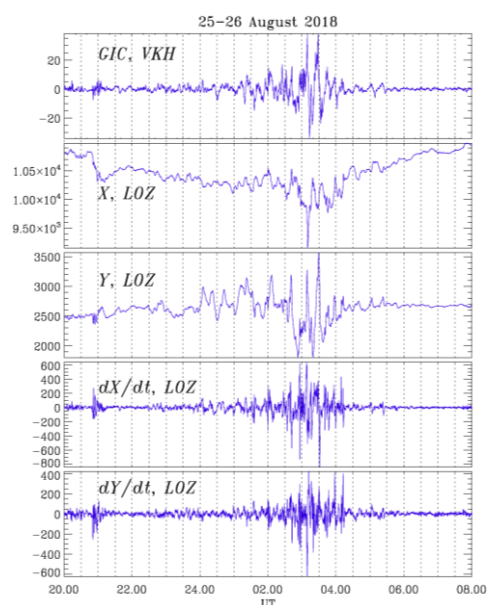


Рисунок 4. Вариации ГИТ на станции VKH, X, Y-компонент геомагнитного поля, dX/dt , dY/dt на станции LOZ 25 августа, 20 UT –26 августа 2018, 08 UT.

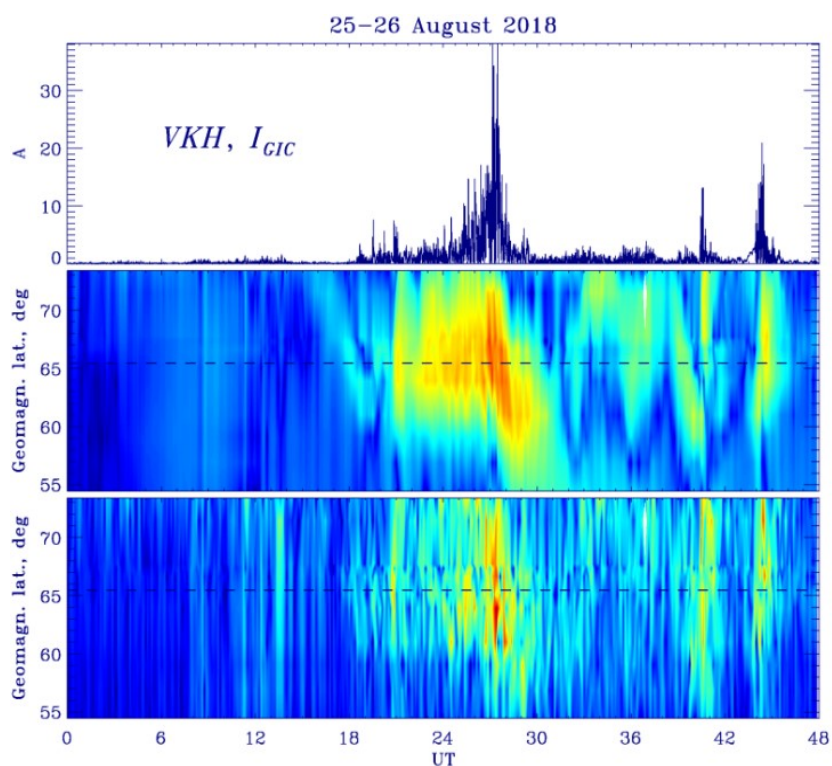


Рисунок 5. Вариации ГИТ на станциях VKH, широтные вариации X-компоненты геомагнитного поля, широтные вариации производной dX/dt геомагнитного поля.

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

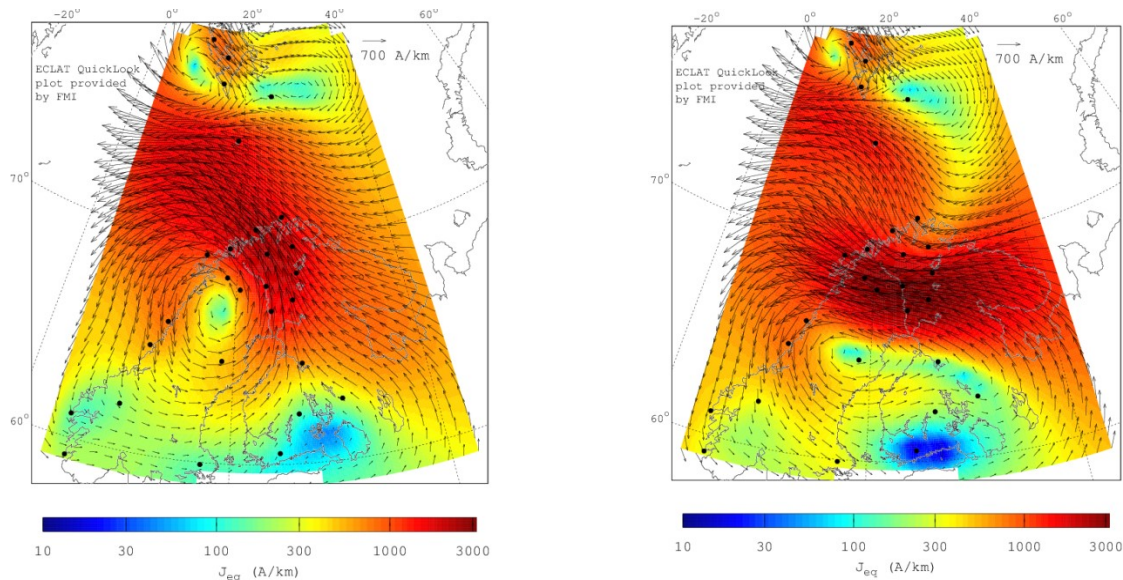


Рисунок 6. Двухмерные эквивалентные ионосферные токи 26 августа 2018 в 02.50 UT (слева) и в 03.10 UT (справа) в районе Скандинавии, Кольского полуострова.

Заключение

Произведена оценка воздействия геомагнитных возмущений на рост величины ГИТ, регистрируемых в линиях электропередач на Кольском полуострове, для сильной геомагнитной бури 25-26 августа 2018 года. Рост ГИТ определяется вкладом не только аврорального электроджета, но и вихревых токовых систем, связанных с продольными токами в магнитосфере. Вариации ГИТ лучше коррелируют с вариациями геомагнитного поля, чем с его производной. Поэтому экстремальные значения ГИТ могут быть вызваны не только временными вариациями электроджета, но и движением вихревых токовых структур. В рассмотренном событии генерация интенсивных ГИТ в значительной степени связана с локальными быстрыми вариациями сравнительно небольшой амплитуды (P₁₃ пульсации), наложенными на глобальные возмущения геомагнитного поля.

Список литературы

1. *Lanzerotti L.J.* Space weather effects on technologies // *Space Weather. Geophys. Monogr. Ser.* 2001. V. 125. P. 11.
2. *Fiori R.A.D., Boteler D.H., Gillies D.M.* Assessment of GIC risk due to geomagnetic sudden commencements and identification of the current systems responsible // *Space Weather.* 2014. V. 12. P. 76–91.
3. *Kappenman J.G.* Great geomagnetic storms and extreme impulsive geomagnetic field disturbance events – an analysis of observational evidence including the great storm of May 1921 // *Adv. Space Res.* 2006. V. 38. P. 188–199.
4. *Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н.* Характеристики variability геомагнитного поля для изучения воздействия магнитных бурь и суббурь на электроэнергетические системы // *Физика Земли.* 2018. № 1. С. 56–68.
5. *Newell P.T., Gjerloev J.W.* Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116, A12211.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.004

КЛИМАТОЛОГИЯ АВРОРАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ И ФАЗОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ GPS СИГНАЛОВ: ПРЯМОЕ СОПОСТАВЛЕНИЕ

И.И. Шагимуратов¹, И.И. Ефишов¹, М.В. Филатов²,
И.Е. Захаренкова¹, Н.Ю. Тепеницина¹, Г.А. Якимова¹

¹Калининградский филиал ИЗМИРАН, Калининград, Россия

²ФГБНУ "Полярный Геофизический Институт", Апатиты, Россия

E-mail: shagimuratov@mail.ru

Аннотация. Проанализированы проявления фазовых флуктуаций GPS сигналов и их связи с авроральными возмущениями за период с 1 декабря 2015 по 1 января 2016 года. Были использованы GPS наблюдения авроральных, субавроральных и среднеширотных станций Европейского региона. Путем прямых сопоставлений авроральной возмущенности (АЕ индекс) и проявления флуктуаций показана тесная связь этих событий в их временном развитии.

1. Введение. Флуктуации GPS/ГЛОНАСС сигналов в высоких широтах обусловлены присутствием в ионосфере различных масштабов неоднородностей. Интенсивность и частота появления флуктуаций существенно усиливаются во время геомагнитных возмущений. Ионосферные неоднородности структурированы по широте, и характер их проявления соответствует динамике таких структур, как авроральный овал, касп, полярная шапка. Особый интерес к исследованиям флуктуаций обусловлен тем, что они являются одним из основных факторов, влияющих на функционирование космических навигационных систем в Арктике. Доступные стандартные GPS/ГЛОНАСС измерения с 30 с. интервалом обеспечивают получение данных о фазовых флуктуациях через изменение интегральной электронной концентрации ТЕС (Total Electron Content) на трассе спутник-приемник. В качестве единицы измерения ТЕС используется TECU (1 TECU соответствует 10^{16} эл/м²).

В последнее время достаточно много работ посвящено проявлениям ТЕС флуктуаций в различных областях ионосферы [Li et al., 2010; Cherniak et al., 2015; Sieradzki and Paziewski, 2019]. Особенно сильные флуктуации, ассоциируемые с авроральными возмущениями, регистрируются в авроральном овале [Черноус и др., 2015; Shagimuratov et al., 2016]. Флуктуации вызывают скачки фазы сигналов (cycle slips) и могут приводить к потере слежения принимаемых сигналов, что в конечном итоге ухудшает точность навигационных измерений [Shagimuratov et al., 2018].

В большинстве работ анализируются флуктуации, ассоциируемые с отдельными событиями. В данной работе рассматривается анализ прямой связи флуктуаций с поведением АЕ индекса за период с 1 декабря 2015 по 1 января 2016 года.

2. Данные. В представленном анализе использовались GPS наблюдения сети EPN в окрестности долгот около 20°Е (табл. 1). В качестве меры флуктуационной активности использовался параметр ROT (Rate Of TEC) на 1мин. интервале, интенсивность флуктуаций оценивалась индексом ROTI — дисперсией ROT. Индекс ROTI рассчитывался на 10 мин. интервале. Геомагнитные условия (рис. 1) включали слабую бурю 14 декабря, (максимальное значение Dst достигало -47 nT в 20 UT), достаточно сильные бури 20-21 декабря (максимальное значение Dst достигало -155 nT в 23 UT) и 31 декабря 2015 и 1 января 2016 года (максимум Dst — -110 nT в 01 UT 1 января). Максимальная авроральная активность 14 декабря 2015 года приходилась на 17 UT, авроральная активность проявлялась с 05 до 24 UT, для третьей бури максимальная активность проявлялась с 00 UT до 07 UT 1 января 2016 года.

Таблица 1.

Станция	Географические координаты		Геомагнитные координаты		Станция	Географические координаты		Геомагнитные координаты	
	широта	долгота	широта	долгота		широта	долгота	широта	долгота
NYA1	78,55	11,52	75,77	111,78	KIR0	67,52	21,03	64,21	104,01
TRO1	69,39	18,56	66,28	103,57	VAAS	62,57	21,46	59,07	101,41

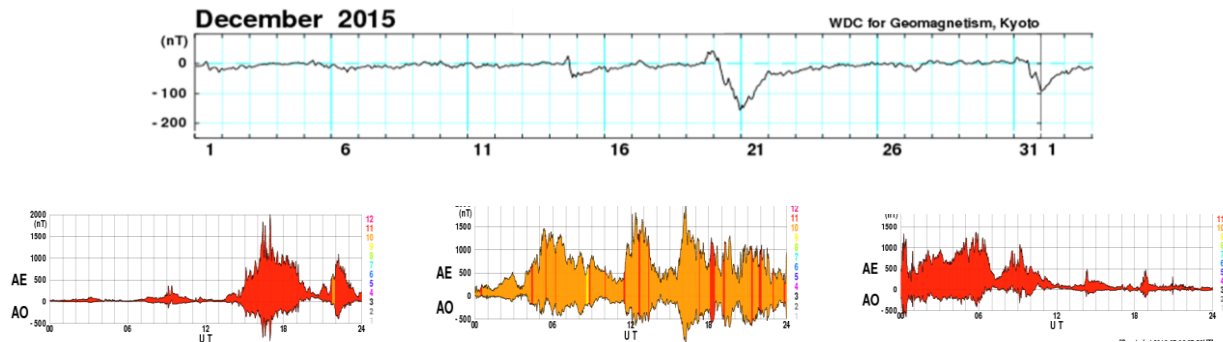


Рисунок 1. Dst с 1 декабря 2015 г. по 2 января 2016 г. и AE 14, 20 декабря 2015 г. и 1 января 2016 г. (слева направо).

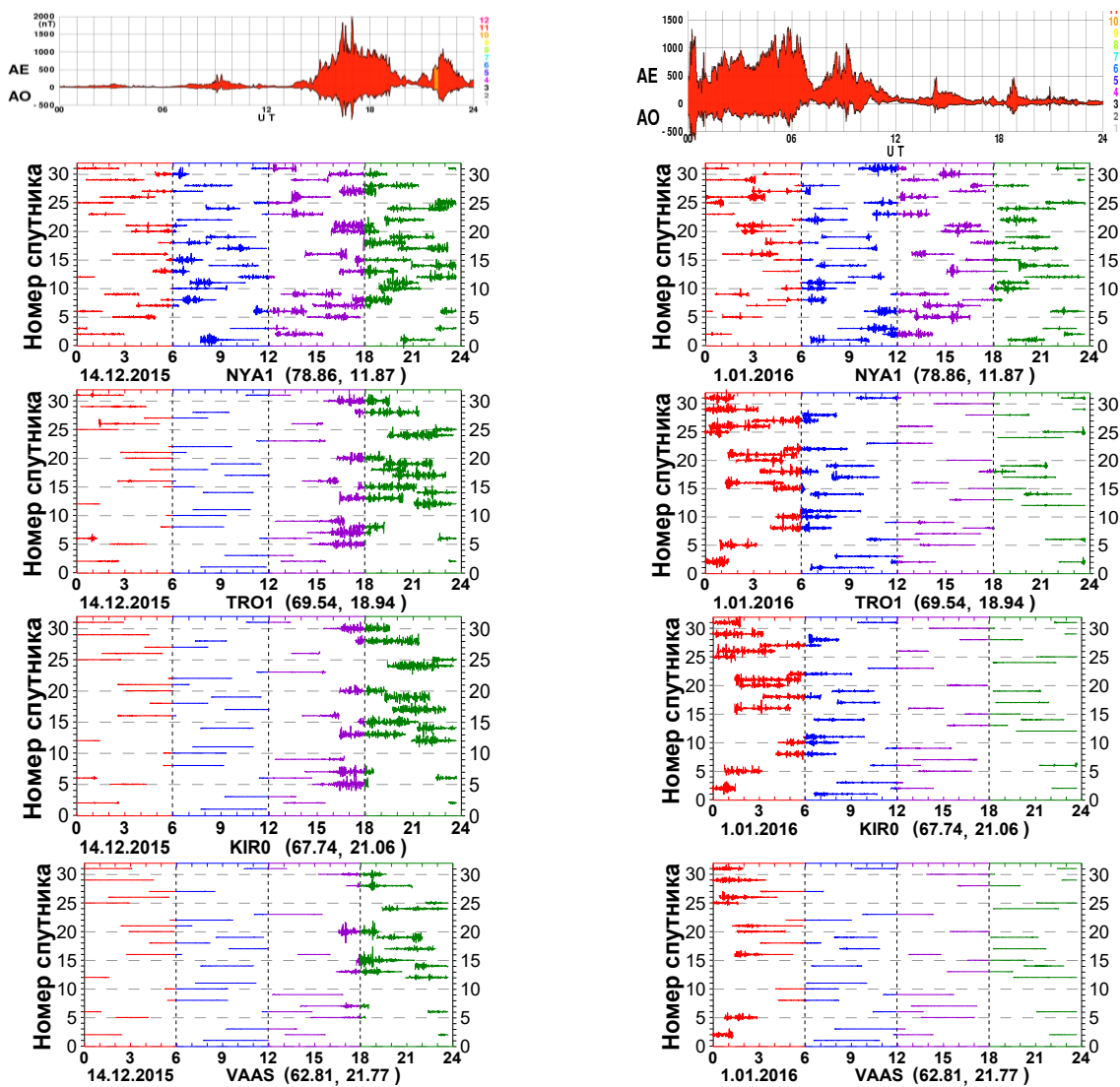


Рисунок 2. Проявление ТЕС флуктуаций и авроральной активности для 14 декабря 2015 г. и 1 января 2016 г.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлено проявление ТЕС флуктуаций и AE индекса для двух событий 14 декабря 2015 и 1 января 2016 года. Авроральная активность 14 декабря приходилась на послеполуденное время 17-24 UT. Максимальная интенсивность аврорального возмущения проявилась около 16-17 UT, максимальная

величина АЕ индекса превышала 1500 nT. В то же время АЕ индекс, соответствующий местной магнитной полуночи (около 21 UT), не превышал 1000 nT.

Как известно, максимальная интенсивность обычно наблюдается вблизи магнитной полуночи. На всех рассматриваемых станциях в диапазоне от 70°N (станция NYA1) до средних широт (станция VAAS) усиление флуктуаций проявлялось в районе 18-24 UT, что соответствует местной магнитной полуночи. Интенсивность флуктуаций спадает к экватору. На более южных станциях флуктуации практически не наблюдались. Ранее нами было введено понятие овала неоднородностей по многостанционным высокоширотным измерениям ТЕС флуктуаций [Черноус и др., 2018]. В первом приближении наблюдается подобие в поведении аврорального овала и овала неоднородностей. Поэтому можно говорить, что экваториальная граница аврорального овала для рассматриваемого возмущения располагалась на широте около 60°N геомагнитной широты. Отметим, что такое положение флуктуации для спокойного дня 13 декабря наблюдались только на высокоширотной станции NYA1.

Для бури 31 декабря - 1 января 2016 года авроральная активность наблюдалась после полуночи. Здесь также обнаруживается соответствие с поведением флуктуаций и АЕ индекса. Общий характер проявления бури в поведении ТЕС флуктуаций схож с бурей 14 декабря. Однако интенсивность флуктуаций бури заметно слабее, чем для бури 14 декабря, хотя интенсивность авроральных возмущений для обеих бурь мало различается. Основное различие в проявлении флуктуаций наблюдается по станции NYA1. Для первой бури поведение флуктуаций для станции NYA1 весьма схоже с более южными станциями. Для второй бури в суточном поведении флуктуаций явно выделяется интервал, для которого интенсивность флуктуаций была выше по сравнению другими временными интервалами. Такое поведение можно объяснить тем, что авроральный овал сдвинулся к более южным широтам так, что станция NYA1 оказалась в области каспа.

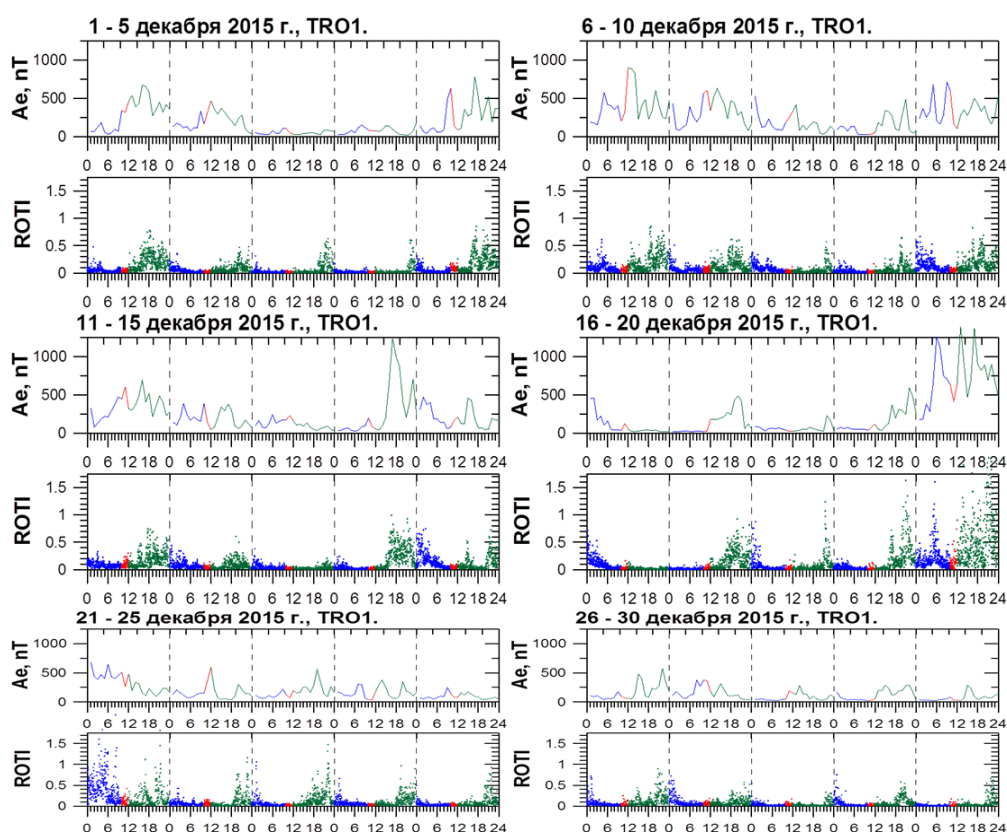


Рисунок 3. Вариации, день за днем АЕ индекса и интенсивности ТЕС флуктуаций в течение декабря 2015 года.

4. Статистика связи авроральных возмущений и ТЕС флуктуаций

На рис. 3 представлены день за днем вариации АЕ индекса и интенсивности ТЕС флуктуаций (индекс ROT I) в течение декабря 2015 года по станции Тромсе (TRO1). Цветовыми линиями выделены интервалы 00-10 UT (голубой), 10-12 UT (красный), 12-24 UT (зеленый). В целом наблюдается хорошее временное соответствие в вариациях обоих параметров. Выделяются всплески в двух параметрах во время геомагнитных бурь.

Максимальная интенсивность флуктуаций наблюдается в районе местной магнитной полуночи (около 21 UT), для дневного периода она существенно слабее. Частота авроральной возмущенности (более 70% случаев) приходится на послеполуденное время.

5. Заключение

Анализ прямой связи между вариациями AE индекса и GPS-TEC флуктуациями показал тесную связь этих событий в их временном развитии. Во время усиления авроральной возмущенности увеличивается частота и интенсивность флуктуаций GPS сигналов не только на авроральных станциях, но и на среднеширотных станциях. Статистическая картина за период с 1 декабря 2015 по 1 января 2016 года (рис. 3) проявления авроральных возмущений и TEC флуктуаций на авроральной станции TRO1 свидетельствует, что флуктуации регистрируются даже при слабой авроральной возмущенности. В суточном распределении авроральной возмущенности в более 70% случаев авроральные возмущения регистрировались в районе магнитной полуночи.

Благодарности. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ: грант № 19-05-00570.

Список литературы

- Li G, Ning B, Ren Z, Hu L. (2010) Statistics of GPS ionospheric scintillation and irregularities over polar regions at solar minimum. *GPS Solut.* V. 14. DOI: 10.1007/s10291-009-0156-x.
- Cherniak I., Zakharenkova I., Redmon R.J. (2015) Dynamics of the high-latitude ionospheric irregularities during the 17 March 2015 St. Patrick's Day storm: Ground-based GPS measurements. *Space Weather.* V. 13, 585-597.
- Sieradzki R. and Paziewski J. (2019) GNSS-based analysis of high latitude ionospheric response on a sequence of geomagnetic storms performed with ROTI and a new relative STEC indicator. *J. Space Weather Space Clim.* V. 9. № A5. DOI: 10.1051/swsc.
- Shagimuratov I.I., Chernouss S.A., Filatov M.V., Efishov I.I., et al. (2016) Fluctuations of GPS Signals and Auroral Activity During 17 March 2015. *Geomagnetic Storm Book proceedings.* Eighth Workshop Sunny Beach, Bulgaria, May 30 - June 3, 2016. P. 47-52.
- Shagimuratov I.I., Chernouss S.A., Despirak I.V. et al. (2018) Occurrence of TEC fluctuations and GPS positioning errors at different longitudes during auroral disturbances. *Sun and Geosphere.* V. 13. № 1, P. 89 -94.
- Черноус С.А., Шагимурагов И.И., Алпатов В.В., Филатов М.В., Будников П.А., Ефишов И.И., Федоренко Ю.В.. (2018) Авроральный овал и овал неоднородностей полного электронного содержания в различных гелиогеофизических условиях *Гелиофизические исследования в Арктике.* Вторая Всероссийская конференция 24 - 26 сентября 2018 г., Мурманск. Сборник трудов конференции, С. 102-105.
- Черноус С.А., Швец М.В., Филатов М.В., Шагимурагов И.И., Калитенков Н.В. (2015) Исследования особенностей навигационных сигналов в периоды авроральных возмущений. *Химическая физика.* Т. 34. № 10, С. 33-39.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.005

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДАВЛЕНИЯ ВЫСЫПАЮЩИХСЯ ИОНОВ В ДНЕВНОМ СЕКТОРЕ ОВАЛА И LLBL

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

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

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

³Институт космических исследований, г. Москва

Аннотация. По данным низкоорбитальных спутников F6 и F7 исследовано давление высыпающихся ионов в областях ионосферных проекций низкоширотного граничного слоя (LLBL) и структурированных высыпаний аврорального овала (AOP) при низком уровне магнитной активности $AL > -200$ нТл. Показано, что как в LLBL, так и в AOP давление ионов увеличивается с ростом динамического давления солнечного ветра. Средний уровень давления в LLBL $\langle P_L \rangle = 0.27 \pm 0.07$ нПа, а в области AOP составляет в среднем ~ 0.5 от этого уровня. Распределение давления в LLBL по местному геомагнитному времени (MLT) демонстрирует ярко выраженное локальное увеличение давления в полуденном секторе $\sim 11-14$ MLT, в то время как в области AOP давление по MLT распределено достаточно равномерно. В результате этого в полуденном секторе существует значительная разность давлений между областями LLBL и AOP.

1. Введение

Давление, плотность и температура плазмы являются важными параметрами, которые в значительной степени определяют как состояние магнитосферы Земли, так и динамические процессы, протекающие в системе магнитосфера-ионосфера. Основные характеристики магнитосферной плазмы можно определить с использованием данных низковысотных спутников, которые с высоким пространственно-временным разрешением покрывают фактически всю высокоширотную ионосферу. Проведение таких исследований основывается на том, что в области изотропной плазмы её давление, температура и плотность остаются постоянными вдоль силовой линии геомагнитного поля. Таким образом, характеристики магнитосферной плазмы можно получить, проектируя ионосферные данные в экваториальную плоскость магнитосферы с использованием какой-либо модели магнитного поля или методами морфологического проецирования.

Давление плазмы в плазменном слое в значительной мере определяется динамическим давлением солнечного ветра (P_{sw}). В работе [Воробьев и др., 2019] по наблюдениям низковысотных спутников показано, что при всех уровнях магнитной активности давления плазмы на границах авроральных высыпаний почти линейно возрастает с ростом P_{sw} . Скорость солнечного ветра меняется в небольших пределах, поэтому его кинетическое давление определяется, главным образом, плотностью плазмы. Характеристики частиц в различных областях вторжений дневного сектора в зависимости от плотности плазмы солнечного ветра исследовались в работе [Воробьев и Ягодкина, 2006]. По данным спутников F6 и F7 было показано, что с ростом плотности плазмы солнечного ветра наблюдается значительное увеличение потоков высыпающихся ионов во всех областях дневных высыпаний. Однако в зоне структурированных высыпаний аврорального овала и в зоне мягких диффузных высыпаний одновременно с ростом потоков наблюдается уменьшение средней энергии высыпающихся ионов. Давление плазмы на высотах ионосферы, определяемое как потоками высыпающихся частиц, так и их средней энергией, в дневные часы до настоящего времени не исследовалось.

Целью настоящей работы является определение давления плазмы на высотах ионосферы в областях высыпаний дневного сектора, характеризующихся как низкоширотный граничный слой и высыпания аврорального овала. Проведено сопоставление средних значений давления высыпающихся ионов в этих областях высыпаний в зависимости от динамического давления солнечного ветра.

2. Используемые данные

В работе использованы данные спутников DMSP F6 и F7 за полный 1986 г. - год спокойного Солнца в самом начале 22 цикла солнечной активности. Для определения положения границ авроральных высыпаний и времени их регистрации использовались данные автоматизированной системы обработки, которые представлены на страницах <http://civspace.jhuapl.edu>. Данные спутников в автоматизированной системе спроецированы вдоль силовых линий на высоту 110 км. Методика определения ионного давления по

измерениям спутников серии DMSP изложена в работе [Stepanova et al., 2006]. Чтобы избежать процессов, связанных с развитием магнитосферных возмущений, рассматривались данные спутников только при низком уровне магнитной активности $AL > -200$ нТл. Всего при $|AL| < 200$ нТл зарегистрировано 4460 пролетов спутника DMSP F7 в секторе 09:00 – 15:00 MLT северного и южного полушарий; дополнительно использованы данные спутника DMSP F6 в вечернем и утреннем секторах. Данные по уровню магнитной активности, а также параметры плазмы солнечного ветра и ММП были взяты на портале OMNIWeb (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

3. Давление ионов в LLBL и AOP

На дневной стороне область мягких выпадений создается выпадающими частицами различных типов. Для определения области магнитосферного источника различных типов выпадений в работе [Newell et al., 1991] проведено сравнение характеристик выпадений, наблюдаемых на спутниках серии DMSP, с характеристиками частиц на больших высотах. В дневном секторе выделено четыре различные области, в том числе низкоширотный граничный слой (LLBL) и область структурированных выпадений аврорального овала (AOP), именуемая в некоторых статьях как "традиционный граничный плазменный слой".

LLBL (low-latitude boundary layer) является граничной областью дневной магнитосферы, в которой регистрируются частицы как переходного слоя, так и частицы магнитосферного происхождения. Средняя энергия ионов в этой области составляет в среднем 3-6 кэВ. Для области AOP (auroral oval precipitation) характерными являются большие потоки мягких (<1 кэВ) структурированных электронных выпадений. Здесь наблюдаются лучистые дуги сияний, а при низком уровне магнитной активности - короткоживущие (1-2 мин) лучистые формы и отдельные лучи.

Результаты исследования ионного давления в областях выпадений LLBL и AOP представлены на рис. 1-3. Так как характеристики плазмы в граничном слое магнитосферы могут существенно зависеть от угла между направлением на Солнце и нормалью к магнитопаузе, для исследований был выбран узкий интервал местного геомагнитного времени, 11:00-13:00 MLT. В этом интервале при низком уровне магнитной активности с условием наличия данных о параметрах солнечного ветра и ММП было обнаружено 262 пролета спутника F7, в которых регистрировались выпадения граничного слоя и 577 пролетов, в которых наблюдались характерные для AOP выпадения.

Исследования показали, что средний уровень давления в области выпадений LLBL (P_L) составляет $\langle P_L \rangle = 0.27 \pm 0.07$ нПа, а в области овала сияний $\langle P_A \rangle = 0.14 \pm 0.03$ нПа, что составляет ~ 0.5 от уровня давления в выпадениях LLBL.

Зависимость ионного давления в LLBL и AOP от динамического давления солнечного ветра (P_{sw}) иллюстрирует рис. 1а и 1б соответственно. На рисунке представлены данные, усредненные в каждом интервале динамического давления по 1 нПа. Сплошная линия на рис. 1а соответствует уравнению регрессии $P_L = 0.10 P_{sw} + 0.06$ (коэффициент корреляции $r=0.90$), которое показывает рост давления в LLBL от ~ 0.15 нПа при давлении солнечного ветра в 1.0 нПа до ~ 0.65 нПа при $P_{sw} = 6.0$ нПа. Сплошная линия на рис. 1б соответствует уравнению: $P_A = 0.036 P_{sw} + 0.030$ с коэффициентом корреляции $r=0.98$. В соответствии с этим уравнением ионное давление в AOP увеличивается примерно в 4 раза от ~ 0.08 нПа до ~ 0.25 нПа при изменении P_{sw} от 1.0 до 6.0 нПа.

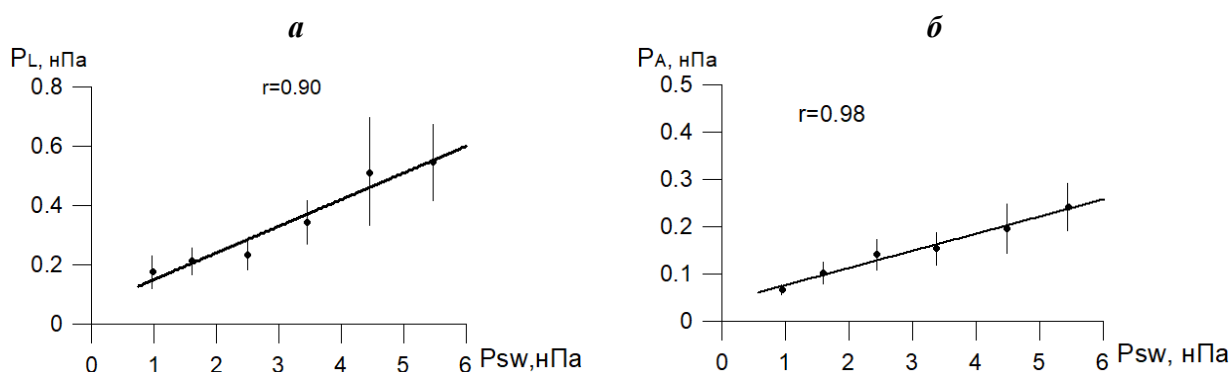


Рисунок 1. Давление ионов в областях выпадений LLBL (а) и AOP (б) в зависимости от динамического давления солнечного ветра в секторе 11:00-13:00 MLT.

Рисунок 2 иллюстрирует распределение ионного давления в *LLBL* (а) и *AOP* (б) по местному геомагнитному времени (MLT) при разных уровнях динамического давления солнечного ветра (от 1.0 нПа до 6.0 нПа). Точки на графиках соответствуют уравнениям регрессии, которые были получены для всех, показанных на рисунке, секторов MLT. Данные в 12:00 MLT соответствуют уравнению регрессии для сектора 11:00-13 MLT. Затем аналогичные линейные уравнения $P=P(P_{sw})$ были получены для всех 2-х часовых интервалов MLT со сдвигом на 1 час в восточном и западном направлениях (12:00-14:00, 13:00-15:00...12:00-10:00, 11:00-09:00 MLT и т.д.).

Рисунок 2а демонстрирует ярко выраженное локальное увеличение ионного давления в зоне высыпаний *LLBL* в полуденном секторе, величина которого растет с увеличением P_{sw} . При $P_{sw}=6$ нПа величина пика P_L примерно в два раза превышает уровень давления в соседних секторах MLT, что существенно выше величины стандартного среднеквадратичного отклонения, типичного для наших массивов данных.

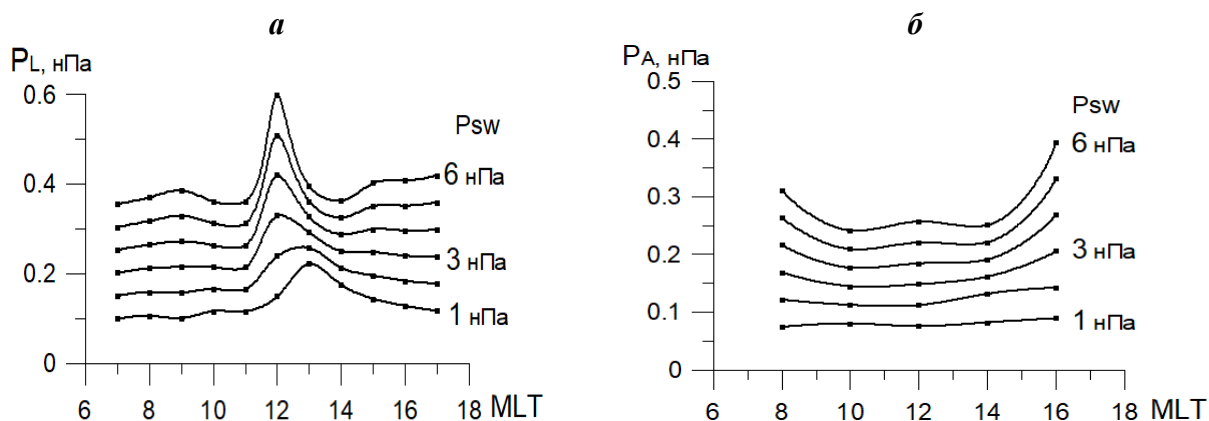


Рисунок 2. Распределение ионного давления в областях высыпаний *LLBL* (а) и *AOP* (б) по MLT при разных уровнях динамического давления солнечного ветра (от 1.0 нПа до 6.0 нПа).

Распределение ионного давления по MLT в области высыпаний аврорального овала достаточно равномерно в полуденном секторе, но несколько увеличивается в сторону вечерних и утренних часов MLT при высоких уровнях P_{sw} . В полуденном секторе здесь не наблюдается каких-либо ярких особенностей, обнаруженных ранее в области высыпаний *LLBL*.

Разность ионного давления между областями *LLBL* и *AOP* ($\Delta P = P_L - P_A$) иллюстрирует рис. 3. Рисунок показывает, что с увеличением динамического давления солнечного ветра в полуденном секторе существенно увеличивается разница в давлении между высыпаниями граничного слоя и высыпаниями овала полярных сияний. При $P_{sw}=6$ нПа разность давлений не только соизмерима, но и превышает уровень давления в самой области *AOP*.

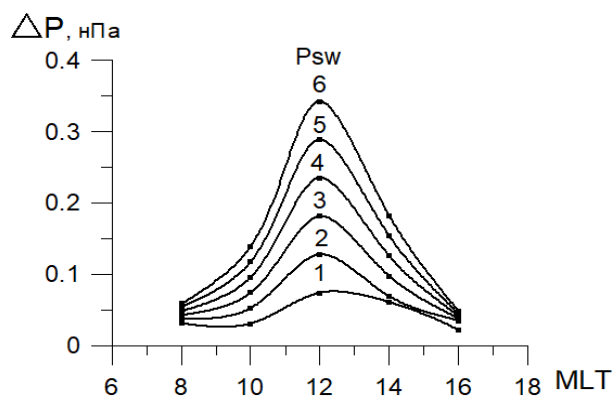


Рисунок 3. Распределение по MLT разности давлений между областями *LLBL* и *AOP*.

4. Заключение

Основные результаты исследования можно сформулировать следующим образом.

1. В областях дневных высыпаний, топологически связанных с низкоширотным граничным слоем (*LLBL*) и овалом сияний (*AOP*), давление плазмы существенно увеличивается с ростом динамического давления солнечного ветра (P_{sw}). Средний уровень давления в *LLBL* составляет $\langle P_L \rangle = 0.27 \pm 0.07$ нПа, а в *AOP* ~ 0.5 от этого уровня.

2. Распределение давления в высыпаниях *LLBL* по MLT демонстрирует ярко выраженное локальное увеличение давления в полуденном секторе ($\sim 11-14$ MLT), величина которого растет с увеличением P_{sw} . Давление в *AOP* по MLT в полуденные часы распределено достаточно равномерно, в результате чего в секторе $\sim 10-14$ MLT появляется значительная разность давлений между областями *LLBL* и *AOP*.

При определении давления плазмы в экваториальной плоскости с использованием данных миссии THEMIS в работе [Кирпичев и Антонова, 2011] было показано, что на геоцентрических расстояниях $7-10 R_e$ давление плазмы близко к изотропному и азимутально-симметричному, однако *LLBL* из общего массива данных не выделялся, поэтому полученные в настоящей работе результаты по давлению плазмы в *LLBL* являются пока единственными.

Представляют определенный интерес результаты сравнения величин ионного давления между областями высыпаний *LLBL* и *AOP*. Разность давления между этими областями, показанная на рис. 3, может свидетельствовать о наличии значительных радиальных градиентов, "желоба" давления плазмы в полуденном секторе магнитосферы. Поведение ионных высыпаний указывает на то, что по направлению к Земле от подсолнечной магнитопаузы достаточно высокое давление в области *LLBL* сначала может быстро уменьшаться к уровню давления в области проекции *AOP*, а затем начинается более плавный естественный рост давления с уменьшением расстояния до Земли. Радиальные масштабы такой вариации давления можно примерно оценить по ширине областей высыпаний *LLBL* и *AOP* (1° широты соответствует $\sim 1 R_e$), которая при V_z ММП >0 составляет $\sim 2^\circ$ широты каждая [Vorobjev et al., 2013, Fig. 7]. Однако, данный эффект требует более внимательного анализа с учетом сильного искажения магнитного поля вблизи магнитопаузы.

Благодарности. Данные спутника DMSP F6 и F7 взяты на страницах <http://sd-www.jhuapl.edu>, параметры ММП, плазмы солнечного ветра и индексы магнитной активности взяты на страницах <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> и <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>.

Литература

- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Влияние плотности солнечного ветра на характеристики авроральных высыпаний // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 46. № 1. С. 55–61. 2006.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е. Ионное давление на границах авроральных высыпаний и его связь с динамическим давлением солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 5. С. 582–593. 2019. Doi:10.1134/S0016794019050146
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Распределение давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от 6 до $10 R_e$ по данным международного проекта THEMIS // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 51. № 4. С. 456–461. 2011.
- Newell P.T., Burke W.J., Sanchez E.R., Meng C.-I., Greenspan M.E., Clauer C.R. The low-latitude boundary layer and the boundary plasma sheet at low altitude: prenoon precipitation regions and convection reversal boundaries // J. Geophys. Res. V. 96. No. A.12. P. 21013–21023. 1991. Doi:10.1029/91JA01818
- Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.-M. Study of plasma pressure distribution in the inner magnetosphere using low-altitude satellites and its importance for the large-scale magnetospheric dynamics // Adv. Space Res. V. 38. No. 8. P. 1631–1636. 2006. Doi:10.1016/j.asr.2006.05.013
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Y. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atm. S.-Terr. Phys. V. 102. P. 157–171. 2013. Doi:10.1016/j.jastp.2013.05.007

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.006

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ГЛОБАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В.М. Уваров, Г.Г. Хохлов, Е.С. Громова

Санкт - Петербургский государственный университет путей сообщения.

Аннотация. Ранее сформулированная двумерная краевая задача о глобальном распределении электрических полей в ионосфере Земли с учетом специфики электродинамического взаимодействия токоведущих ионосферных оболочек противоположных полушарий обобщена на трехмерный случай.

Краевая задача о глобальном распределении электрических полей в ионосфере Земли с учетом специфики электродинамического взаимодействия токонесущих ионосферных оболочек противоположных полушарий была сформулирована в [1]. В [2-5] приведены аналитические решения для ряда гелиогеофизических ситуаций, полученные ценой упрощения распределений входных параметров. Позднее, было получено численное решение, свободное от указанных упрощений (подробные ссылки и результаты численного моделирования приведены в [6]). В качестве источника электрических полей рассматривались продольные токи магнитосферного происхождения, вклад которых является преобладающим в высоких широтах, где преимущественно и проводят прямые измерения полей. В области низких и средних широт ионосферы становится заметным вклад второго источника - динамо действия нейтральных ветров.

С учетом этого вклада краевая задача о глобальном распределении электрических полей в ионосфере Земли, в рамках двумерного описания, имеет следующий вид [7].

На проводящей сфере выделены три области — северная Ω_1 и южная Ω_2 шапки с границами Γ_1 и Γ_2 на коширотах θ_1 и $\theta_2 = \pi - \theta_1$, соответственно, и вся остальная часть сферы Ω_3 . В отличие от шапок, где магнитные силовые линии разомкнуты либо настолько протяженные, что связи по потенциалу между шапками нет, в области Ω_3 замкнутые магнитные силовые линии земного диполя эффективно выравнивают электрический потенциал U в сопряженных точках противоположных полушарий благодаря высокой продольной проводимости магнитосферной плазмы. Это позволяет решать уравнение непрерывности интегрального электрического тока J не на всей области Ω_3 , а только на одной ее половине Ω_3^N (для определенности, северной), с границами Γ_1 и экваториальной границей Γ_3 на кошироте θ_3 , используя в уравнении непрерывности в качестве интегральной проводимости Σ и источника сумму интегральных проводимостей и источников в сопряженных точках обоих полушарий. С учетом этого краевая задача имеет вид:

$$\operatorname{div}_{\theta,\varphi} \mathbf{J}_1 = j_{1r}'' \text{ для } \Omega_1 (\theta \leq \theta_1), \quad (1)$$

$$\operatorname{div}_{\theta,\varphi} \mathbf{J}_2 = j_{2r}'' \text{ для } \Omega_2 (\pi - \theta_1 \leq \theta < \pi), \quad (2)$$

$$\operatorname{div}_{\theta,\varphi} \mathbf{J}_3 = j_{3r}'' \text{ для } \Omega_3^N (\theta_1 \leq \theta < \theta_3), \quad (3)$$

$$U_1(\theta_1, \varphi) = U_3(\theta_1, \varphi) = U_2(\theta_2, \varphi), \quad (4)$$

$$J_{1\theta}(\theta_1, \varphi) - J_{3\theta}(\theta_1, \varphi) = J_{2\theta}(\theta_2, \varphi), \quad (5)$$

$$J_{3\theta}(\theta_3, \varphi) = 0, \quad (6)$$

где $U_\alpha, \mathbf{J}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3$) — потенциалы и токи в соответствующих областях, связанные законом Ома:

$$\mathbf{J}_\alpha = \Sigma_\alpha \cdot (-\operatorname{grad} U_\alpha) + \mathbf{J}_d. \quad (7)$$

Σ — тензор интегральной проводимости:

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\varphi} \\ \Sigma_{\varphi\theta} & \Sigma_{\varphi\varphi} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

$\Sigma_{\theta\theta} = \Sigma p / (\sin 2\chi)$, $\Sigma_{\theta\varphi} = -\Sigma_{\varphi\theta} = \Sigma_H / \sin \chi$, $\Sigma_{\varphi\varphi} = \Sigma p$, $\sin \chi = 2 \cdot \cos \theta / (1 + 3 \cos 2\theta)^{1/2}$, χ - магнитное наклонение, $\operatorname{div}_{\theta,\varphi}$ - угловая часть оператора дивергенции в сферических координатах θ, φ и j_{ar}'' — источники в виде радиальной составляющей продольных токов.

С учетом выражения (7), содержащего плотность интегрального динамо-тока \mathbf{J}_d , очевидно, что при решении системы эллиптических уравнений (1) – (3) относительно потенциала U_α ($\alpha = 1, 2, 3$) в них справа появятся дополнительные источники в виде $-\text{div}_{\theta,\varphi} \mathbf{J}_d$. Действительно, в развернутом виде уравнения (1) – (3) имеют вид:

$$\text{div}_{\theta,\varphi} \Sigma_\alpha (-\text{grad } U_\alpha) = j_{ar} - \text{div}_{\theta,\varphi} \mathbf{J}_d \quad (\alpha = 1, 2, 3).$$

Условие (4) означает отсутствие скачка потенциала поперек границы данной шапки и между границами противоположных шапок в каждой точке границ. Условие (5) следует из неразрывности общей токовой цепи и означает, что возможные разрывы нормальной компоненты горизонтальных токов на границах северной и южной шапок взаимно компенсируют друг друга за счет продольных токов перетекания на этих границах. Условие (6) – это однородное граничное условие на нормальную компоненту тока. Оно соответствует не протеканию тока через экватор и является единственно физически обоснованным.

Краевая задача (1) – (6) описывает глобальное распределение электрических полей в ионосфере Земли с учетом специфики электродинамического взаимодействия токонесящих ионосферных оболочек противоположных полушарий при учете в качестве источника как продольных токов, так и динамо-действия нейтральных ветров. Для её численного решения следует использовать представленный в [8] вычислительный алгоритм, который разработан с использованием вариационно-разностного метода, основанного на концепции обобщенного решения, что позволяет использовать даже разрывные распределения входных параметров. Проведенное в работе [9] специальное исследование показало, что указанный алгоритм обеспечивает сходимость итерационного процесса для рассмотренных там случаев пятикратного и десятикратного скачка проводимости в каналах, имитирующих местоположения полярных сияний. При этом рассматривались как случаи симметрии, так и максимальной асимметрии между полушариями в распределении проводимости.

В силу очевидной ограниченности двумерного подхода к существенно трехмерному объекту исследования, очередным этапом в численном моделировании глобального распределения электрических полей и токов в ионосфере Земли должна стать разработка трехмерной модели. Постановка соответствующей краевой задачи может быть получена естественным обобщением описанной выше двумерной краевой задачи.

Условие стационарности растекания ионосферных токов в данном случае имеет естественный вид:

$$\text{div}_{\theta,\varphi,r} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_d) = 0, \quad (9)$$

где трехмерная плотность тока проводимости \mathbf{j} , обусловленная генерируемыми в ионосфере электростатическими полями, определяется законом Ома:

$$\mathbf{j} = \sigma (-\text{grad } U). \quad (10)$$

\mathbf{j}_d – плотность динамо-тока:

$$\mathbf{j}_d = \sigma[\mathbf{U}, \mathbf{B}]. \quad (11)$$

Здесь \mathbf{U} – скорость нейтрального ветра, \mathbf{B} – индукция магнитного поля, а σ – хорошо известный тензор проводимости ионосферной плазмы, взятый в сферической системе координат. Скорость нейтрального ветра можно задавать на основе существующих эмпирических моделей этого параметра, а компоненты тензора проводимости – рассчитывать на основе эмпирических моделей электронной концентрации.

С учетом (10), (11) уравнение (9) имеет вид:

$$\text{div}_{\theta,\varphi,r} (\sigma \cdot \text{grad } U) = \text{div}_{\theta,\varphi,r} \sigma[\mathbf{U}, \mathbf{B}]. \quad (12)$$

Уравнение (12) – это трехмерное эллиптическое уравнение для потенциала U , правая часть которого описывает вклад динамо-действия нейтральных ветров в генерацию ионосферных электрических полей и токов. Его область решения – сферический слой толщиной несколько сотен километров, аппроксимирующий проводящую ионосферную оболочку Земли:

$$r_1 \leq r \leq r_2, \quad (13)$$

где r_1 и r_2 – нижняя и верхняя границы области. Можно сказать, что эта область ограничена снизу плохо проводящей (слабо ионизованной) атмосферой и сверху – магнитосферой, плохо проводящей в направлении перпендикулярно силовым линиям магнитного поля.

Естественными и корректными граничными условиями для уравнения стационарности (12) являются условия на нормальную компоненту плотности тока.

Граничное условие на нижней границе области соответствует условию не протекания тока в непроводящую атмосферу:

$$j_r(\theta, \varphi, r_1) + j_{dr}(\theta, \varphi, r_1) = 0. \quad (14)$$

Граничное условие на верхней границе области выглядит сложнее. В области вне полярных шапок (для экваториальных, низких и более высоких широт) необходимо учесть специфику электродинамического сцепления ионосфер противоположных полушарий. Эта специфика заключается в перетекании токов между полушариями вдоль силовых линий магнитного поля, связывающих магнитосопряженные точки. Поскольку кроме динамо-действия нейтральных ветров вклад в возбуждение электрических полей дают и продольные токи магнитосферного происхождения, условие на верхней границе следует записать в виде:

$$j_r(\theta, \varphi, r_2) + j_{dr}(\theta, \varphi, r_2) + j_r(\pi - \theta, \varphi, r_2) + j_{dr}(\pi - \theta, \varphi, r_2) = j_{mr}(\theta, \varphi) \text{ при } \theta_1 \leq \theta \leq \pi - \theta_1, \quad (15.1)$$

где j_m – плотность продольных токов магнитосферного происхождения, которые практически не наблюдаются в области низких широт и наиболее выражены в высоких широтах.

В наиболее простом случае, когда вклад магнитосферных продольных токов в возбуждение ионосферных электрических полей не учитывается, из (15.1) следует, что в магнитосопряженных точках противоположных полушарий нормальные к верхней границе компоненты плотности ионосферных токов равны по модулю и противоположны по знаку. Это подразумевает бездивергентное течение продольных токов вдоль силовых линий магнитного поля из одного полушария в другое. В противоположном случае это течение будет дивергентным.

Наоборот, в области полярных шапок, где силовые линии магнитного поля разомкнуты (или очень протяженные), перетекания токов проводимости между полушариями нет и условие (15.1) упрощается. Именно, в полярных шапках нормальная к верхней границе компонента ионосферного тока определяется исключительно током магнитосферного происхождения, втекающим в ионосферу или вытекающим из неё:

$$j_r(\theta, \varphi, r_2) + j_{dr}(\theta, \varphi, r_2) = j_{mr}(\theta, \varphi), \text{ при } 0 \leq \theta \leq \theta_1 \text{ и } \pi - \theta_1 \leq \theta \leq \pi. \quad (15.2)$$

Как и в случае двумерной модели, при задании граничных условий на потенциал также необходимо учесть специфику электродинамической связи ионосфер противоположных полушарий. В области вне полярных шапок имеет место эффективное выравнивание электрического потенциала в магнитосопряженных точках, связанных силовыми линиями магнитного поля, благодаря высокой продольной проводимости магнитосферной плазмы:

$$U(\theta, \varphi, r_2) = U(\pi - \theta, \varphi, r_2), \text{ при } \pi - \theta_1 \geq \theta > \theta_1. \quad (16)$$

Наоборот, в области полярных шапок, $0 \leq \theta < \theta_1$, $\pi - \theta_1 < \theta \leq \pi$, выравнивания потенциала нет, поэтому здесь граничные условия для потенциала являются излишними.

Таким образом, в основе численной модели трехмерного глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли лежит краевая задача, которая представляет собой трехмерное эллиптическое уравнение (12) для электрического потенциала U в сферическом слое конечной толщины (13), с краевыми условиями (14), (15) на нормальную компоненту тока и (16) на потенциал. Особенностью трехмерной задачи является несамосопряженность оператора задачи, вырожденность (решение определяется с точностью до константы) и нелокальность граничных условий, что сильно усложняет разработку соответствующего вычислительного алгоритма.

Перечисленные особенности отличали и изложенную в начале статьи двумерную краевую задачу, численное решение которой удалось получить благодаря многолетнему сотрудничеству с Б.А. Самокишем, известным специалистом в области вычислительной математики. Но даже в этом случае на создание первого варианта численной модели ушло пять лет, с 1989 по 1994 год. В 2000 году была опубликована модифицированная модель [8], вычислительный алгоритм которой был разработан с использованием вариационно-разностного метода, основанного на концепции обобщенного решения. Это позволило использовать в расчетах даже разрывные распределения проводимостей ионосферы.

После первой публикации результатов численного моделирования глобального распределения ионосферных электрических полей с учетом специфики электродинамической связи ионосфер противоположных полушарий прошло уже более четверти века, а с момента опубликования постановки задачи – более сорока лет. Однако, аналогичных моделей ионосферных электрических полей других авторов до сих пор так и не появилось, несмотря на растущую потребность в их использовании при создании глобальных моделей среды (атмосферы, ионосферы, протоносферы). Возникла своеобразная ситуация затишья – продолжение работы в этом направлении на основе старых подходов, неактуально, а построение корректной современной модели отложено или затягивается, что обусловлено, очевидно, затруднениями в преодолении вычислительных проблем.

Что касается перспективы решения изложенной трехмерной краевой задачи и построения соответствующей численной модели глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли, то в современных реалиях она выглядит весьма туманной. Действительно, когда научная работа оценивается с помощью наукометрических коэффициентов, а сама возможность проводить научные исследования зависит от выполнения условий так называемого эффективного договора с указанным числом ежегодных

публикаций (да ещё и в определенных изданиях) представляется маловероятным появление энтузиаста, способного приступить к решению действительно актуальной, но сложной, проблемы.

Литература

1. *Уваров В.М.* Возможный подход к проблеме возбуждения электрических полей и токов, обусловленных V_y -компонентой ММП // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. № 1. С. 114–120.
2. *Уваров В.М.* Модель распределения электрического поля в ионосфере, обусловленного азимутальной компонентой межпланетного магнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 22. № 2. С. 216–219.
3. *Уваров В.М.* Расчет электрических полей, обусловленных азимутальной компонентой межпланетного магнитного поля, для условий солнцестояния // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т. 23. № 4. С. 636–639.
4. *Уваров В.М.* Возбуждение электрических полей продольными токами, обусловленными северной компонентой межпланетного магнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. № 5. С. 840–842.
5. *Уваров В.М.* О распределении электрических полей, обусловленных северной компонентой межпланетного магнитного поля при отсутствии продольных токов в зимней полярной шапке // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. № 6. С. 1025–1027.
6. *Уваров В.М., Самокиш Б.А.* Электрические поля в ионосфере Земли. Численные модели. Монография. СПб. ПГУПС. 2009. С. 62.
7. *Уваров В.М.* Краевая задача о глобальном распределении электрических полей в ионосфере Земли с учетом динамо-действия нейтральных ветров. В кн.: Профессиональное образование, наука и инновации в XXI веке. Сборник трудов XI Санкт-Петербургского конгресса. 23 – 24 ноября 2017 года, Санкт-Петербург. С. 270–271.
8. *Кондаков А.Б., Самокиш Б.А., Уваров В.М.* Модифицированная численная модель глобального распределения электрического потенциала в ионосфере Земли. UT-эффект обращения ионосферной конвекции. // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т. 40. №3. С. 100–110.
9. *Кондаков А.Б.* Моделирование глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли с учетом разрывов в распределении проводимости. В кн.: Известия Петербургского университета путей сообщения. 2013. Вып. 4 (37). С. 123–128.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.007

ЧИСЛЕННАЯ ЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

В.М. Уваров

Санкт - Петербургский государственный университет путей сообщения

Аннотация

В основе предлагаемой эмпирической модели лежит краевая задача, которая исключает влияние на рассчитываемые распределения потенциала со стороны вихревой составляющей электрических полей. Последняя обусловлена флуктуациями, ограниченностью точности измерений E и способом отбора экспериментальных данных для эмпирического моделирования.

Введение

Прямые измерения электрических полей в ионосфере Земли проводятся на протяжении многих десятилетий. Накоплен большой объем данных, полученных с помощью наземных установок и космических аппаратов. Эти данные используются как для апробации детерминированных моделей электрических полей, т.е. моделей основанных на решении краевых задач с задаваемыми источниками, так и для построения эмпирических моделей.

Что касается детерминированных моделей электрических полей, то их разнообразие, обусловленное разнообразием постановок задач, лежащих в их основе, и, отчасти, разнообразием методов их решения, подразумевает и разнообразие воспроизводимых ими пространственных распределений ионосферных электрических полей. Для заданной гелио-геофизической ситуации, которой соответствует единственное наблюдаемое распределение полей, эти разные модели воспроизведут разные распределения. Это обстоятельство является одной из причин постановки вопроса о корректности существующих детерминированных моделей, точнее, корректности постановки их краевых задач.

Эта проблема подробно обсуждалась в [1]. Там, в частности, представлены результаты двух численных моделей глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли, отличающихся только методом численного решения. В основе этих моделей лежит опубликованная ещё в 1981 году краевая задача [2], учитывающая специфику электродинамического взаимодействия токнесущих ионосферных оболочек противоположных полушарий. Как отмечено в [1] игнорирование этой специфики в других численных моделях ионосферных электрических полей делает эти модели неактуальными.

Таким образом, дальнейшее развитие детерминированных моделей ионосферных электрических полей возможно только на основе корректно поставленной краевой задачи и современного численного метода её решения. Например, в модифицированной численной модели [3] использовался современный вариационно-разностный метод, основанный на концепции обобщенного решения. Такой метод позволяет учесть даже разрывы в проводимости на границах каналов, имитирующих локализацию полярных сияний.

Развитие детерминированных моделей сдерживается отсутствием современных, доступных и удобных при использовании моделей источника, в частности, моделей распределения продольных токов, являющихся главным источником генерации электрических полей в высоких широтах.

По этой причине является актуальным развитие эмпирических моделей электрических полей, использующих непосредственно данные их измерений. Если разнообразие существующих детерминированных моделей отражает отмеченное выше разнообразие ошибок в формулировках соответствующих краевых задач, то причина огромного разнообразия существующих эмпирических моделей отражает не только разнообразие заблуждений, но и то обстоятельство, что эта прикладная проблема ещё не нашла должного места в вычислительной математике и является во многом искусством точно так же как искусством называют иногда даже асимптотические разложения.

Например, в работе Веймера [4] распределение потенциала в полярной шапке представлено весьма коротким рядом сферических гармоник, коэффициенты которых рассчитываются методом наименьших квадратов с использованием данных спутника DE-2 с полярной орбитой. А позже [5], на основе этих же данных «развита улучшенная техника для эмпирического моделирования» с выделением в шапке 34-х кольцевых областей с разложением потенциала в ряд Фурье только по азимутальной переменной в каждой из них. Тем не менее, в обеих работах [4, 5], как отмечает автор, «электрические потенциалы получались вдоль пролета спутника интегрированием поля вдоль направления движения».

Фактор вихревых полей в эмпирическом моделировании

Метод расчета потенциала в работах [4, 5] заключается в следующем. Задавался нулевой потенциал в выбранной опорной точке (точнее, на всей границе шапки!) и далее потенциал рассчитывался в других точках непосредственным интегрированием вдоль траектории спутника касательной компоненты электрического поля из исходного набора данных измерений, более или менее плотно покрывающих полярную шапку.

Очевидно, что данный метод расчета потенциала корректен, если исходный набор данных действительно представляет потенциальные электрические поля. Однако, в силу ряда причин это не совсем так. И возникает необходимость исключения вихревой составляющей.

Дело не только и не столько в том, что согласно установившемуся при эмпирическом моделировании мнению реальные вихревые поля, обусловленные нестационарными магнитными полями, достаточно малы по сравнению с потенциальными. Дело в том, что даже в идеальном случае, когда измерения на сети измерительных станций были бы проведены синхронно, в отсутствие возмущений геомагнитного поля, и полученный набор данных отражал бы мгновенную пространственную картину распределения потенциальных электрических полей, реальные флуктуации напряженности E и обусловленные ограниченностью точности измерений приборные флуктуации, характерные для каждого пункта наблюдений, привели бы к появлению искусственной завихренности в рассматриваемой двумерной картине поля. Циркуляция электрического поля по произвольно выбранному замкнутому контуру в пределах рассматриваемой области, которая, как известно, должна быть равна нулю, при расчетах с использованием реальных данных измерений E будет отличной от нуля. Действительно, измеренное поле E является суммой потенциального ионосферного поля E_p и суммарного хаотического поля флуктуаций E_f :

$$E = E_p + E_f. \quad (1)$$

В силу хаотичности естественно полагать, что E_f имеет две составляющие – потенциальную E_{fp} и вихревую E_{fc} :

$$E_f = E_{fp} + E_{fc}, \quad (2)$$

что и объясняет ненулевую циркуляцию E .

Другая причина завихренности, свойственная используемому набору данных измерений E , заключается в том, что этот набор, как правило, не отражает мгновенную пространственную картину распределения E . Например, в [5] при построении эмпирических распределений потенциала для некоторой гелио-геофизической ситуации в северной полярной шапке автор был вынужден привлечь данные измерений E в южной полярной шапке с единственной целью – пополнить весьма скудный набор исходных данных хотя бы и таким образом. Очевидно, что в данном случае вклад хаотической составляющей E_f в поле E увеличится. Следовательно, ещё одной причиной обсуждаемой завихренности является способ отбора исходных экспериментальных данных.

Таким образом, использование набора исходных данных измерений электрических полей содержит искусственное хаотическое поле, которое может существенно исказить воспроизведение эмпирическими моделями двумерных картин распределения потенциала.

Используемый в [4, 5] метод расчета потенциала в произвольной точке исследуемой области основан на использовании известного соотношения между потенциалом U и напряженностью E_p потенциального электрического поля:

$$U_2 = U_1 - \int E_{pl} dl, \quad (3)$$

где E_{pl} – касательная к элементу контура dl составляющая вектора E_p , а интегрирование можно выполнять по любому контуру, соединяющему две произвольные точки 1 и 2.

Выбирая опорную точку 1 и задавая в ней нулевое значение потенциала, автор работ [4, 5] на основе соотношения (3) рассчитал значения потенциала в ряде точек на траекториях спутника, более или менее плотно покрывающих полярную шапку. Однако, соотношение (3) выполняется только для потенциальных полей. Поэтому метод [4, 5], связанный с подстановкой в (3) поля E из массива отобранных данных измерений, содержащих хаотическое поле E_f , очевидно приводит к ошибке в расчете потенциала

$$U_2 = U_1 - \int E_{pl} dl - \int E_{fl} dl, \quad (4)$$

где последнее слагаемое в правой части и представляет эту ошибку, которую с учетом (2) можно представить в виде:

$$\int E_{fl} dl = U_{f1} - U_{f2} + \int E_{fc1} dl. \quad (5)$$

В правой части (5) последнее слагаемое в виде интеграла обусловлено вкладом вихревой составляющей хаотического поля E_{fc} , а разность потенциалов – вкладом потенциальной составляющей E_{fp} .

Полное устранение ошибки (5) при расчете потенциала методом прямого интегрирования, используемым в [4, 5], невозможно, но можно существенно уменьшить эту ошибку. Ниже предложен метод, основанный на решении краевой задачи, который позволяет это сделать.

Метод построения численной эмпирической модели

Согласно (1), (2) электрическое поле из набора отобранных данных для построения двумерной картины эквипотенциалей состоит из истинного потенциального поля E_p , генерируемого в ионосфере, и хаотического поля, представленного потенциальной E_{fp} и вихревой E_{fc} его частью:

$$E = E_p + E_{fp} + E_{fc}. \quad (6)$$

Поскольку первые два слагаемых в правой части (6) потенциальны, их сумма может быть представлена в виде:

$$E_p + E_{fp} = -\text{grad}U. \quad (7)$$

Тогда (6) имеет вид:

$$E = -\text{grad}U + E_{fc}. \quad (8)$$

Поскольку поле E_{fc} вихревое, применив операцию дивергенция к (8), имеем:

$$\Delta_{\theta,\varphi}U = -\text{div}_{\theta,\varphi}E. \quad (9)$$

В (9) левые и правые части – это угловая часть оператора Лапласа и угловая часть оператора дивергенция, соответственно, U – электрический потенциал, обусловленный согласно (7) как генерируемым в ионосфере потенциальным электрическим полем, так и потенциальной составляющей поля флуктуаций, E – электрическое поле, задаваемое по данным измерений.

Двумерное эллиптическое уравнение (9), рассматриваемое в некоторой области Ω с границей Γ , необходимо дополнить граничными условиями. Естественными граничными условиями здесь являются условия Неймана:

$$\partial U / \partial n = -E_n, \quad (10)$$

где E_n – нормальная к границе Γ компонента E .

Строго говоря, поскольку потенциал U определен соотношением (7), то в правой части (10) вместо измеряемой величины E_n следовало бы подставить, принимая во внимание (6), нормальную компоненту разности $E - E_{fc}$. Однако, это невозможно, поскольку в этой разности малая величина E_{fc} неизвестна. Тем не менее, если $E_{fc} = 0$, то граничное условие (10) абсолютно корректно. В ином случае остается только пренебречь вихревой составляющей E_{fc} суммарного хаотического поля, полагая, что она мала по сравнению с измеряемым полем E .

Краевая задача (9), (10) описывает двумерное распределение электрического потенциала при использовании данных измерений напряженности E ионосферных электрических полей для задания источника задачи (правых частей (9), (10)). Это описание тем точнее, чем полнее исходный набор этих данных, что во многом определяется, в частности, плотностью наземной сети измерительных приборов или (и) численностью спутниковой группировки и длительностью периода спутниковых наблюдений.

Особенностью краевой задачи (9), (10) является вырожденность, в том смысле, что её решение определяется с точностью до константы. Тем не менее, корректная реализация численного решения этой задачи с поиском решения в области Ω в классе функций, ортогональных единице, дает единственное решение.

Оператор уравнения (9) в виде угловой части оператора Лапласа является самосопряженным, что существенно упрощает разработку алгоритма численного решения краевой задачи (9), (10). Два численных метода решения вырожденной краевой задачи подробно описаны в [1, 3] для более сложного случая оператора вида $\text{div}_{\theta,\varphi}(-\Sigma \cdot \text{grad}U)$, где Σ – тензор проводимости. Если Σ представлен единичной матрицей, то этот оператор совпадает с угловой частью оператора Лапласа, и указанные методы можно использовать при разработке алгоритма численного решения задачи (9), (10). Основная проблема, с вычислительной точки зрения, связана с расчетом правой части уравнения (9). Дело в том, что для того, чтобы не ухудшить точность используемого численного метода необходимо выбрать сетку с постоянным шагом по долготе и широте, в узлы которой, вообще говоря, не попадают значения компонент напряженности E из исходного набора экспериментальных данных, будь то спутниковые или даже наземные измерения. По этой причине возникает проблема сноса значений компонент поля E из ближайших наблюдательных точек в узлы используемой сетки. Возможный вариант решения проблемы – поиск (или разработка) современного метода интерполирования.

Аналогичные замечания относятся и к заданию правой части краевого условия (10).

Конфигурация и размеры области Ω и её границы Γ в различных прикладных задачах могут быть самыми разными – от полярной шапки до площадки, занимаемой измерительным полигоном. С вычислительной точки зрения этот фактор не должен вызывать принципиальных затруднений.

Заключение

Как отмечалось выше, набор исходных экспериментальных данных, используемых для воспроизведения двумерных распределений электрического потенциала в рамках тех или иных эмпирических моделей ионосферных электрических полей содержит вклад хаотических вихревых полей, обусловленных как самой природой измерений, с присущими им флуктуациями, так и спецификой отбора исходных данных.

Предложенный в настоящей работе метод построения численной эмпирической модели исключает влияние этих полей на расчет потенциала. Это достигается за счет того, что сформулированная краевая задача для распределения потенциала, лежащая в основе метода, в качестве источника содержит дивергенцию наблюдаемых полей, что по определению отсекает любую вихревую составляющую поля.

Несмотря на вырожденность краевой задачи, модель воспроизводит единственное пространственное распределение потенциала.

При разработке алгоритма численного решения краевой задачи можно использовать, как частный случай, ранее разработанные численные методы решения краевых задач с более сложными несамосопряженными операторами.

Сопоставляя предлагаемый метод построения эмпирической модели с моделями [4, 5] отметим, что он не содержит ничем не обоснованного условия обнуления потенциала на всей границе области, существенно искажающего решение.

Кроме того, предложенный метод не нуждается в разложении по сферическим гармоникам, использование которого в [4, 5] (и огромном количестве других работ) обнаружило ряд существенных недостатков. Среди них – невозможность воспроизвести большие электрические поля; невозможность воспроизводить резкие обращения конвекции; неограниченный рост решения в областях, плохо покрытых данными измерений, при увеличении степени и порядка полиномов; появление «статистических шумов» при учете более высоких гармоник и сглаживание решения в их отсутствие [4, 5].

Литература

1. *Уваров В.М., Самокиш Б.А.* Электрические поля в ионосфере Земли. Численные модели // Монография. СПб. ПГУПС. 2009. С. 62.
2. *Уваров В.М.* Возможный подход к проблеме возбуждения электрических полей и токов, обусловленных V_y -компонентой ММП // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. № 1. С. 114-120.
3. *Кондаков А.Б., Самокиш Б.А., Уваров В.М.* Модифицированная численная модель глобального распределения электрического потенциала в ионосфере Земли. UT-эффект обращения ионосферной конвекции // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т. 40. № 3. С. 100-110.
4. *Weimer D.R.* Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. No. A10. P. 19595 – 19607.
5. *Weimer D.R.* Improved ionospheric electrodynamic models and application to calculating Joule heating rates // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. No. A5. A05306. doi:10.1029/2004JA010884

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.008

UNEXPECTED HIGH-FREQUENCY "BIRDS"-TYPE VLF EMISSIONS

N.G. Kleimenova¹, J. Manninen², T. Turunen², L.I. Gromova³,
Yu.V. Fedorenko⁴, A.S. Nikitenko⁴, O.M. Lebed⁴

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

²*Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finland*

³*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation Troitsk, Moscow, Russia*

⁴*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

Abstract. The new type of daytime natural VLF whistler mode emissions of the magnetospheric origin was recently found in the VLF observations at Kannuslehto station ($L \sim 5.5$) in Northern Finland. These VLF events occurred at the frequencies above 4-5 kHz even up to 15 kHz. Here we present the different spectra of this peculiar daytime high-frequency VLF emissions observed under quiet geomagnetic conditions at auroral latitudes at Kannuslehto (Finland) and Lovozero (Russia) stations. These high-frequency waves cannot be attributed to typical well known VLF chorus and hiss. They became visible on the spectrograms only after the filtering out sferics originating by the lightning discharges and hiding all natural high-frequency signals. After this filtering, it was found a large collection of different natural VLF signals observed as a sequence of right-polarized short (less than 1-2 minutes) patches at frequencies above 4-5 kHz, i.e. at higher frequency than a half the equatorial electron gyrofrequency at the L-shell of Kannuslehto and Lovozero. These emissions were called "birds" due to their chirped sounds. It was established that the "birds" are typically occur during the daytime only under quiet space weather conditions. But in this time, small magnetic substorms were could be observed in the night sector of the Earth. Here we also show the recently observed series of the "bird-mode" emissions with various bizarre quasi-periodic dynamic spectra, sometimes consisting of two (and even more) frequency bands. The "birds" occur simultaneously at Kannuslehto and Lovozero with similar spectral structure demonstrating their common source. It seems that the "birds" emissions are generated deep inside the magnetosphere at the low L-shells. But the real nature, the generation region and propagation behavior of these VLF emissions remain still unknown. Moreover, nobody can explain how the waves could reach the ground at the auroral latitudes like Kannuslehto and Lovozero as well as which magnetospheric driver could generate this very complicated spectral feature of the emissions.

Introduction. The very-low-frequency (VLF) emissions are whistler mode waves of magnetospheric origin at the frequencies between the ion and electron gyrofrequency, that have propagated through the ionosphere to the ground. The majority of these emissions are usually generated at or near the geomagnetic equator in the magnetosphere through resonant cyclotron interactions with energetic (\sim hundreds of keV) electrons of the Earth's radiation belts [e.g., *Trakhtengerts, 1963; Kennel and Petschek, 1966; Rycroft, 1972; Trakhtengerts and Rycroft, 2008*]. The frequency of these waves is controlled by the electron gyrofrequency f_{He} at the geomagnetic equator. Despite the importance of direct VLF measurements in the space with satellite instruments, the continuous ground-based observations can provide the unique possibility to study the temporal dynamics of the waves. In particular, still now many findings of properties and dynamics of different types of natural VLF emissions such as chorus, hiss, long series of QP emissions, have been found basing on the ground-based observations at Kannuslehto station (KAN) in Northern Finland.

However, the ground-based studies of VLF emissions at frequencies above \sim 4-5 kHz were difficult because, even at auroral latitudes, strong atmospherics (sferics) completely shielded all natural high-frequency VLF emissions. Sferics are electromagnetic pulses originating in low latitude lightning discharges [e.g., *Ohya et al., 2015*] and propagating to thousands of km in the Earth-ionosphere waveguide. To reject off the parasite signals like sferics, we have to apply special digital programs which filter out the strong impulsive sferics with a duration of less than 30 ms. This method has been briefly described in *Manninen et al. [2016]*.

After filtering out the sferics, we surprisingly discovered completely new types of peculiar high-frequency daytime VLF emissions with various unusual spectral structures that have never been seeing before [*Manninen et al., 2016, 2017*]. The example of non-filtered (left plot) and filtered data (right plot) is given in Fig. 1. It is seen that a series of new unusual signals appear after filtering. These VLF waves were observed as a sequence of right-polarized (these spectra do not show here) short (less one-two minutes) patches of emissions at the high-frequencies above 4-5 kHz, i.e. at higher frequency than a half of the equatorial electron gyrofrequency at the L-shell of Kannuslehto and Lovozero ($L = \sim 5.5$, $f_{He}/2 = \sim 2.7$ kHz). These emissions were called "birds" due to their chirped sounds.

The aim of this paper is to present some spectral characteristics and temporal dynamics of these new natural electromagnetic emissions (birds) of the magnetospheric origin with frequencies above 4-5 kHz.

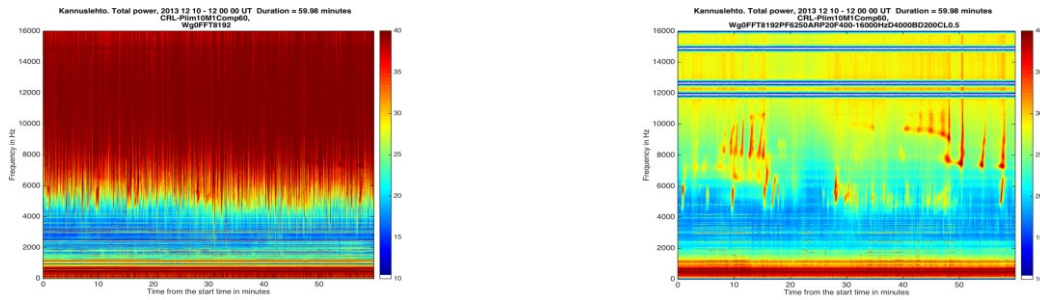


Figure 1. The example of 1-h spectrograms of VLF emissions at KAN: the non-filtered spectrogram (left panel) and the same spectrogram after sferics filtering (right panel). Three white high-frequency horizontal lines are the removed radio navigation transmitter signals.

Data. Our study was based on the VLF observations in Northern Finland at Kannuslehto station (KAN) with the geographic coordinates 67.74° N, 26.27° E; and MLAT = 64.4° N, $L = 5.46$. The VLF receiver in the frequency band from 0.2 to 39 kHz comprised of two orthogonal magnetic loop antennas oriented in the geographical north-south and east-west directions (the details of the equipment see in [Manninen, 2005]). The results of the primary processing (Fast Fourier Transform) of VLF observations at KAN in the form of minute, hour, and daily colored wave dynamic spectra (spectrograms at 0–16 kHz) are on the website (http://www.sgo.fi/pub_vlf/). Since 2012, the similar VLF registration are carried out as well at Russian observatory Lovozero (LOZ), located at the similar L-shell ~ 400 km to the East.

Observation and discussion. The different dynamic spectra of the separated VLF patches have been obtained by VLF records at KAN. In Figure 2, we demonstrate several examples of the 3-min dynamic spectra of the VLF patches (total power) observed at KAN during different days. Some of the signals were resembling flowing birds. Figure 2b demonstrates the most typical shape of “VLF bird” emissions as short spots at different frequencies between 5 and 10 kHz.

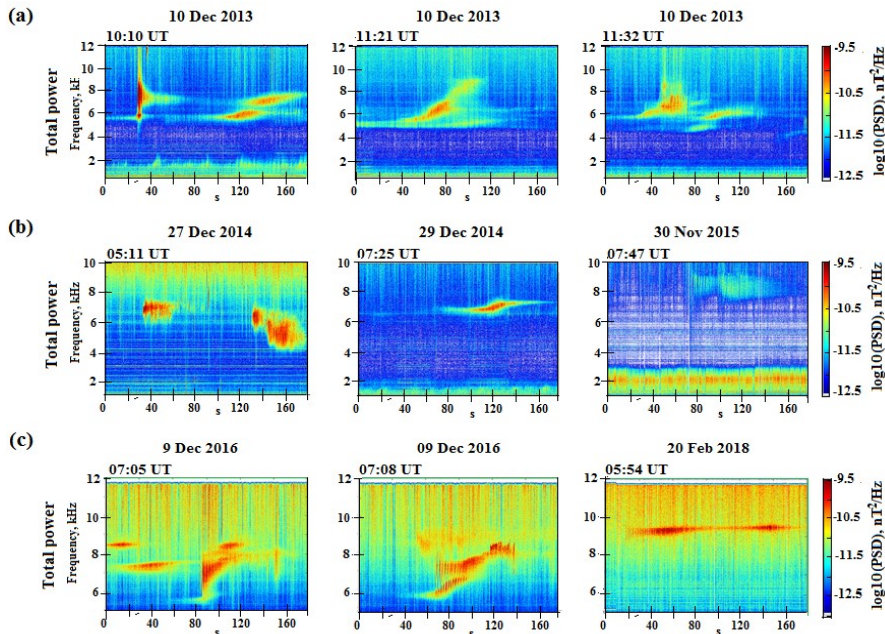


Figure 2. Examples of 3-min spectrograms of the VLF patches of different shapes at KAN: (a) VLF patches with sharp low frequency cutoff; (b) the most typical shape of VLF patches; (c) very complicated spectra of the VLF patches.

The high-frequency VLF patches sometimes may exhibit the characteristic feature of a quasiperiodic (QP) repetition of the individual signal occurrence. Two examples of such unusual events are shown in the left part of Fig. 3. The first event on 5 December 2014 represents the simultaneous generation of two frequency bands of quasiperiodic VLF patches. The QP elements, detected at higher frequency band, demonstrated the dash-like narrow-band VLF emissions lasting about one minute each with the repetition rate of ~ 2 min as well. However, there were no geomagnetic pulsations with the periods of ~ 2 min. It is interesting to note that the VLF patches at lower frequency band exited at the end of the higher frequency band spots, i.e., the VLF emissions arose at high and low frequency band by rotation. Probably, the generation of the individual signals of the lower and higher bands could be causally depended.

The second strange VLF event was observed on 27 December 2015. The VLF emissions were looking like a dotted line at the central frequency of ~ 9 kHz and with the periodicity of about 1 min which did not vary considerably over the time. As in previous event, there were no geomagnetic pulsations with the similar periods.

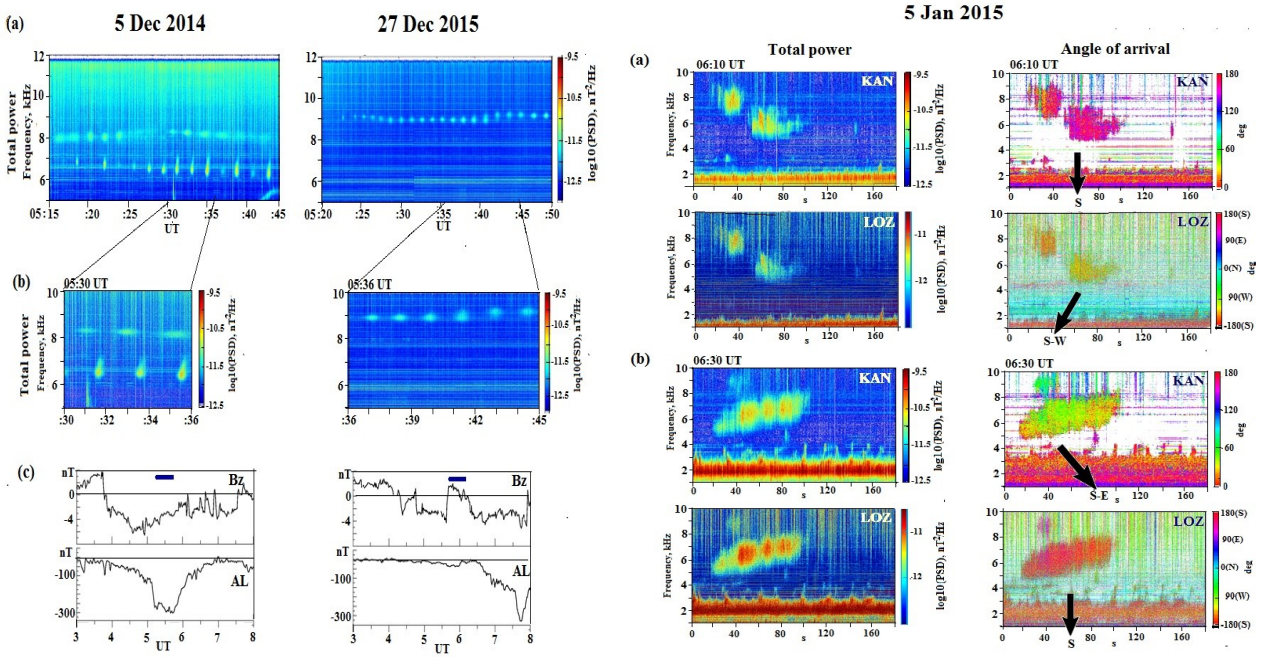


Figure 3. Left part – two VLF events with QP repetition and IMF Bz and AL-index variation during these events. The right part - two events of the “birds” at KAN and LOZ and the directions to their possible ionospheric exit areas.

It was established that the “birds” are typically occur during the daytime only under the quiet space weather conditions [Manninen et al., 2017] as it is seen in Fig. 3 during the VLF event of 27 Dec 2015 under the positive IMF Bz. But simultaneously small or moderate magnetic substorms could be observed in the night sector of the Earth as it is seen in the event of 5 Dec 2014 under the negative IMF Bz.

The “bird” event of 5 Jan 2015 (right part in Fig. 3) was observed during the late recovery phase of the moderate magnetic storm. Two high-frequency VLF patches (at 06:10 UT and at 06:30 UT) are shown as the 3-min spectrograms. The VLF patches occurred simultaneously at KAN and LOZ with very similar dynamic spectra, but the direction of VLF wave arrival at KAN and LOZ was different. Based on the KAN and LOZ spectrogram similarity, we suppose that the VLF patches recorded at these points had a common source and ionospheric exit point. According to the LOZ measurements, the first event (at 06:10 UT) arrived at LOZ from the southwest, but at KAN from south. The second event (at 06:30 UT) arrived at LOZ from the south, but at KAN from the southeast. One can suppose, that in the first event, the VLF wave source was located near the KAN meridian but much farther southern KAN; therefore, the waves arrived at LOZ from the southwest. During the second event, the source of the VLF waves was located southward LOZ, and the VLF waves arrived to KAN from the southeast.

It is well known that only the ducted VLF whistler wave which penetrate through the ionosphere with low wave normal angles, can be observed on the ground in the vicinity of the footprint of the ionospheric exit point of the wave. The ducted propagation of VLF waves is only possible at the frequencies lower than a half of the equatorial electron gyrofrequency ($f_{He}/2$) of the given L -shell [Smith et al., 1960; Carpenter, 1968]. At higher frequencies ($f > f_{He}/2$), the waves can propagate in a non-ducted way, i.e., obliquely with respect to the local magnetic field lines. KAN is located at $L \sim 5.5$, where the half of the equatorial electron gyrofrequency ($f_{He}/2$) is ~ 2.7 kHz. Thus, we

assume that the studied high-frequency VLF patches (“VLF birds”) are exited at deep in the magnetosphere at L-shells much lower than the value of the L-shell correspondent to KAN and LOZ.

However, if these waves are generated and ducted at the L-shell much lower than the location of KAN and LOZ, then after the wave leaves the duct, the wave-normal angle rapidly increases during the non-ducted propagation and such wave cannot pass through the ionosphere. Still now, it is unknown how these waves can propagate to the ground-based station like KAN and LOZ to be observed there as the right-hand polarized VLF emissions.

Summary. A rich collection of different spectral shapes of the new high-frequency VLF patches is shown. Sometimes they were very complex, sometimes they exhibited a strange feature of a about 1-2 min quasiperiodic repetition of the individual signal looking like a dotted line. The dynamic spectrum of the high-frequency VLF patches became more complex if there was a small magnetic substorm observed on the night side of the Earth in the same time. The spectral peculiarities of the dynamic spectra of the new VLF patches and its variability arise the questions of the temporal and spatial details of the wave-particle interactions in the magnetosphere plasma.

The VLF observations at KAN were compared with those obtained at the Lovozero (LOZ) station, located at similar geomagnetic latitude, but about 400 km eastward. The results showed the common source of the individual VLF patches, and the location of its ionospheric exit area can change with time.

We suppose that these new discovered high-frequency VLF patches are generated deep in the magnetosphere at much lower L values than the observation sites. The details of the mechanism of generation and propagation of these waves remain unknown. However, these waves behaviour represents an important subject for theoretical investigations of the plasma processes in the Earth’s geomagnetic environment. An appearance of high frequency VLF patches could be an indirect indicator of a local enhancement of electron fluxes in the radiation belt that are not directly measured and may occur even in the absence of visible geomagnetic disturbances. Further researches may shed new light on wave-particle interactions occurring in the Earth’s radiation belts.

Acknowledgement. The study by A.S. Nikitenko was partly supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 19- 52-50025 YaF_a).

References

- Carpenter, D.L. (1968), Ducted whistler-mode propagation in the magnetosphere; a half-gyrofrequency upper intensity cut-off and some associated wave growth phenomena, *J. Geophys. Res.*, *73*, 2919–2928. <https://doi.org/10.1029/JA073i009p02919>
- Kennel, C.F. & Petschek, H.E. (1966), Limit of stably trapped particle fluxes, *J. Geophys. Res.*, *71*, 1–28. <https://doi.org/10.1029/JZ071i001p00001>
- Manninen, J. (2005), Some aspects of ELF–VLF emissions in geophysical research, Sodankyla Geophysical Observatory Publications. № 98. 177 p. Oulu Univ. Press. Finland. [<http://www.sgo.fi/Publications/SGO/thesis/Manninen-Jyrki.pdf>].
- Manninen, J., Turunen, T., Kleimenova, N., Rycroft, M., Gromova, L., & Sirvio, I. (2016), Unusually high frequency natural VLF radio emissions observed during daytime in Northern Finland, *Environ. Res. Lett.*, *11* (12). <https://doi.org/10.1088/1748-9326/11/12/124006>
- Manninen, J., Turunen, T., Kleimenova, N.G., Gromova, L.I., & Kozlovskii, A.E. (2017), A New Type of Daytime High-Frequency VLF Emissions at Auroral Latitudes (“Bird Emissions”), *Geomagnetism and Aeronomy*, *57*(1), 32–39. <https://doi.org/10.1134/S0016793217010091>
- Manninen, J., Kleimenova, N.G., Gromova, L.I., Fedorenko, Yu.V., Nikitenko, A.S., Lebed, O.M. (2020), Daytime VLF emissions during the magnetic storm recovery phase: the event of January 5, 2015. *Geomagnetism and Aeronomy*, *60*(3), 301–310. <https://doi.org/10.1134/S0016793220030111>
- Ohya, H., Shiokawa, K. & Miyoshi, Y. (2015), Daytime tweek atmospheric, *J. Geophys. Res. Space Physics*. *120*. <https://doi.org/10.1002/2014JA020375>
- Rycroft, M.J. (1972), VLF emissions in the magnetosphere, *Radio Sci.*, *7*, 811–830. <https://doi.org/10.1029/RS007i008p00811>
- Smith, R.L., Helliwell, R.A. & Yabroff, I.W. (1960), A theory of trapping of whistlers in field-aligned columns of enhanced ionization, *J. Geophys. Res.*, *65*, 1–20. <https://doi.org/10.1029/JZ065i003p00815>
- Trakhtengerts, V.Yu. (1963), On the mechanism of VLF radiation generation on the external radiation belt of the Earth, *Geomagnetism and Aeronomy*, *3*(3), 442–451.
- Trakhtengerts, V.Yu. & Rycroft, M.J. (2008), Whistler and Alfvén Mode Cyclotron Masers in Space (Cambridge: Cambridge University Press).

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.009

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ВЫСОКИХ ШИРОТ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ В ДИАПАЗОНЕ ОНЧ

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

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты, Мурманская область

Аннотация. В работе представлены результаты моделирования распространения электромагнитных волн ОНЧ диапазона в горизонтально однородных участках высокоширотного волновода Земля-ионосфера при различных профилях концентрации электронов. Используемые профили концентрации электронов и частоты столкновений электронов с нейтралами соответствовали условиям суббурь, приходу межпланетной ударной волны к ионосфере и спокойным условиям. Частоты модельных источников сигнала соответствовали частотам навигационной системы «Альфа» и системе точного времени «Бета» постоянно вещающих в диапазоне ОНЧ. Полученные в результате численных расчетов данные об амплитудах и фазах сигналов, распространяющихся в участках волновода Земля-ионосфера при различных профилях концентрации электронов и частоты столкновений электронов с нейтралами, позволили сделать вывод о принципиальной возможности использования сигналов ОНЧ диапазона для мониторинга состояния D слоя и частично E слоя ионосферы на пути распространения этих сигналов. Амплитуды и фазы сигналов на частотах навигационной системы «Альфа» демонстрируют более заметную реакцию на изменения ионосферных параметров концентрации и частоты столкновения электронов.

Ключевые слова: распространение ОНЧ волн, численное моделирование, ионосфера.

1. Введение. Исследования радиосигналов диапазона очень низких частот (ОНЧ) не теряют актуальность в течение многих лет. Первоначально данный диапазон представлял интерес с точки зрения связи и навигации, особенно в условиях возмущений электронной плотности в нижней ионосфере, а в последнее время появились работы, наоборот, использующие сигналы диапазона ОНЧ для получения дополнительных сведений о состоянии ионосферы на пути их распространения. Так в работах [Bashkuev et al., 2018; Стародубцев и др., 2019] для диагностики ионосферы используются фазовые и амплитудные параметры сигналов радиотехнической системы дальней навигации (РСДН-20 «Альфа»). Кроме передатчиков навигационной системы «Альфа» на территории Российской Федерации постоянно действуют в режиме 24/7 передатчики эталонных сигналов времени и частоты системы «Бета». Использование антропогенных стабильных постоянно действующих источников радиосигнала в сравнении со случайными сигналами естественной природы делает задачу исследования нижней ионосферы по результатам наземной регистрации сигналов ОНЧ несколько проще. Однако, сложность интерпретации зарегистрированных амплитудных и фазовых характеристик сигналов с точки зрения влияния на них параметров нижней ионосферы значительно ограничивает такой метод исследования ионосферы. Современные методы численного моделирования распространения радиосигналов в сложных анизотропных средах, а именно такой средой является ионосфера, позволяют получить свободные от влияния сторонних факторов изменения амплитудных и фазовых характеристик обусловленные изменениями профилей электронной концентрации в D и частично в E областях ионосферы. Полученные таким образом амплитудные и фазовые характеристики для разных частот, и разных видов профилей электронной концентрации, позволят выявить наиболее информативные параметры радиосигналов для исследования нижней ионосферы и связать их с видом профиля электронной концентрации преобладающим на пути следования радиосигнала.

Целью представленной работы является получение амплитудных и фазовых характеристик сигналов на несущих частотах системы дальней навигации «Альфа» и государственной системы эталонных сигналов времени и частоты «Бета» в условиях возмущения электронной плотности нижней ионосферы различной интенсивности методами численного моделирования.

2. Модельные профили электронной концентрации, частоты столкновений электронов с нейтральными частицами и ионами

Профили электронной концентрации, используемые для моделирования, получены на основе усредненных за 5 минут данных радара некогерентного рассеивания EISCAT, двух экспоненциальной модели ионосферы Уайта [Wait and Spies, 1964]:

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

где h' и β – два параметра в км и км⁻¹ обозначающих высоту D слоя и резкость ионосферного перехода соответственно. Подбор параметров производился таким образом, чтобы профиль Уайта соединялся с профилем EISCAT.

Небольшое 5-ти минутное усреднение данных радара EISCAT производилось для уменьшения ошибок измерения радаром в области соединения профилей.

Для моделирования использовались данные радара EISCAT 42m (архипелаг Шпицберген) во время магнитной суббури 11.12.2015 г. В качестве возмущенных условий для моделирования были взяты данные радара в 16:00 UT, спокойные условия взяты за полчаса до всплеска электронной концентрации вызванной вторжением авроральных и энергичных заряженных частиц в полярные области ионосферы Земли. Луч радара EISCAT 42m направлен вдоль геомагнитного поля. Таким образом получены профили для возмущенных и спокойных условий, из которых далее методом линейной интерполяции получались промежуточные профили.

Эти профили использовались для моделирования распространения радиосигналов на несущих частотах радионавигационной системы «Альфа».

Для моделирования распространения радиосигналов на несущих частотах системы точного времени «Бета» использовались данные радара VHF EISCAT (г. Тромсе) во время двух событий. Во время события 24 января 2012 года в момент резкого повышения электронной концентрации, вызванного приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны в 15:06 UT. Второе событие – развитие суббури в 22:00 UT. Для спокойных условий использовались данные за полчаса до указанных выше всплесков электронной концентрации. Методом, аналогичным тому, что использовался ранее для суббури 11.12.2015 г., получены две серии профилей.

В представленных численных экспериментах геомагнитное поле принималось вертикальным направленным к поверхности земли равным $5.3 \cdot 10^{-5}$ Тл.

Частота столкновений с нейтралами и ионами v_e рассчитывалась на основе данных EISCAT и данных модели NRLMSISE2000 по формулам:

$$\begin{aligned} v_{e-O} &= 2.8 \cdot 10^{-16} N_O \sqrt{T_e} \\ v_{e-N_2} &= \frac{2.5 \cdot 10^{-17} N_{N_2}}{1 + 0.0092 \sqrt{T_e}} \\ v_{e-O_2} &= 1.82 \cdot 10^{-16} N_{O_2} \sqrt{T_e} (1 + 0.0036 \sqrt{T_e}) \\ v_{e-i} &= \frac{5.4 \cdot 10^{-5} N_e}{T_e \sqrt{T_e}} \\ v_e &= v_{e-i} + v_{e-O_2} + v_{e-N_2} + v_{e-O} \end{aligned} ,$$

где N_O , N_{N_2} , N_{O_2} – концентрации нейтральных атомов и молекул, T_e – температура электронов.

Профиль проводимости литосферы был задан с учетом результатов исследований, полученных несколькими научными группами и опубликованных в работе [Korja et al., 2002].

3. Область моделирования, источник сигнала и численная схема

Область моделирования для численных экспериментов представляла собой прямоугольный участок волновода Земля–ионосфера размером 128x400 км по горизонту, 200 км по высоте в атмосфере и ионосфере и 25 км в глубину в литосфере. Шаг сетки над поверхностью Земли – 500 м по вертикали и по горизонтали, в литосфере – 250 м по вертикали. Центр источника сигнала располагался на расстоянии 64 км от трех боковых граней полученного параллелепипеда.

Источник излучения задавался следующим образом. На расстоянии 74 км от левой вертикальной границы прямоугольной области моделирования на части вертикальной плоскости, параллельной этой границе, шириной 60 км и на высотах от поверхности Земли до 60 км было задано горизонтальное магнитное поле в виде суммы гармонических колебаний на частотах системы «Альфа», а именно 11905, 12679, 14881 Гц [Хафизов, 2010; Jacobsen, 2020]. Для экспериментов с сигналами системы «Бета» было задано горизонтальное магнитное поле в виде суммы гармонических колебаний на частотах 20500, 23000 и 25100 Гц [Бюллетень В15/2015].

Антенны радиотехнической системы дальней навигации-20 (РСДН-20 или «Альфа») представляют собой высокие вертикальные изолированные мачты на растяжках, высотой 462 м. Система «Альфа» состоит из

передатчиков, которые расположены в Новосибирске ($55^{\circ}45'$ с.ш. $84^{\circ}26'$ в.д.), Краснодаре ($45^{\circ}24'$ с.ш. $38^{\circ}09'$ в.д.) и Комсомольске-на-Амуре ($50^{\circ}04'$ с.ш. $136^{\circ}36'$ в.д.). Эти передатчики излучают последовательности сигналов длительностью 3.6 секунд, состоящие из шести импульсов на частотах 11.905 кГц, 12.649 кГц и 14.881 кГц продолжительностью 400 мс с паузами в 200 мс. [Хафизов, 2010; Jacobsen, 2020].

Сеть передатчиков эталонных сигналов государственной службы времени, частоты и определения параметров вращения Земли «Бета» состоит из следующих радиостанций: RJH69 («Антей»), Вилейка (Белоруссия) ($54^{\circ}27'$ с.ш. $26^{\circ}46'$ в.д.); RJH77 («Геркулес»), Архангельск ($64^{\circ}21'$ с.ш. $41^{\circ}33'$ в.д.); RJH63 («Океан»), Краснодар ($44^{\circ}46'$ с.ш. $39^{\circ}32'$ в.д.); RJH90 («Голиаф»), Нижний Новгород ($56^{\circ}10'$ с.ш. $43^{\circ}55'$ в.д.); RJH86 («Прометей»), Бишкек (Киргизия) ($43^{\circ}02'$ с.ш. $73^{\circ}36'$ в.д.); RAB99 («Титан»), Хабаровск ($48^{\circ}29'$ с.ш. $134^{\circ}49'$ в.д.). Сигналы сети «Бета» представляют собой несущие колебания синусоидальной формы на частотах 20.5, 23 и 25.1 кГц, прерываемые в течение каждых 100 мс на время 5 мс [Бюллетень В15/2015].

В представленном исследовании была использована модель распространения электромагнитных сигналов, основанная на численном интегрировании по времени системы уравнений Максвелла и уравнения для плотности тока с учетом инерции электронов в ионосфере. Модификации этой модели также представлены в работах [Ахметов и др., 2019; Akhmetov et al., 2019a; Akhmetov et al., 2019b].

Схемы были опробованы на известных аналитических решениях и продемонстрировали хорошее соответствие расчетных волновых характеристик, известных из литературы [Ларченко и др., 2018], для таких тонких эффектов, как поляризация волн ионосферного источника в высокоширотной замагниченной ионосферной плазме [Ахметов и др., 2019].

4. Обсуждение результатов

Сигналы системы «Альфа» во время суббури 11.12.2015 г. Численное моделирование распространения электромагнитных волн ОНЧ диапазона в прямоугольном участке волновода Земля–ионосфера для десяти вариантов горизонтально однородных распределений концентрации электронов в ионосфере, описанных в разделе 2 показало значительный рост амплитуды сигнала при переходе от профиля спокойных условий к профилю соответствующему максимальной фазе суббури. Увеличение концентрации электронов в нижней части E слоя и в D слое ионосферы за счет выпадения частиц из магнитосферы во время суббури оказывает наибольшее влияние на сигнал с частотой 11905 Гц, амплитуда электрического поля увеличивается примерно в 10.7 раза, а магнитного поля увеличивается примерно в 5.2 раза.

Волновое сопротивление среды на расстоянии более 160 км от источника для всех трех частот, полученное в результате всех вычислительных экспериментов меньше в спокойных условиях, чем для других профилей. При существенном увеличении концентрации электронов в нижней ионосфере волновое сопротивление среды на частотах 11905 Гц, 12649 Гц и 14881 Гц увеличивается на 10–15 Ом, то есть на 3–5%.

При переходе от спокойных условий к условиям суббури разность фаз между электрической и магнитной компонентами электромагнитного сигнала меняется следующим образом для сигналов на частотах 14881 Гц на 30 градусов, 12649 Гц на 70 градусов, 11905 Гц на 150 градусов. Значительное изменение разности фаз для сигнала на частоте 11905 Гц является хорошим критерием существенных изменений вертикального профиля концентрации электронов в окрестности пункта регистрации ОНЧ-сигналов.

Сигналы системы «Бета» во время прихода межпланетной ударной волны (МУВ) 11.12.2015 г. В условиях МУВ по данным численных экспериментов наблюдалось незначительное усиление поля примерно на 10%, для электрической и магнитной компонент сигнала. Реакция сигналов различной частоты на возмущенные условия в случае возмущения вызванного МУВ как для электрического, так и для магнитного поля в целом одинакова. Разность фаз между электрической и магнитной компонентами электромагнитного поля и волновое сопротивление среды слабо изменяются во время МУВ. Снижение волнового сопротивления в возмущенных условиях не превышает 1 Ома относительно спокойных условий. Зависимость разности фаз от частоты так же очень слабая – менее двух градусов.

Сигналы системы «Бета» во время суббури 11.12.2015 г. В результате проведенных численных экспериментов было обнаружено заметное усиление поля на частоте 25100 Гц в 2 раза для электрической компоненты и более чем в 3 раза для магнитной компоненты сигнала. Реакция амплитуды сигналов различной частоты на возмущенные условия в случае суббури существенно отличается, так амплитуда сигнала с частотой 25100 Гц реагирует сильнее, чем амплитуды сигналов с частотами 23000 и 20500 Гц. Волновое сопротивление снижается в возмущенных условиях относительно спокойных условий изменение превышает 3-4 Ома.

5. Заключение

В условиях магнитной суббури 11 декабря 2015 г. согласно данным численных экспериментов наблюдается значительное отклонение амплитуд сигналов на уровне поверхности Земли. Обнаружено существенное влияние состояния ионосферы на разность фаз между основными электрическими и магнитными компонентами сигналов радионавигационной системы «Альфа» и волновое сопротивление среды, рассчитанное по максимальным амплитудам напряженности электрического и магнитного поля.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что сигналы системы «Альфа» могут быть использованы для геофизических исследований ионосферы.

Взаимодействие межпланетной ударной волны 24 января 2012 года и последующее заметное повышение электронной концентрации в нижней ионосфере по данным численных экспериментов, представленных в работе, оказывает незначительное влияние на амплитуду и фазу электромагнитных волн на частотах, используемых системой вещания эталонных сигналов точного времени и частоты «Бета» и не могут стабильно регистрироваться существующими инструментальными методами на фоне радишумов естественного и техногенного характера. В условиях последующей суббури влияние изменений профиля концентрации электронов в волноводе Земля-ионосфера на амплитудные и фазовые характеристики моделируемых сигналов оказалось более заметным. В целом, по данным численного моделирования прохождения электромагнитных сигналов в волноводе Земля-ионосфера можно сделать вывод, что сигналы системы точного времени «Бета» подходят для геофизических исследований ионосферы гораздо хуже, по сравнению с сигналами радионавигационной системы «Альфа».

Список литературы

- *Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Суворова З.В.* Тестирование численной схемы интегрирования уравнений Максвелла для широкополосных сигналов на задаче распространения электромагнитных волн от ионосферного источника // Труды Кольского научного центра РАН. 2019. Т. 8. С. 193-198. DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.193-198.
- *Ларченко А.В., Пильгаев С.В., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В.* Особенности структуры электромагнитного поля ОНЧ-диапазона на арх. Шпицберген в экспериментах по нагреву ионосферы // Вестник Кольского научного центра РАН. 2018. № 3. С. 115-119.
- *Стародубцев С.А., Баишев Д.Г., Григорьев В.Г. и др.* Анализ солнечных, космо- и геофизических событий в сентябре 2017 г. по комплексным наблюдениям ИКФИА СО РАН // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. №. 1. С. 17-38. DOI: 10.12737/szf-51201903.
- *Хафизов А.В.* Радионавигационные системы дальней навигации (РСДН): учебно-методическое пособие. Кировоград: Изд-во ГЛАУ. 2010. 30 с.
- Эталонные сигналы частоты и времени (Бюллетень В15/2015), ФГУП «ВНИИФТРИ»
- *Akhmetov O.I., Mingalev I.V., Mingalev O.V., et al.* Determination of Ulf-Wave Characteristics Most Strongly Reacting to Minor Changes of Ionospheric Electron Density in a High-Latitude Region // Solar-Terrestrial Physics. 2019. V. 5. N 4. pp. 81-90. DOI: 10.12737/stp-54201911.
- *Bashkuev Y., Advokatov V., Buyanova D., Pushkarev M.* Analysis of the conditions for the radio waves propagation in the waveguide "Earth-Ionosphere" on the paths "Novosibirsk-Ulan-Ude" and "Komsomolsk-on-Amur-Ulan-Ude" during magnetic storms august 31-september 12, 2017 // IX International Conference "Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors" (STRPEP 2018). E3S Web of Conferences. 2018. V. 62. id. 01002. DOI: 10.1051/e3sconf/20186201002.
- *Jacobsen T.* The Russian VLF navaid system alpha, RSDN-20. Halden. Norway. <http://www.vlf.it/alphatrand/alpha.htm>. 2020.
- *Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A.A., et al.* Crustal conductivity in Fennoscandia – a compilation of a database on crustal conductance in the fennoscandian shield // Earth Planets Space. 2002. V. 54. N 5. P. 535–558. DOI:10.1186/BF03353044.
- *Wait J.R., and Spies K.P.* Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves. Technical Note 300, National Bureau of Standards, Boulder, Colorado. 1964. 96 p.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.010

ВКЛАД УНЧ И ОНЧ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В РОСТ ПОТОКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Б. Белуховский¹, В.А. Пилипенко², Е. Миоши³

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты

²Институт физики Земли РАН, г. Москва

³Институт исследования околоземного космического пространства, г. Нагоя, Япония

Аннотация. В работе исследован вклад УНЧ и ОНЧ волновых возмущений в ускорение электронов до релятивистских энергий (несколько МэВ) во внешнем радиационном поясе Земли. Регистрация потоков электронов осуществлялась по данным геостационарных спутников GOES, японского спутника Arase (ERG), запущенного в конце 2016 года, спутника RBSP. Для характеристики ОНЧ волновой активности в магнитосфере использованы данные спутников Arase, RBSP. Анализ показал, что наземная регистрация ОНЧ волн не может быть надежным индикатором увеличения мощности ОНЧ волн в магнитосфере вследствие их затухания в ионосфере. Использован УНЧ индекс для характеристики волновой активности магнитосферы в Pc5 диапазоне. Необходимым условием ускорения электронов до релятивистских энергий является длительная суббуревая активность, сопровождающаяся инжекцией "затравочных" электронов (50-100 кэВ). Корреляция роста потоков релятивистских электронов с высокой скоростью солнечного ветра подтверждает важную роль дрейфового резонанса магнитосферных электронов с МГД колебаниями Pc5 диапазона. Анализ показывает, что рост потоков релятивистских электронов на 1.5-2 порядка происходит через 1-3 дня после роста УНЧ индекса, а также мощности ОНЧ волн. То есть вклад данных механизмов преобладает на начальной стадии ускорения электронов. Синергетическое влияние мощности УНЧ и ОНЧ излучений на потоки релятивистских электронов выше, чем сумма отдельных вкладов этих факторов.

1. Введение. Динамика Pc3-5 волн в магнитосфере Земли тесно связана с динамикой частиц. Наблюдаются различные виды взаимосвязей между ними: возбуждение колебаний в результате развития неустойчивостей энергичных частиц, модуляция захваченных и высыпающихся потоков частиц магнитосферными МГД волнами, ускорение группы частиц МГД турбулентностью. Одна из наиболее актуальных проблем космической физики – определение механизма ускорения электронов до релятивистских энергий во время магнитных бурь. Электроны релятивистских энергий могут выводить из строя аппаратуру на спутниках, что может приводить даже к потере спутника. Поэтому в литературе их часто называют "электроны-убийцы" (killer-electrons). Внешний радиационный пояс является динамическим образованием – интенсивность потоков высокоэнергичных электронов (10^5 - 10^7 эВ) может резко возрасти и упасть на 1-3 порядка [Tverskaya et al., 1996; Reeves et al., 2003]. Резкие возрастания и спады потоков релятивистских электронов регистрируются в широком диапазоне расстояний (от L=3 до L=7).

В бесстолкновительной магнитосферной плазме ускорение заряженных частиц преимущественно связано с взаимодействием волн и частиц. Один из популярных механизмов основан на идее ускорения и радиальной диффузии частиц при дрейфовом резонансе $\omega - m\omega_d = 0$ с Pc5 волнами. Согласно этому сценарию, Pc5 пульсации, возбуждаемые потоками солнечного ветра или протонами кольцевого тока, являются промежуточным агентом, передающим энергию от протонов солнечной плазмы или кольцевого тока ускоренным электронам. Предложенные к настоящему времени модели ускорения электронов неявно основаны на предположении, что волновая накачка энергии осуществляется волнами с параметрами типичных Pc5 пульсаций, в частности с $m=1-2$ [Elkington et al., 1999] или $m=0$ [Liu et al., 1999]. Геосинхротронный механизм широко используют для интерпретации ускорения геомагнитными пульсациями релятивистских электронов во время магнитных бурь [Pilipenko et al., 2006].

В других работах рассматривается возможность ускорения электронов в результате резонансного взаимодействия с ОНЧ волнами [Horne et al., 2005]. Считается, что наиболее эффективно способны ускорять электроны "хоры", поскольку они наблюдаются в узкой частотной полосе и распространяются от экватора, где они возбуждаются. В работе [Thorne et al., 2013] с использованием данных спутника RBSP отмечается, что механизм ускорения за счет ОНЧ волн эффективен на более низких L-оболочках, то есть внутри геостационарной орбиты.

Причины появления во внешнем радиационном поясе электронов, имеющих релятивистскую энергию, пока окончательно не объяснены. Основные вопросы в решении такой задачи – определение источника

первичных частиц, которые затем ускоряются, и выявление механизма (или механизмов) ускорения до таких больших энергий.

2. Данные. Регистрация потоков электронов в диапазоне энергий от 50 кэВ до > 2 МэВ осуществлялась по данным геостационарных спутников GOES. Для характеристики ОНЧ волновой активности в магнитосфере использованы данные японского спутника ERG, данные спутников RBSP. Анализ показал, что наземная регистрация ОНЧ волн не может быть надежным индикатором увеличения мощности ОНЧ волн в магнитосфере вследствие их затухания в ионосфере. Использован УНЧ индекс для характеристики волновой активности магнитосферы в Pc5 диапазоне. Рассмотрены интервалы как с магнитными бурями, так и без них.

3. Наблюдения. На рис. 1, 2 представлены вариации потоков электронов с энергиями 40 кэВ, 475 кэВ, > 2 МэВ по данным спутника GOES-13 событий в декабре 2015 года, мае 2017 года. Для всех рассмотренных событий рост потоков МэВ электронов сопровождался ростом АЕ индекса. Поэтому необходимым условием ускорения электронов до релятивистских энергий является длительная суббуревая активность, сопровождающаяся инъекцией “затравочных” электронов (50-100 кэВ).

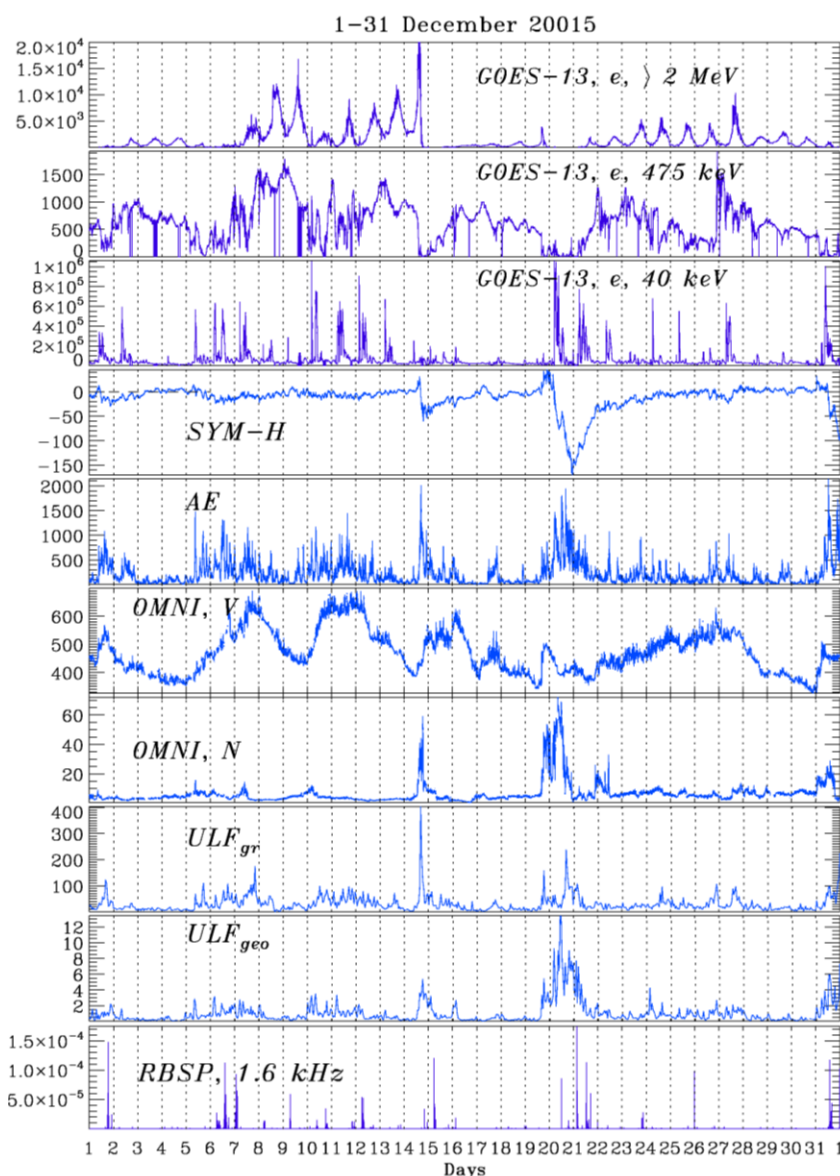


Рисунок 1. Потоки электронов с энергиями > 2 МэВ, 475 кэВ, 40 кэВ по данным спутника GOES-13; SYM-H индекс, АЕ-индекс; скорость V, плотность N солнечного ветра по данным базы OMNI; наземный ULF индекс и магнитосферный ULF индекс, мощность ОНЧ излучений на частоте 1.6 кГц по данным спутника RBSP-A для декабря 2015 года.

Обнаружено, что возрастание потоков релятивистских электронов происходит после периодов с высокой скоростью солнечного ветра. При этом величина роста МэВ электронов не зависит от интенсивности геомагнитной бури и может происходить без бури. Например, из рис. 1 видно, что интенсивность магнитной бури 20-23 декабря 2015 года составляла $SYM-H = -170$ нТл. При этом значения потоков релятивистских электронов были меньше, чем для интервала без бури (7-14 декабря 2015 года).

Корреляция между периодами с высокой скоростью солнечного ветра и ростом потоков релятивистских электронов с задержкой в 1-3 дня подтверждает идею о важной роли дрейфового резонанса магнитосферных электронов с МГД колебаниями Pc5 диапазона. Наличие высокой скорости солнечного ветра является причиной для возбуждения тороидальных МГД волн Pc5 диапазона в магнитосфере за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на магнитопаузе. Повышение мощности УНЧ колебаний стимулируют радиальную диффузию заправочных электронов с периферии магнитосферу на внутренние магнитные оболочки.

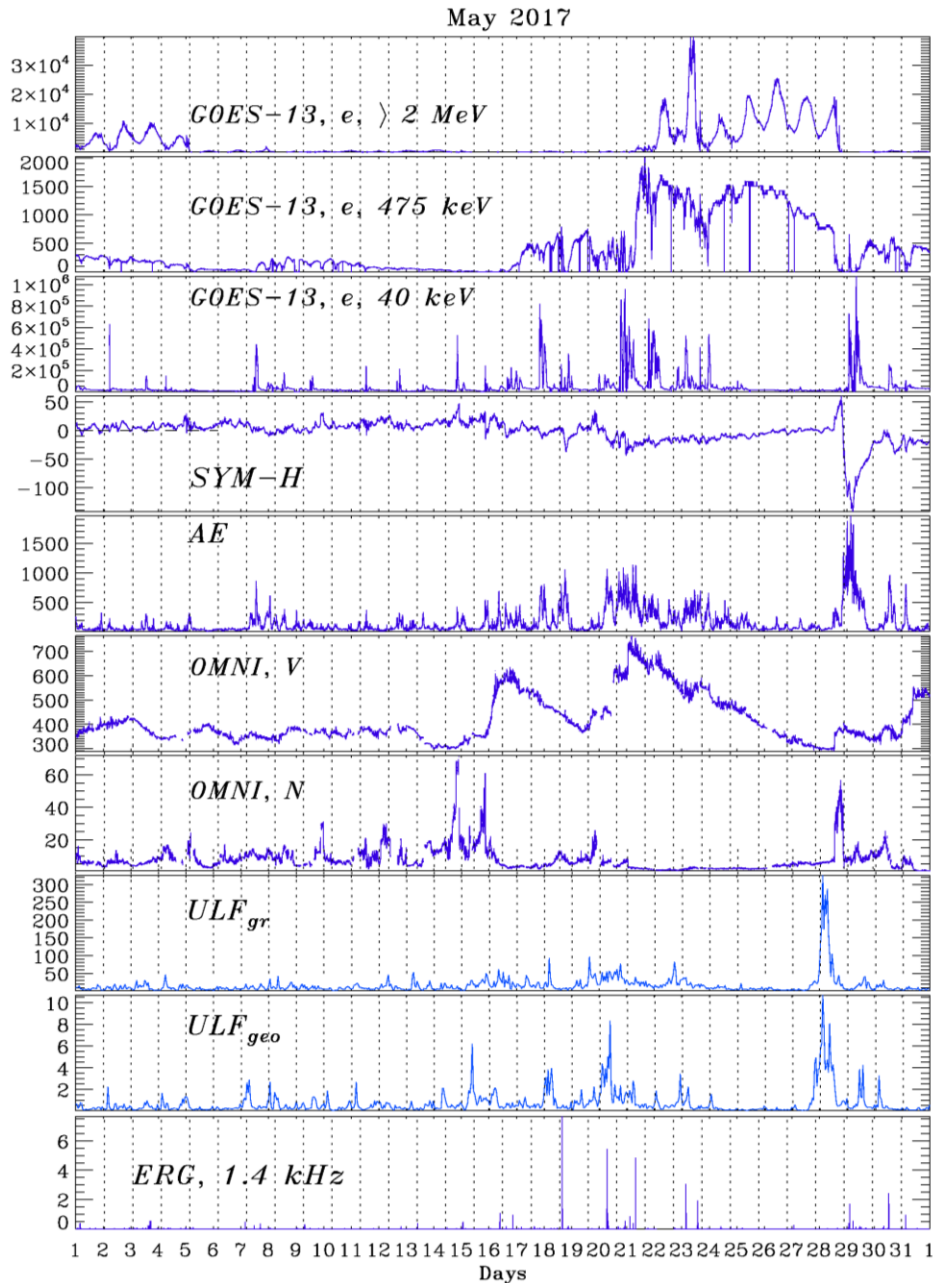


Рисунок 2. Потоки электронов с энергиями > 2 МэВ, 475 кэВ, 40 кэВ по данным спутника GOES-13; SYM-H индекс, AE-индекс; скорость V, плотность N солнечного ветра по данным базы OMNI; наземный ULF индекс и магнитосферный ULF индекс, мощность ОНЧ излучений на частоте 1.4 кГц по данным спутника ERG для мая 2017 года.

Анализ показывает, что рост потоков релятивистских электронов (с энергией более 2 МэВ) на 1.5-2 порядка происходит через 1-3 дня после роста УНЧ индекса, а также мощности ОНЧ волн на спутнике RBSP (рис. 1), на спутнике ERG (рис. 2). То есть вклад данных механизмов преобладает на начальной стадии ускорения электронов. Синергетическое влияние мощности УНЧ и ОНЧ излучений на потоки релятивистских электронов выше, чем сумма отдельных вкладов этих факторов.

Выводы. Показано, что заметный рост УНЧ индекса и ОНЧ возмущений в магнитосфере происходит за 1-2 дня до начала роста интенсивности релятивистских электронов, то есть на начальной стадии их ускорения. Синергетическое влияние мощности УНЧ и ОНЧ излучений на потоки релятивистских электронов выше, чем сумма отдельных вкладов этих факторов. Необходимыми условиями ускорения электронов до релятивистских энергий является длительная суббуревая активность, сопровождающаяся инжекцией заряженных частиц, высокая скорость солнечного ветра. Корреляция между периодами с высокой скоростью солнечного ветра и ростом потоков релятивистских электронов с задержкой в 1-3 дня подтверждает идею о важной роли дрейфового резонанса магнитосферных электронов с МГД колебаниями Pc5 диапазона.

Литература

- Elkington S.R., Hudson M.K., Chan A.A.* Acceleration of relativistic electrons via drift-resonant interaction with toroidal-mode Pc5 ULF oscillations // *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 26, p. 3273-3276, 1999.
- Horne R.B., Thorne R.M., Glauert S.A., Albert J.M., Meredith N.P., Anderson R.R.* Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus wave // *Journal of Geophys. Res.*, Vol. 110, A3, A03225, 2005.
- Kozyreva O., Pilipenko V., Engebretson M.J., Yumoto K., Watermann J., Romanova N.* In search of a new ULF wave index: Comparison of Pc5 power with dynamics of geostationary relativistic electrons // *Planetary and Space Science*, Vol. 55, Is. 6, p. 755-769, 2007.
- Liu W.W., Rostoker G., Baker D.N.* Internal acceleration of relativistic electrons by large-amplitude ULF pulsations // *Journal of Geophys. Res.*, Vol. 104, A8, p. 17391-17408, 1999.
- Potapov A., Guglielmi A., Tsegmed B., Kultima J.* Global Pc5 event during 29-31 October 2003 magnetic storm // *Adv. Space Res.*, Vol. 38, №8, p. 1582-1586, 2006.
- Pilipenko V., Yagova N., Romanova N., Allen J.* Statistical relationships between satellite anomalies at 3 geostationary orbit and high-energy particles // *Adv. Space Res.*, Vol. 37, №6. p. 1192-1205, 2006.
- Tverskaya L.V.* Dynamics of Energetic Electrons in the Radiation Belts // *Radiation Belts: Models and Standards*, Geophysical Monograph 97, American Geophysical Union, p. 183, 1996.
- Thorne R.M., Li W., Ni B., Ma Q., Bortnik J., Chen L., Baker D.N., Spence H.E., Reeves G.D., Henderson M.G., Kletzing C.A., Kurth W.S., Hospodarsky G.B., Blake J.B., Fennell J.F., Claudepierre S.G., Kanekal S.G.* Rapid local acceleration of relativistic radiation-belt electrons by magnetospheric chorus // *Nature*, 504, 411, 2013, doi:10.1038/nature12889

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.011

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛНОВОДА ЗЕМЛЯ-ИОНОСФЕРА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА FENICS-2019

П.Е. Терещенко¹, Р.Ю. Юрик²

¹Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, г. Санкт-Петербург

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

Аннотация. В ходе эксперимента FENICS-2019 по зондированию Земной коры полем контролируемого источника в КНЧ диапазоне (0.3-94 Гц) регистрировалось пять компонент электромагнитного поля в средней зоне линейных антенн. По измеренным компонентам электрического и магнитного поля были рассчитаны приведенные поверхностные импедансы, используемые в методиках электромагнитного зондирования литосферы. Было показано, что частотные изменения импеданса в основном объясняется простой двухслойной моделью Земной коры. Для более детального исследования Земной коры необходимо использовать не только амплитуды полей, но и их поляризационные характеристики. При этом необходимо учитывать вклад ионосферы на распространение поля.

Введение. Электромагнитные методы наряду с сейсмическими играют значительную роль в исследовании литосферы. Применение наземных контролируемых источников электромагнитных полей КНЧ (3–30 Гц) и СНЧ (30–300 Гц) дает возможность зондировать Земную кору от нескольких десятков метров до десятков километров вглубь. При этом современные технологии, как в области генерации, так и в области приема, делают возможным разнесение передатчик и приемников на расстояниях в сотни километров на Земной поверхности. Поэтому исследование особенностей возбуждения и распространения волн КНЧ и более низкого диапазона важно не только в ближней зоне излучателя, но и в средней (до десяти высот волновода Земля-ионосфера) зоне, где ионосфера оказывает существенное влияние на распространение электромагнитного поля.

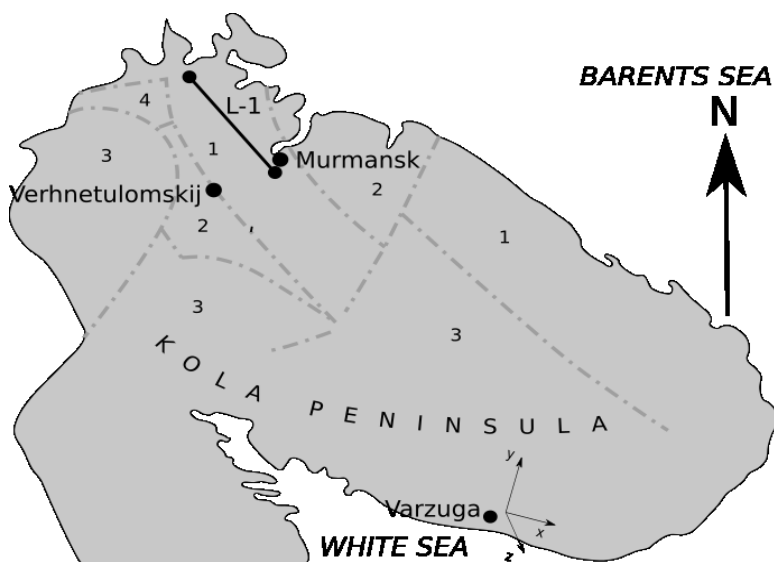


Рисунок 1. Схема эксперимента. Ориентировочная проводимость Земной коры. 1 – 10^{-4} См/м, 2 – $6 \cdot 10^{-5}$ См/м, 3 – 10^{-3} См/м, 4 – 10^{-2} См/м.

В данной работе, на основе проведенных наблюдений в ходе эксперимента по зондированию литосферы FENICS-2019, производится расчет поверхностного импеданса. Полученные значения сравниваются с моделью распространения плоской электромагнитной волны в двухслойной среде, и делается вывод об их идентичности. Отмечается, что для более полного извлечения информации о Земной коре недостаточно использовать только амплитудные методы.

Эксперимент. В сентябре 2019 года проводился международный эксперимент FENICS-2019 по зондированию Земной коры электромагнитными полями активного источника (рис. 1). В качестве одной из антенн использовалась высоковольтная линия L-1 длиной около 110 км, расположенная на Мурманском блоке с эквивалентной проводимостью примерно 10^{-4} См/м

[Ковтун, 1989]. Излучение проводилось с 01:00 по 05:00 по местному времени на 14 частотах продолжительностью 10-15 минут в диапазоне 0.2 - 95 Гц. Сила тока в передающей антенне регистрировалась цифровой системой сбора данных.

Для проведения наблюдений за распространением поля в волновом канале Земля-ионосфера вблизи п. Варзуга был установлен пятикомпонентный магнитометр конструкции ПГИ [Lebed et al., 2012]. Расстояние от точки приема до концов антенны составило 314 и 370 км. Для измерения магнитных компонент использовались три индукционных датчика: два ортогональных горизонтальных и один вертикальный. Горизонтальные датчики ориентировались по показаниям магнитного компаса в направлениях запад-восток (H_x) и север-юг (H_y). Магнитное склонение в районе наблюдений восточное, 16° . Электрическое поле измерялось ортогональными электрическими линиями длиной $l \sim 80$ метров каждая с заземлением в центре и на концах. Для получения значений напряженности электрического поля полученные потенциалы U_x и U_y нормировались на удвоенную длину антенн $E_{x,y} = U_{x,y} / 2l$. Электрические линии ориентировались аналогично индукционным датчикам. Отметим, что угол между субширотными составляющими регистрируемых полей и передающей антенной незначителен. Поля регистрировались в течение пяти дней, первым двум из которых по данным обсерватории ПГИ Ловозеро (<http://pgia.ru:81/PGI%5FData/2019/III/Kin/>) соответствовала спокойная геомагнитная обстановка (k_i индексы меньше трех), трем последним — возмущенная ($k_i=4-6$).

Для контроля качества и напряженности излучаемого электромагнитного поля использовался пятикомпонентный магнитометр, стационарно установленный в обсерватории ПГИ Верхнетуломский, находящейся в ближней зоне излучающей антенны.

По окончании эксперимента была проведена спектральная обработка полученных данных, как по полям в точке приема и контрольной точке, так и по току в передающей антенне, по методу Уэлча [Марпл, 1990]. В результате была выполнена нормировка амплитуды магнитного поля на силу тока в антенне.

Результаты эксперимента и их теоретическая интерпретация. Горизонтальные компоненты магнитного поля были выделены из шумов во всем диапазоне 0.2 - 95 Гц, при этом соотношение сигнал/шум было не менее десяти для меньшей компоненты магнитного поля H_x и не менее пятидесяти для компоненты H_y , аналогичные результаты получены и для электрического поля, за исключением первого часа измерения компоненты E_y , когда возникли сильные внешние помехи неизвестного происхождения. Стабильность генерации поля в течение сеансов была подтверждена наблюдениями в ближней зоне в обсерватории Верхнетуломский. Вертикальная составляющая магнитного поля наблюдалась, но была много меньше горизонтальных, сравнима с уровнем шума. Таким образом, принимаемое поле является горизонтально поляризованным. В силу расположения антенны и точки приема компоненты H_y и E_x были в пять-семь раз больше соответствующей пары H_x , E_y . По полученным значениям больших компонент полей для диапазона 0.3 - 95 Гц были определены модули приведенных поверхностных импедансов $\delta = |(E_x)| / |(H_y)| / Z_0$, где $Z_0 = 120\pi$ (Ом) — характеристический импеданс [Макаров и др., 1991]. Использование больших компонент поля позволило уменьшить разброс данных из-за естественных и техногенных шумов. Результаты приведены на рис. 2, (кривые 1-5). Видно, что геомагнитная обстановка мало влияет на амплитудно-частотную зависимость измеренного импеданса.

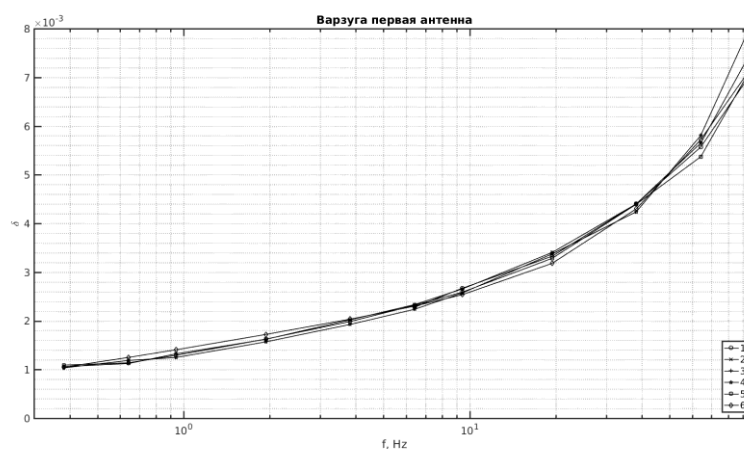


Рисунок 2. Приведенные поверхностные импедансы. 1 - 5 экспериментально полученные, 6 — модельный расчет δ_m .

Для интерпретации полученных результатов воспользуемся предположением о применимости теории, связанной с распространением плоской волны в слоистых средах. В работе [Макаров и др., 1991] приведен анализ приведенных поверхностных импедансов плоских структур, показано, что для образующих земную структуру сред в широком диапазоне частот импедансы практически не зависят от угла падения волны, оказываются одинаковыми для обеих поляризаций и для двухслойной среды задаются приближенными выражениями

$$\delta_m = \left(\frac{1 - R_{1,2} \exp\left(2ik_0 \sqrt{\varepsilon'_m} d\right)}{1 + R_{1,2} \exp\left(2ik_0 \sqrt{\varepsilon'_m} d\right)} \right),$$

$$R_{1,2} = (\delta_{01} - \delta_{02}) / (\delta_{01} + \delta_{02}), \quad \delta_{0k} = 1 / \sqrt{\varepsilon'_{mk}}, \quad \varepsilon'_{mk} = \varepsilon_{mk} + i\sigma_k / (2\pi f \varepsilon_0), \quad \varepsilon_{mk} = \varepsilon_k / \varepsilon_0, \quad k = 1, 2,$$

где σ_1, ε_1 - проводимость и диэлектрическая проводимость верхнего слоя, σ_2, ε_2 - нижнего, ε_0 диэлектрическая постоянная, f частота падающего поля, d - толщина верхнего слоя. По приведенным формулам был произведен расчет поверхностного импеданса с различными параметрами среды. Оптимальными оказались результаты для следующих параметров подстилающей поверхности: $\varepsilon_{m1} = \varepsilon_{m2} = 20$, $\sigma_1 = 10^{-4}$ См/м, $\sigma_2 = 10^{-5}$ См/м, $d = 10$ км (Рис. 3, кривая 6). Таким образом, получено хорошее совпадение экспериментальных и модельных данных во всем диапазоне использованных для зондирования частот.

Сравнивая параметры использованной модели с моделью электропроводности земной коры Фенноскандинавского щита и его обрамления из работы [Zhamaletdinov, 2011], можно сделать следующий вывод - используемые частоты не показывают неоднородности слоя литосферы глубже десяти километров. Что касается верхнего слоя, то для разрешения изменения его проводимости с глубиной необходимо использовать более высокие частоты, чем были при проведении эксперимента.

По полученной амплитудно-частотной зависимости поверхностного импеданса можно вычислить эффективную проводимость однородного полупространства исходя из связи импеданса и относительной диэлектрической проницаемости [Макаров и др., 1991]

$$\delta_0 = 1 / \sqrt{\varepsilon'_m}.$$

Отсюда получаем

$$\sigma_{ef} = 2\pi f \varepsilon_0 (\delta_0^{-2} - \varepsilon_m) / i.$$

Расчет эффективной проводимости представлен на Рис. 3. Низкая эффективная проводимость на низких частотах связана с проникновением поля на большие глубины, где находятся породы с низкой проводимостью, что характерно для юго-востока Кольского полуострова [Zhamaletdinov, 2011].

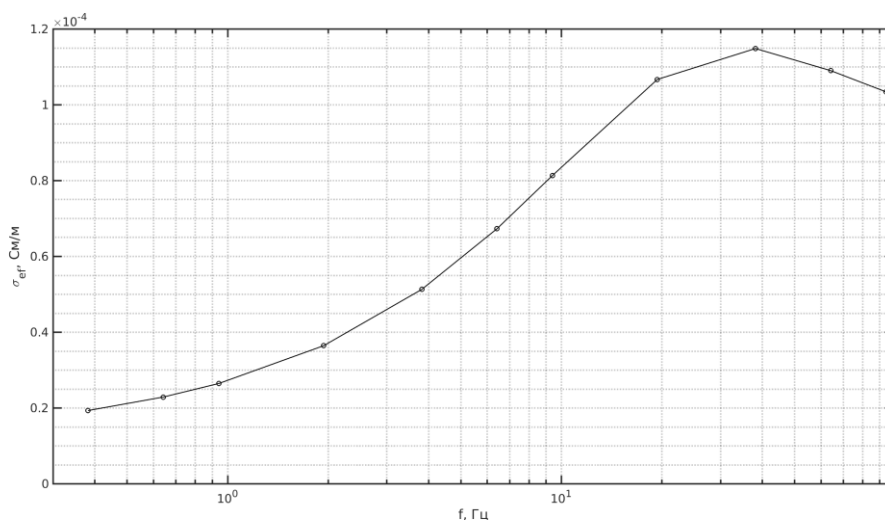


Рисунок 3. Частотная зависимость эффективной проводимости σ_{ef} .

Сходные результаты были получены для амплитудных измерений в ближней зоне (обсерватория ПГИ Ловозеро) в ходе эксперимента FENICS-2014 [Tereshchenko et al., 2018; Tereshchenko et al., 2019], где экспериментальные данные объяснялись моделями распространения электромагнитного поля в одно и двухслойной литосфере с учетом влияния ионосферы. Проведенные вычисления показали, что примером подходящей для этого эксперимента модели является двухслойная среда с верхним слоем с проводимостью $6 \cdot 10^{-5}$ S/m и толщиной $d = 20$ km, лежащем на более проводящем основании с проводимостью 10^{-2} S/m. Эта модель не противоречит имеющимся геологическим представлениям о строении Земной коры в центральной части Кольского полуострова [Ковтун, 1989], для которого, в отличие от юго-востока, рассмотренного выше, характерно наличие толстого слоя пород с малой проводимостью.

Но если от амплитудных наблюдений перейти к поляризационным характеристикам поля [Tereshchenko et al., 2019]

$$A = \sqrt{\left(I_p + \sqrt{Q^2 + U^2}\right)/2}, B = \sqrt{\left(I_p - \sqrt{Q^2 + U^2}\right)/2}, \quad (1)$$

$$r = B/A, \quad (2)$$

$$\theta = \arg(Q + iU)/2, \quad (3)$$

где $I = |H_x|^2 + |H_y|^2$, $Q = |H_x|^2 - |H_y|^2$, $U = 2\text{Re}(H_x H_y)$, $V = -2\text{Im}(H_x H_y)$, $I_p^2 = Q^2 + U^2 + V^2$, то двухслойная модель Земной коры хорошо согласуется с экспериментальными данными для большой полуоси эллипса поляризации напряженности поля A , задаваемой выражением (1) (рис. 4а). Для угла между главной осью эллипса и осью абсцисс – θ (формула (3)) и коэффициента эллиптичности r (формула (2)) теоретические расчеты не совпадают с экспериментальными данными, что позволяет сказать о влиянии на электромагнитное поле более тонкой структуры литосферы.

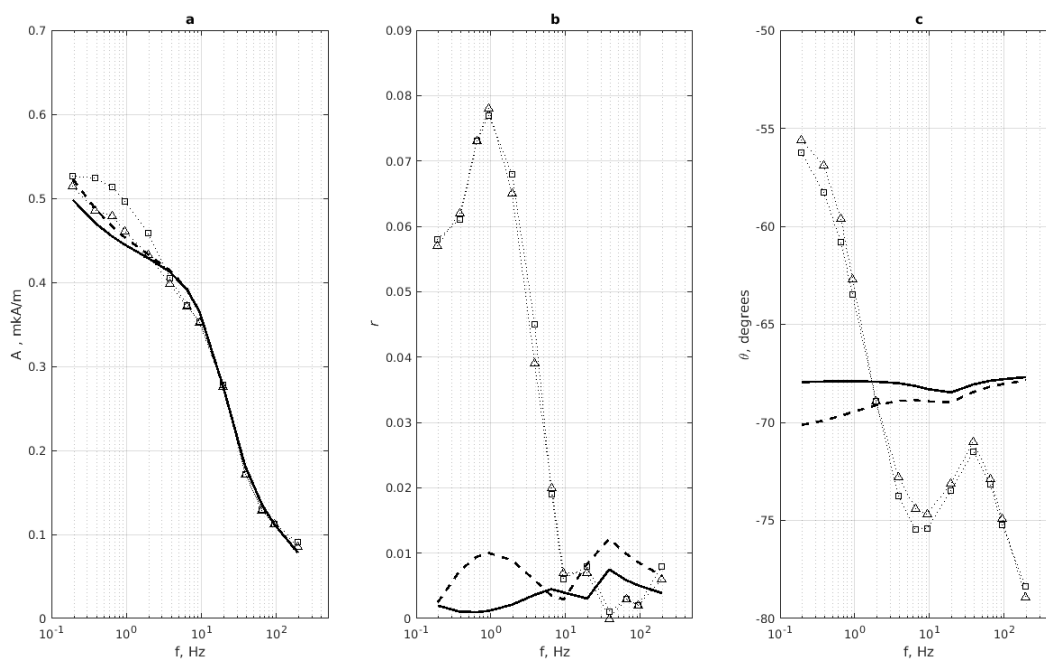


Рисунок 4. Теоретические кривые поляризационных параметров, рассчитанные при двухслойной модели подстилающей среды, в сопоставлении с экспериментальными данными. а — большая полуось эллипса поляризации, б — коэффициент эллиптичности, с — наклон эллипса поляризации. Сплошные кривые - проводимость ионосферы 10^{-2} S/m, пунктирные - 10^{-4} S/m.

Выводы

Проведенный эксперимент показал эффективность зондирования литосферы с активным источником. Показано, что в диапазоне 0.3 - 95 Гц хорошим приближением для определения проводимости в районе п. Варзуга является двухслойная модель с проводимостью слоев $\sigma_1 = 10^{-4}$ См/м, $\sigma_2 = 10^{-5}$ См/м. Для более детального изучения структуры земной коры необходимо расширение частотного диапазона, по сравнению с используемым в эксперименте, как в сторону верхних частот для изучения верхнего слоя, так и низких - для расширения глубинного зондирования Земли. Для выделения более тонких структур литосферы необходимо привлекать поляризационные характеристики электромагнитного поля, с учетом воздействия ионосферы.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект No. 19-05-00823 и 18-05-00528). Автор выражает благодарность А.А. Жамалетдинову за проведенные эксперименты FENICS-2014 и FENICS-2019.

Список литературы

- Ковтун А.А., Строение коры и верхней мантии на северо-западе Восточно-Европейской платформы по данным магнитотеллурического зондирования. Л.: Из-во ЛГУ, 1989.
- Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т., Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. М.: Наука, 1991, 195 с.
- Марпл-мл. С.Л., Цифровой спектральный анализ и его приложения. М: Мир, 1990, 584 с.
- Lebed O.M., Pil'gaev S.V., Fedorenko Y.V., A firmware system for phase measurements in extremely low and ultralow frequency ranges. *Instrum. Exp. Tech.*, 2012, V. 55, pp. 351–356. <https://doi.org/10.1134/S0020441212020224>
- Tereshchenko E.D., Sidorenko A.E., Grigor'ev V.F., Tereshchenko P.E., Zhamaletdinov A.A., Effect of ionosphere on the excitation of electromagnetic field at extremely low and lower frequencies in the near-field zone. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2018, T. 63, № 6, С. 881-887. DOI:10.1134/S1063784218060233
- Tereshchenko E.D., Sidorenko A.E., Tereshchenko P.E., Effect of Ionosphere and Inhomogeneity of the Earth Structure on the Polarization Characteristics of Magnetic Field at Frequencies of 0.2-200 Hz in the Near-Field Zone of a Horizontal Grounded Antenna. *Technical Physics*, 2019, V. 64, No. 7, pp. 1029–1035. DOI:10.1134/S1063784219070259
- Zhamaletdinov A.A., The New Data on the Structure of the Continental Crust Based on the Results of Electromagnetic Sounding with the Use of Powerful Controlled Sources. ISSN 1028_334X, *Doklady Earth Sciences*, 2011, V. 438, Part 2, pp. 798–802.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.012

REFERENCE STATIONS METHOD USAGE FOR EXCLUDING SNOW EFFECT BY 2018-2019 DATA

P.G. Kobelev, L.A. Trefilova, A.V. Belov, E.A. Eroshenko, V.G. Yanke

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

Abstract. In this article the influence of the surrounding snow cover on the neutron monitors count rate of the World Wide Web was estimated using the method of reference stations. The applied technique also makes it possible to estimate the thickness of the snow cover at the observation point, which was done for more than two dozen stations. A comparison of the results of data correction for snow is carried out for case of automatic correction, based on the developed algorithm, and for manual one, with an error estimate.

Introduction

For some stations, snow become a big problem, because due to high humidity it effectively accumulates above and around the detector. At most of these stations, it is not possible to mechanically remove the snow. Therefore, the monitoring data for the neutron component, which are significantly distorted by a variable snow layer, are not suitable for studying many types of variations and require appropriate correction. The registration accuracy of the 18nm64 neutron monitor is 0.15% for the hourly-averaged interval. And already one centimeter of thick snow 0.5 cm of water equivalent above the detector leads to a distortion of the observed variations by 0.5%.

The nature of the snow effect is twofold. The snow cover above the detector is an additional absorber, and this leads to a decrease of count rate. In addition, the neutron monitor registers a certain fraction of neutrons that are generated in the substance surrounding the detector, in particular in the ground. The snow cover shields this neutron source, which also leads to count rate decreasing. The effect of snow has been considered in many works, for example [Korotkov *et al.*, 2011, 2013], which also review earlier works.

Data and method

We have learned how to exclude barometric effect, which has a similar nature, with using data of precision atmospheric pressure; so it is possible to make corrections by measuring the thickness of the snow cover. Indeed, if, in the absence of snow, the counting rate of the detector is N_i^{cor} (for each moment i), then the counting rate of the detector due to absorption with some effective range L (assuming that L does not depends on energy) in the snow depth x_i is equal to $N_i = N_i^{cor} \cdot \exp(-x_i/L)$. Thus, the restored count rate

$$N_i^{cor} = N_i/\varepsilon, \text{ where } \varepsilon = \exp(-x_i/L), \quad (1)$$

where ε can formally be considered as a change of the detector efficiency, i.e. as a change in some properties of a detector or observation conditions. If we knew the thickness of the snow cover, then the data could be easily corrected for the effect of snow [Blomster *et al.*, 1969]. But precise data on the thickness of the snow cannot be obtained due to the inaccessibility of the stations. Therefore, we need to look for other approximate methods. One of them is based on comparing the variations recorded at the station under consideration with the variations at the station without snow (reference). Based on (1), the intensity variations v_i^{cor} at detector i relative to the base value N_B , corrected for the snow effect and expressed in terms of the measured variations v_i for each time i can be written as

$$v_i^{cor} = \frac{N_i^{cor}}{N_B} - 1 = \frac{N_i/\varepsilon}{N_B} - 1 = (v_i + 1)/\varepsilon_i - 1. \quad (2)$$

It can be seen from (2) that in order to determine the snow-corrected variations v_i^{cor} from the measured variations v_i , it is necessary to evaluate the efficiency ε_i . For this purpose, we will use the data of the reference detector S , which records approximately the same variations v^S as the detector exposed to the influence of snow v^{cor} , i.e. $v^S \simeq v^{cor}$. The selection criterion for a reference detector is discussed below. If this condition is applied to some averaged time interval, then we can write that

$$\frac{\bar{S}}{S_B} - 1 = \frac{\bar{N}/\varepsilon}{N_B} - 1 \quad \text{or} \quad \varepsilon = \frac{\bar{N}/N_B}{\bar{S}/S_B} = \frac{\bar{v} + 1}{\bar{v}^S + 1}. \quad (3)$$

When determining the average values, the averaging interval is also important. We applied a filter of moving average [Vasiliev et al., 2007]. If one-way filters are applied, then this technique can be applied in real time.

In ideal case, the detectors are identical and located at the same point. The selection of a closely located reference station is not always possible, since, as we will see, almost all mid- and high-latitude stations are affected by snow. In other cases, it is necessary to take into account their differences, using the reception coefficients of these detectors [Kobelev et al., 2011, 2013]. Variations for each detector in the zero harmonic approximation can be written as $v^S = a_{10}C_{00}^S$ and $v = a_{10}C_{00}$, so $v^S/C_{00}^S = v/C_{00}$, and instead of (3) we got

$$\varepsilon = \frac{\bar{v} + 1}{C_{00}/C_{00}^S \cdot \bar{v}^S + 1}. \quad (4)$$

The final corrections from the effect of snow variations in the detector should be carried out using expression (2), which involves the efficiency ε obtained from equation (4). The receiving coefficients of the zero harmonic for some detectors, which must be freed from the snow effect and for the reference stations involved (lower part), are given in Table 1.

ESOI	Magadan	Moscow	Jungfrauoch	AlmaAta	LomnitskyStit	Nain	Peawanuck
0.4324	1.0044	0.9331	0.8924	0.6442	0.9113	1.1195	1.1194
Rome	Mexico	Thailand	Jungfrauoch1	Athens	Potchefstrom	Tsumeb	Kiel
0.5440	0.4518	0.2815	0.8924	0.4360	0.5383	0.4406	0.9505

Table 1. The receiving coefficients of the zero harmonic for some detectors.

Several options for a reference station were considered. The Rome reference station option is chosen as the best (guaranteed there is no snow, long observation range, stable operation, good statistics of the 17nm64 detector).

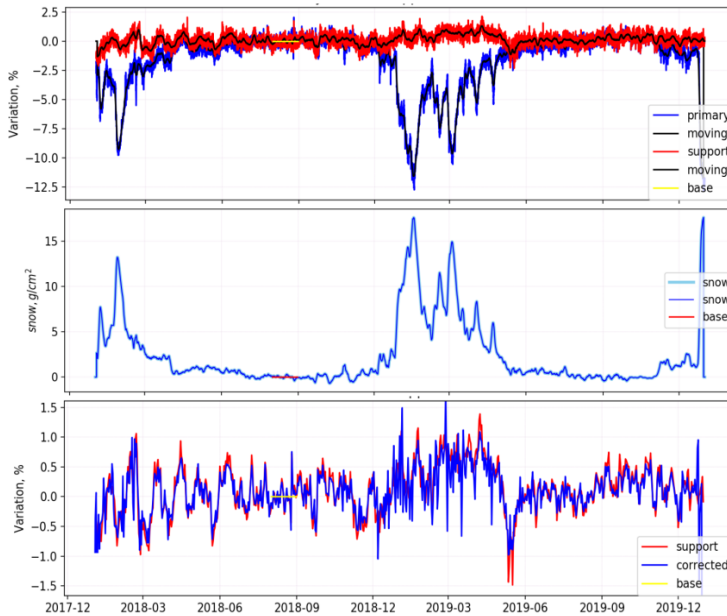


Figure 1. Distorted by snow effect and corrected data from ESOI station for 2018-2019. Base station Rome.

Discussion and Conclusion

The effective thickness of the snow cover at the ESOI station reaches 15 cm w.e. (Fig. 2). Effective snow depth is formed from the snow on the surface of the Faraday cage and the snow surrounding the station. It can be assumed that the notches in the middle panel in Fig. 1 are associated with the periodic growth and melting of snow on the surface of the Faraday cage, and also that 1/3 of the effect is due to the snow surrounding the station. Figure 3 compares data adjusted by the method under discussion and data adjusted manually by two independent operators. The spread averaged over a year is no more than 0.1%.



Figure 2. Accumulation of snow on the surfaces of the Faraday cage, which surrounds the ESOI station for lightning protection.

From mid-latitude stations (Moscow, Novosibirsk, Magadan, Irkutsk, Peawanuck, Nain), one can consider the Moscow station. Despite the fact that the detector at the station is located in a building with a hipped roof, the effective snow thickness reaches 2 cm w.e., and the contribution from each of the 4 sections of the neutron monitor is the same. This indicates that the collection of neutrons occurs from a sufficiently large area and the unevenness of its coverage is imperceptible. The meteorological data can be found on the [Ventusky, 2020].

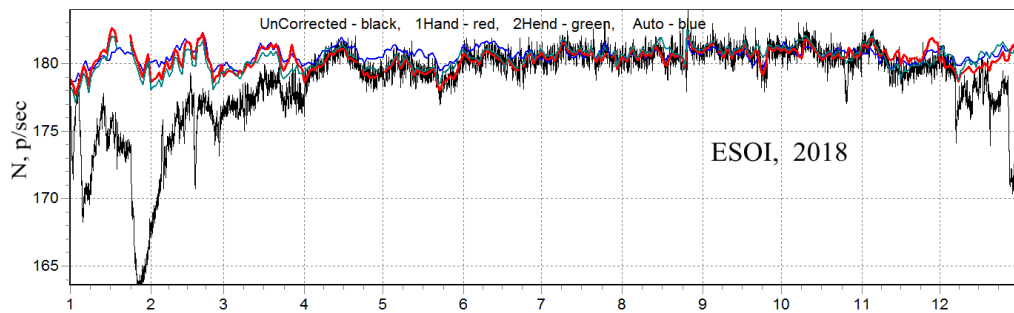


Figure 3. Comparing manually and automatically corrected data.

High-latitude cosmic ray stations can be divided into two groups. The stations of the first group are close to mid-latitude detectors in terms of the snow effect. The effective thickness of the accumulated snow for such stations is 2 - 3 cm w.e. and they are located in the polar latitudes, where the humidity of the air of the Gulf Stream is felt. Due to special conditions, this group also adjoins the Antarctic stations: Mirny, Terra Adeli, Mawson, YanBogo, Concordia, Sanae.

High-latitude stations of the second group are located in an area with sufficiently low humidity, where dry snow accumulates less on the roof and near the stations. These stations include Norilsk, Apatity (Fig. 4), Tiksi, Cape Schmidta, Inuvik, where the snow effect is insignificant and close to the method error, i.e. 0.5 cm w.e. during the winter period. For mountain stations the effective thickness of the snow cover in winter reaches 10 cm of water equivalent (cm w.e.), which leads to significant errors of observed variations of cosmic rays, up to ~ 10%.



Figure 4. Station Apatity and effective snow thickness. Reference station is Rome.

Conclusions

The influence of snow cover near the detectors on their count rate was studied. Snow affects the data of all mountain, mid-latitude and most high-latitude detectors, which can be divided into groups. For mountain stations, the effective thickness of the snow cover in winter reaches 10 cm of water equivalent (cm w.e.), which leads to significant errors of observed variations of cosmic rays, up to ~ 10%. For mid-latitude and high-latitude stations, despite the use of hipped roofs, the effective thickness of the snow cover reaches about 2 cm w.e., which leads to errors of the observed variations in cosmic rays by up to 3%. However, some of the high-latitude stations are located

in area with sufficiently low humidity, and dry snow accumulates less on the roof and near the stations. These stations include Norilsk, Tiksi, Cape Schmidt, Inuvik, Fort Smith.

The method of reference stations used in this work makes it possible to recover actual data almost automatically, by excluding the effect of snow influence. The error in this case depends on the thickness change rate of the snow cover (the characteristic time is a day). If the changes are slow (several days), then the errors introduced during data recovery can be neglected. If the changes are fast (several hours), then the errors that arise should be investigated especially, since they can increase the errors of the original data several times. But rapid changes are rare – only in moments of heavy snowfall, intense snow melting, or mechanical snow removal. The technique described in this work makes it possible not only to exclude the effect of snow, but also to estimate the effective thickness of the snow cover with an accuracy of 0.5 cm w.e.

References

- Blomster K., Tanskanen P.*, 1969. “The influence of snow and water on the different multiplicities as observed in a neutron monitor NM-64 in Oulu”, Proceedings of the 11th ICRC, Budapest, Vol. 2. Acta Physica, Supplement to Volume 29, p. 627.
- Kobelev P., Belov A., Mavromichalaki E., Gerontidou M., Yanke V.*, 2011. “Variations of Barometric Coefficients of the Neutron Component in the 22-23 Cycles of Solar Activity”, Proc. 32nd ICRC, id 654, Beijing, August, V. 11, P. 382–385. doi: 10.7529/ICRC2011/V11/0654
- Kobelev P., Belov A., Eroshenko E., Yanke V.*, 2013. “Reception coefficients and energy characteristics of the ground level cosmic ray detectors”, Proc 33rd ICRC, Rio de Janeiro, id 0878, <http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf>
- Korotkov V., Berkova M., Belov A., Eroshenko E., Kobelev P., Yanke V.*, 2011. “Effect of snow in cosmic ray variations and methods for taking it into consideration”, Geomagnetism and Aeronomy, Volume 51, Issue 2, pp. 247-253. doi: 10.1134/S0016793211020095
- Korotkov V., Berkova M., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Pyle R.*, 2013. “Procedure to emend neutron monitor data that are affected by snow accumulations on and around the detector housing”, JGR: Space Physics, Vol. 118, pp. 6852-6857. doi: 10.1002/2013JA018647
- Vasiliev V., Muro E., Smolsky S.*, 2007. “Fundamentals of theory and calculation of digital filters”. Under the editorship of Smolsky S.M. - M., "Academy", P. 272.
- Ventusky: Web-application for meteo data visualization, 2020, <https://www.ventusky.com>

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.013

MHD SIMULATION OF FLARE SITUATION ABOVE THE ACTIVE REGION AR 10365 IN THE REAL TIME SCALE

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

¹*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia; e-mail: podgorny@lebedev.ru*

²*Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia*

Abstract. Since the configuration of the magnetic field in the corona, where solar flares appear, cannot be determined from observations, to study the flare situation, a numerical magnetohydrodynamic (MHD) simulation is carried out above the active region. MHD simulation performed in a greatly reduced (10 000 times) time scale permit to obtain results on the study of the solar flare mechanism, but the magnetic field configuration was distorted, especially near the photospheric boundary, due to the unnaturally rapid change in the field on the photosphere. For a more accurate study of the flare situation, MHD simulation in the real time scale was performed above the active region of AR 10365, which was made possible through the use of parallel calculations. The MHD simulation in the real scale of time above the AR 10365 during the first day of evolution showed the appearance of current density maxima with singular X-type line and plasma flow, which have to cause to the formation of a current sheet.

Introduction. Accumulation and of magnetic energy for solar flare and its fast release

The study of the physical processes occurring during the slow accumulation of magnetic energy, and then its explosive release during a solar flare, is an important fundamental problem that will help to solve a practical problem to improve the quality of solar flare prognosis. During a flare the energy of 10^{32} erg is released in a few tens of minutes. Since flares occur above active regions (ARs) with a large magnetic field (the value of the field in the active region on the solar surface reaches several thousand G), there is now no doubt that magnetic energy is released during flares. The primordial energy release from the flare occurs high in the solar atmosphere (in the lower corona) at altitudes of 15,000 km - 30,000 km. First of all, this has been proven by direct measurements of the thermal X-ray emission of flares on the limb [1]. Evidence of the appearance of a flare in the corona is also the invariability of the magnetic field on the solar surface [2], and change in plasma temperature in time at the site of the flare inferred from the observation of ultraviolet radiation in the lines of multiply ionized iron ions [3].

The main flare process high in the corona can be explained by the mechanism of S.I. Syrovatskii [4]: the accumulation of magnetic energy in the field of a current sheet, which is formed in the vicinity of a X-type singular line of magnetic field. As a result of quasi-stationary evolution, the current sheet transfers into an unstable state. Instability causes a flare release of energy with all the observed manifestations of a flare, which are explained by the electrodynamic model of a flare proposed by I.M. Podgorny [5]. The model was developed based on the results of observations and numerical MHD simulation and uses analogies with the electrodynamic substorm model proposed earlier by the author on the basis of Intercosmos-Bulgaria-1300 satellite data [6]. The hard X-ray beam radiation on the surface of the sun during a flare is explained by the deceleration in the lower dense layers of the solar atmosphere of electron fluxes accelerated in field aligned currents caused by the Hall electric field in the current sheet.

Since the configuration of the magnetic field in the corona cannot be obtained from observations, in order to study the physical mechanism of the flare, as well as improve the prognosis of flares, it is necessary to carry out magnetohydrodynamic (MHD) simulation in the corona above the active region (AR), in which all conditions are taken from observations. When performing MHD simulations, no assumptions about the flare mechanism were made at setting of the problem [7], the purpose of the simulation was to determine the mechanism of the solar flare. For setting the conditions, we used the magnetic field distribution observed in the photosphere. In order to speed up the calculation, a finite-difference scheme was specially developed, which had to remain stable for the largest possible time step [7, 8]. The scheme was realized in the PERESVET program. The scheme is upwind, absolutely implicit, and conservative with respect to the magnetic flux, it is solved by the iteration method. Despite the use of specially developed methods, it was possible to carry out MHD simulations in the corona on a usual computer only on a greatly reduced (by a factor of 104) time scale. At the same time, instability arose at the photospheric boundary, caused by an unnaturally rapid change in the magnetic field, however, thanks to the application of the developed methods, it did not propagate into the calculated region of the corona and did not increase to infinity. In order to get rid of this instability, as well as to obtain the correct development of processes in time, it is necessary to carry out MHD simulations in real scale of time. In view of the impossibility of MHD simulation in the real scale of time on the usual computer in the foreseeable time [9], it is necessary to carry out parallel computations.

Choice of the numerical method for solving MHD equations and optimization of the parallelization algorithm

To increase the computation speed when carrying out parallel computations, the choice of the numerical method should be such as to maximize the time step at which the difference scheme remains stable and the number of iterations at each time step was minimal. In our case, the choice of the numerical method means the choice of the type of the difference scheme within a given type of schemes, which are absolutely implicit and conservative with respect to the magnetic flux, and the choice of the parameters of the difference scheme, first of all, the usual and magnetic artificial viscosity, which is used mainly near the boundary (where difficulties always arise with the correct setting of all boundary conditions). In addition, the parallelization algorithm has been optimized for these purposes. Also, to increase the computation speed, the computation time of one iteration was reduced [9] due to the correct choice of computing equipment and software and the use of the capabilities of the selected equipment for parallelizing the computation.

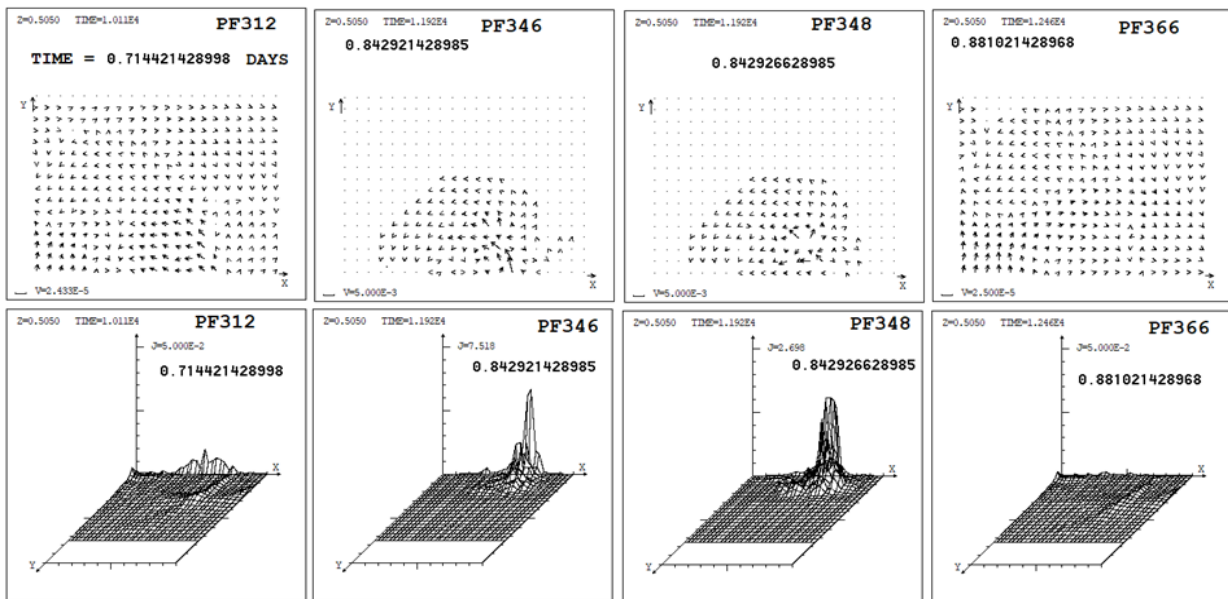


Figure 1. The appearance and disappearance of instability near the photospheric boundary.

For implicit finite-difference scheme time step τ in principle can be larger than the time from Courant condition τ_K : $\tau < h/(V_{MV}+V_{MA})$. Here h is space step, V_{MV} is the maximal of absolute value of velocity and V_{MA} is the maximum of absolute values of magnetosonic and Alven velocities.

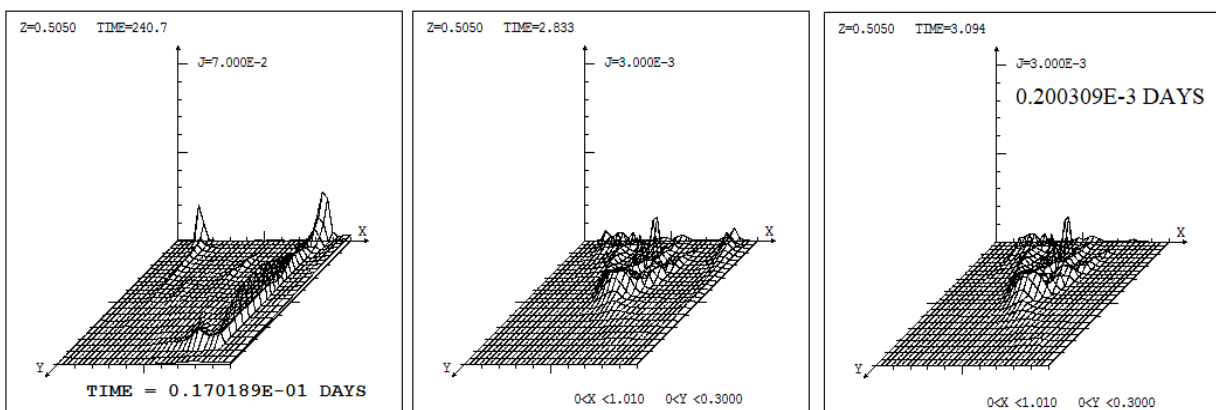


Figure 2. Current density in the central plane of computational domain. Propagation, initialization and stabilizing instability on the non-photospheric boundary.

Calculations showed, that time for proposed difference scheme step τ must be less then τ_K , in spite of that the absolute implicit scheme is used. Apparently, it is due to that the system of equations with cross-terms. Also it can be due to solving of implicit scheme by the iteration method, and the first iteration is in fact the solution of explicit

scheme. To solve the proposed implicit difference scheme without using the iteration method, the alternating direction method should be applied. However, with a sufficiently large acceleration by the magnetic tension force (which appears at the place of plasma outflow from the current sheet), the use of the alternating direction method leads to numerical instabilities even for the Courant time step.

It is difficult to choose the most optimal parameters during the calculation, because there are several parameters and the step τ_K changes during the calculation. Calculations have shown that the currently used set of parameters is quite optimal:

- Time step $\tau = 0.4 \times 10^{-7}$ days (Courant step τ_K varies from 0.45×10^{-7} to 0.79×10^{-7} in the process of calculation, and depending on the details of the rules for its determination near the boundary).
- Artificial viscosity (usual and magnetic) $\nu = 3 \times 10^{-3}$.
- Precision of solution of implicit scheme $\varepsilon = 10^{-7}$, at which 3 iterations are performed. In this case, in order to avoid instability, from time to time it is necessary to set for a short interval (~ 100 time steps) $\varepsilon = 10^{-10}$, for which ~ 60 iterations will be performed.

In order to optimize of the parallelization algorithm minimization of transfers of arrays of distributions of all values in the computational domain and auxiliary arrays, between the memory on the graphics card (arrays with the DEVICE attribute) and the main computer memory was performed. After all the upgrades, during the entire numerical solution of the MHD equations, there is no transfer between the memory of the graphic card and the main memory of the computer (such transfer cannot be avoided only when the calculation results are written to a file, it can be carried out only from the main memory, and occurs every several thousand steps, so it almost does not take calculation time).

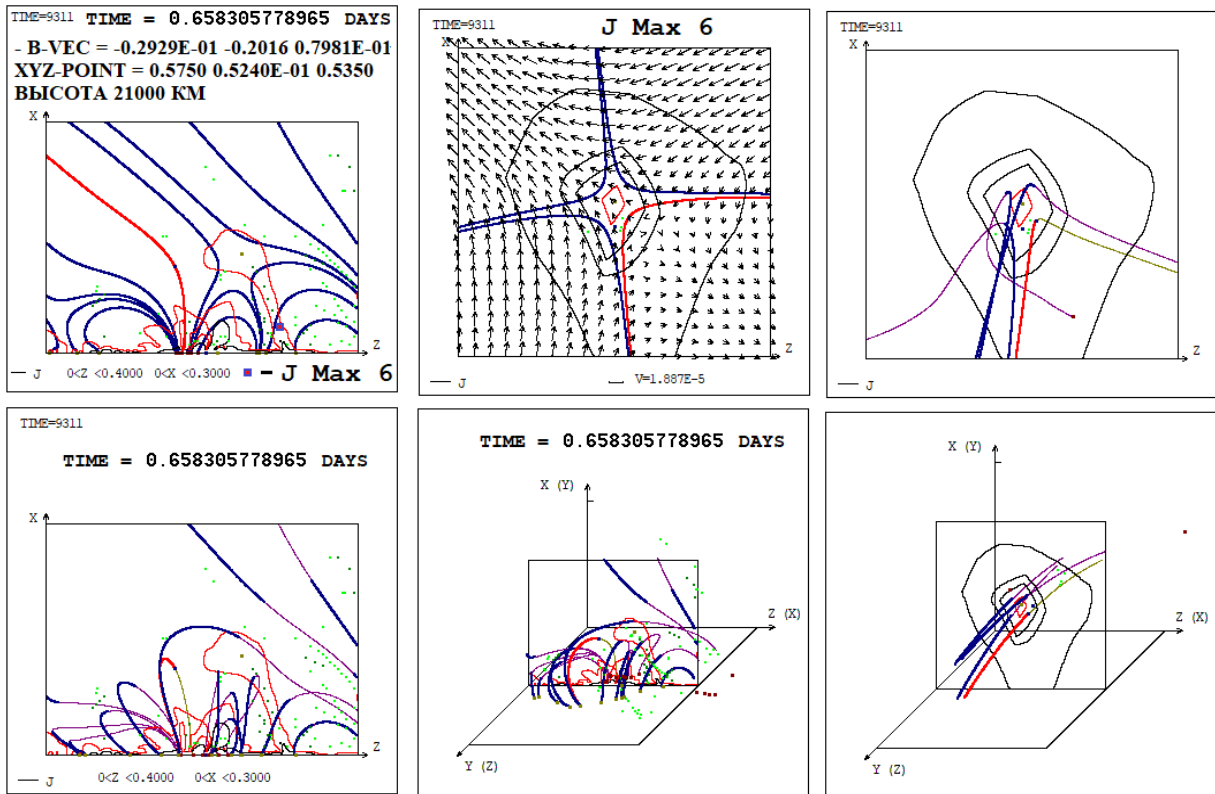


Figure 3. Magnetic configuration in main part of computational domain of corona in 3D space and in the central plane. Local current density maximums, which are the candidates on the places of flares are shown as the green points. Magnetic field configuration and plasma flow near the 6-th maximum of current density.

As a result of choosing the numerical method for solving MHD equations and optimization of the parallelization algorithm and also due to the correct choice of computing equipment and software [9] and the use of the capabilities of the selected equipment for parallelizing the calculation, now we can get the time for calculation the evolution during the day above the AR, equal to 21 days. Under less favorable conditions it can be increased by 7% - 10%. For the prognosis, this time should be less than a day, it is necessary to work on further optimization, the reserves are existing.

If the conditions on difference scheme parameters are not fulfilled (first of all, if the time step is too large), a numerical instability arises near the photospheric boundary, as a result of which an unnaturally large disturbance propagates into the corona (Fig. 1). However, if, after the onset of instability, we return to the selected parameters of the difference scheme, then the instability stabilizes and the strong disturbance in the corona caused by the instability will disappear. This indicates the quality of the proposed difference scheme.

Stabilization of the instability arising at the non-photospheric boundary

Calculations in the real scale of time have shown appearance of sufficiently strong disturbances caused by instabilities at the non-photospheric boundary. Such instabilities (Fig. 2) can lead to a halt in the calculation due to a strong increase in the values or to an obviously incorrect solution due to the appearance of strong nonphysical perturbations.

This problem was solved by using the following methods:

1. Limiting the velocity of plasma inflow into the computational domain.
2. Application of artificial viscosity (usual and magnetic) near the non-photospheric boundary.
3. The invariability of the magnetic field at the edges of the boundary of the computational domain, relative to the potential field used to set the boundary conditions.

Formation of singular X-type lines with the plasma flow, contributing to the accumulation of flare energy

During the first one day of evolution of magnetic field and plasma, described by the results of MHD simulation in the real scale of time, from time to time the current density maximums appear with X-type configuration and plasma flow as for 6-th maximum at the moment 0.658 days presented in Fig. 3. The plasma flow near such maximums in principle can cause to the current sheet creation. Some of such configurations later disappear, possible, the microflares occur in such configurations.

Conclusion

1. Primordial energy release during the solar flare takes place high in corona. To study physical mechanism of flare it is necessary to carry out MHD simulation above AR in the real scale of time.
2. Parallelization of the calculation for solving a specially developed finite-difference scheme of MHD equations is carried out. The optimal parameters of the difference scheme were selected for calculations in the real scale of time.
3. The methods have been developed to stabilize the numerical instability arising at the non-photospheric boundary.
4. When the selected parameters of the difference scheme change (first of all, an increase in the time step), numerical instability can appear at the photospheric boundary, causing to the propagation of a strong nonphysical disturbance into the computational domain of the corona. When returning to the selected optimal parameters of the difference scheme without performing a new calculation from an earlier time instant before the onset of instability, the instability stabilizes, and the disturbance propagating from it into the corona disappears, which confirms the quality of the developed difference scheme.
5. The optimization of the parallelization algorithm has been carried out, first of all, the data exchange (values in the computational domain of the corona) between the main memory of the computer and the memory of the graphics card on which the computation is parallelized is minimized. As a result of the optimization performed, the calculation speed increased 7.5 times.
6. The calculation of the evolution of the plasma and the field in the corona above AR 10365 at the initial stage did not show the appearance of pronounced current sheets even with sufficiently strong disturbances on the photosphere (exceeding the real disturbances that appeared due to numerical instabilities in the process of choosing the optimal parameters of the difference scheme). At several current density maxima, an X-type configuration was found, with a plasma flow, which should cause to the formation of a current sheet; however, in the course of further evolution, such configurations disappeared (possibly, microflares appeared).
7. As a result of the work carried out, the possibility of further optimization of the methods was revealed in order to further increase the calculation speed, which will be necessary when using MHD simulation to improve the flares prognosis.

References

1. Lin R.P., Krucker S., Hurford G.J. et al. (2003) *Astrophys. J.* 595, L69-L76.
2. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S. (2015) *Astronomy Reports.* 59, 795–805.
3. Podgorny I.M., Podgorny A.I. (2018) *Astronomy Reports.* 62, 696-704.
4. Syrovatskii S.I. (1966) *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 50, 1133–1147.
5. Podgorny I.M., Balabin Yu.V., Vashenuk E.M., Podgorny A.I. (2010) *Astronomy Reports.* 54, 645–656.
6. Podgorny I.M., Dubinin E.M., Israilevich P.L., Nicolaeva N.S. (1988) *GRL.* 15, 1538-1540.
7. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2008) *Astronomy Reports.* 52, 666–675.
8. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2004) *Computational Mathematics and Mathematical Physics.* 44, 1784-1806.
9. Borisenko A.V., Podgorny I.M., Podgorny A.I. (2020) *Proc. 43 Annual Seminar, Apatity,* 69-72.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.014

НОВАЯ СЕКЦИЯ НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА В ВОСТОЧНЫХ САЯНАХ

Ю.В. Балабин¹, А.А. Луковникова², Б.Б. Гвоздевский¹, А.В. Германенко¹, И.В. Янковский³

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", Апатиты, Россия

²Институт солнечно-земной физики, Иркутск, Россия

³Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик, КБР, Россия

Аннотация. На Саянском спектрографическом комплексе космических лучей на станции космических лучей Иркутск-3 (гора Хулугайша, Восточные Саяны, 3000 м) в 2019 году была запущена в работу дополнительная секция нейтронного монитора (НМ). Ее особенностью является оснащённость скоростной системой сбора данных, созданной в ПГИ. Скоростная система фиксирует время появления каждого электрического импульса от НМ с точностью 1 мкс. Созданные программы обработки позволяют находить в общем массиве данных различные кластеры импульсов, связанные с процессами в НМ или в космических лучах. Это могут быть события множественности числом, появления адронного ствола широкого атмосферного ливня и др. Эта система сбора уже работает на ряде НМ. Впервые скоростная система сбора установлена на столь высокогорном НМ. Обнаружены отличия событий множественности НМ и представлено возможное объяснение.

1. Введение

Существуют два принципиально различных способа регистрации поступающих от детектора импульсов, показанные на рис. 1. Первый способ: подсчет количества импульсов за единицу времени. Выходные данные – темп счета детектора. Вся информация о последовательности поступивших сигналов теряется. Второй путь – фиксация и запись точного времени появления каждого импульса. В этом случае файл данных представляет собой подобие фотографий развертки экрана осциллографа, на котором возникают приходящие импульсы. Детальная информация о последовательностях любых групп импульсов сохраняется полностью. Имеется возможность исследовать взаимное расположение и временные расстояния между любыми импульсами.

Система регистрации, основанная на втором способе, была создана в ПГИ [1]. Ее основные характеристики следующие:

- 1) Шаг измерения времени между импульсами – 1 мкс;
- 2) Количество входных каналов – 32 или 48;
- 3) Мертвое время, в течение которого очередной импульс считается пришедшим одновременно с предыдущим – 6 мкс;
- 4) Максимальный темп счета, при котором не происходит переполнения регистров накопления $\sim 2 \cdot 10^5$ имп/мин.
- 5) Все импульсы с точностью 1 мкс могут быть привязаны к мировому времени.

Созданная скоростная система регистрации в настоящее время установлена на 4 станциях НМ: Баренцбург, Апатиты, Москва, Баксан. В Баренцбурге имеются данные с 2007 г, в Апатитах – с 2014 г. Отметим также, что из данных, сохраненных вторым способом, несложно получить темп счета прибора с любым временным разрешением, какой требуется в конкретной задаче. При сборе данных первым способом временное разрешение исходных данных является максимально возможным.

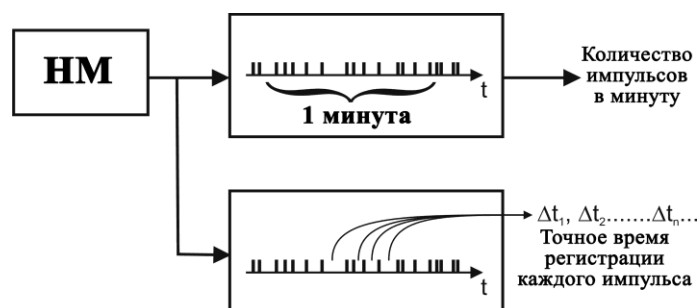


Рисунок 1. Схема двух способов регистрации данных от НМ.

2. Общий анализ полученных ранее результатов

В первую очередь из полученных на станциях данных было построено распределение временных интервалов. Это важная характеристика. Согласно [2], экспоненциальная форма распределения временных интервалов соответствует Пуассоновскому случайному процессу. Построив такое распределение, можно оценить, во-первых, качество работы самой системы сбора данных (например, пропуск импульсов, разделенных коротким интервалом), во-вторых, качество электронного тракта (наличие периодической помехи), в-третьих, оценить степень соответствия потока частиц Пуассоновскому случайному процессу. На рисунке 2 представлены распределения временных интервалов для двух станций: Апатиты и Баксан. Распределения в Апатитах, Баренцбурге и Москве очень близки. Баксан расположен на Кавказе на высоте 1700 м, что его выделяет.

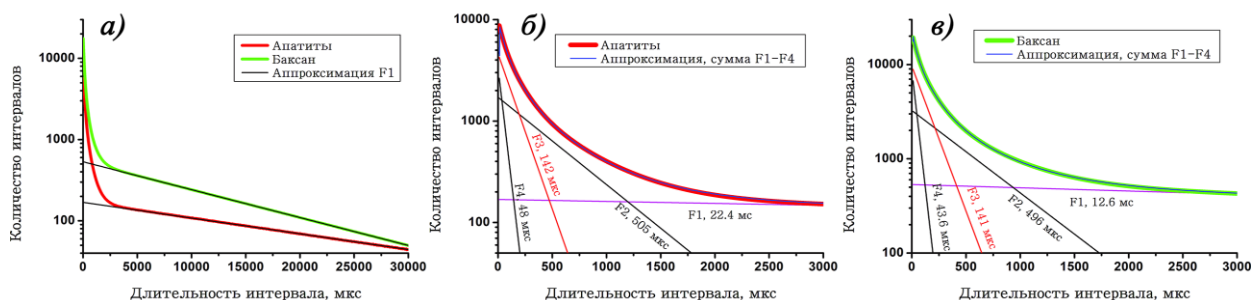


Рисунок 2. Распределение временных интервалов на станциях Апатиты и Баксан. Распределения нормированы на сутки. *а)* – распределение в большом диапазоне значений интервалов. *б), в)* – распределение интервалов в более крупном масштабе. Линии соответствуют экспоненциальным функциям F1-F4 с указанными характеристическими временами. Аппроксимация является суммой всех экспонент на *б)* и *в)*. Экспериментальные данные не сглаживались.

Рисунок 2 демонстрирует, что система регистрации работает без пропусков, в электронных трактах отсутствуют значительные периодические помехи, а сам процесс прихода частиц на НМ описывается случайным Пуассоновским процессом: почти на всем диапазоне времен распределения отлично аппроксимируются простой экспонентой (на рис. 2 обозначена F1). Наклон экспоненциальной зависимости на каждой станции (рис. 2*а*) соответствует среднему интервалу между импульсами ($\tau_1 = 12.6$ мс для Баксана и $\tau_1 = 22.4$ мс для Апатитов) в целом на НМ [2]. Особенностью всех станций является значительный избыток коротких интервалов по сравнению с тем уровнем, который должен обеспечить одинарный пуассоновский процесс (точка пересечения оси ординат и F1). Причина в том, что НМ регистрирует не только одиночные энергичные частицы, попадающие в него, но и вторичные, возникающие от первичных частиц в материале НМ и окружающих предметах. Это называется множественность на НМ [3]. Появление и регистрация вторичных частиц также являются случайным процессом и описываются тоже законом Пуассона. Это хорошо видно на рис. 2*б, в*, где представлены аппроксимации этого избытка. Для полной аппроксимации избытка потребовалось добавить три экспоненты (зависимости F2, F3, F4) с характеристическими временами $\tau_2 \approx 500$ мкс, $\tau_3 \approx 140$ мкс, $\tau_4 \approx 45$ мкс. Каждое характеристическое время означает отдельный пуассоновский процесс [2]. Отметим удивительное совпадение (в пределах ошибки менее 2 %) значений характеристических времен $\tau_2 - \tau_4$ для всех 4 станций. Это указывает на общую физическую причину происхождения процессов генерации вторичных частиц. Первые оценки этих характеристических времен были сделаны еще в [3]. В работе [4, 5] исследовалось воздействие адронных стволов широких атмосферных ливней (ШАЛ) на НМ и были получены близкие к приведенным значениям времен. Объясняется независимость значений характеристических времен $\tau_2 - \tau_4$ от места размещения тем, что они связаны с ядерными процессами в веществе и не зависят от локальных условий. Географические и конструктивные особенности станций проявляются только в значении τ_1 , характеризующего совокупно интенсивность потока частиц в данном месте и чувствительность НМ.

3. Наблюдение множественности на НМ

Созданная скоростная система регистрации позволяет с высокой точностью и детальностью изучать события множественности (события M) на НМ. События M – это группа частиц (при регистрации создающих электрические импульсы), объединенных общим происхождением. На НМ наблюдаются события от $M = 5$ до $M = 100$ и больше. События $M < 5$, конечно, тоже имеются, но их сложно отделять от групп, возникающих случайным образом от флуктуаций потока. Начиная с $M = 5$ доля случайных совпадений становится пренебрежимой (менее 1 %). О том, что это не случайные совпадения, указывает

следующий факт. Например, средняя длительность события $M = 50$ составляет ~ 2 мс, то есть, зарегистрированы 50 частиц в течение 2 мс, когда в среднем частицы появляются через 20 мс (в Апатитах). На базе накопленных за много лет данных были получены следующие характеристики событий M : спектр событий, средняя длительность и средний профиль для каждого значения M . На рисунке 3 показан спектр множественностей.

На всех 4-х станциях спектры имеют степенную форму вида:

$$S(M) = A \cdot M^{-\gamma}, \quad (1)$$

где $\gamma = 3.7-3.8$. Спектры различаются только множителем, который учитывает различия в интенсивности потока космических лучей. Большая интенсивность событий M в Баксане, как предполагалось ранее, связана с расположением НМ в горах. О причинах значительного отличия спектра на ст. Хулугайша будет сказано ниже.

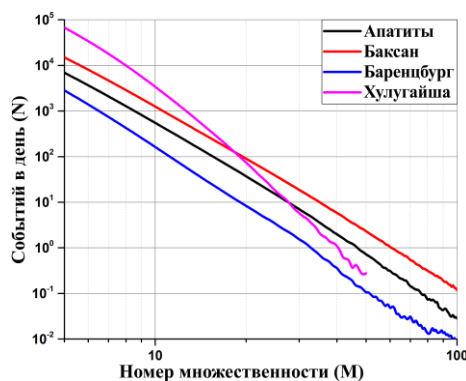


Рисунок 3. Спектры множественностей: зависимость количества событий от числа импульсов в событии. Спектры нормированы на сутки. Для Баксана и Баренцбурга использовано более 4000 дней, для Апатитов – более 2000 дней. Спектры нормированы на сутки. Спектр Москвы близок к спектру Апатитов и не приведен.

Также изучалось расположение импульсов внутри событий M : имеют импульсы в событии склонность концентрироваться в какой-то части или же распределены равномерно? Для получения среднего временного профиля событий M отбирались в данных только события фиксированного M . По рисунку 3 можно оценить количество событий какого-либо M , использованных для получения среднего профиля. Например, событий $M = 20$ в Баксане случается около 100 за сутки, а полное количество составит ~ 400000 . Таким образом, полученные профили имеют очень малую ошибку и высокую достоверность.

На рисунке 4 представлены временные профили событий некоторых M . Профили на всех 4-х станциях близки как по значению (рис. 4б), так и по форме. Следует обратить внимание на следующее. Например, десятый интервал (т.е. временной интервал между 10-м и 11 импульсами) в событиях $M = 30$ и $M = 50$ практически одинаковы (см. рис. 4а, абсцисса равна 10) и составляют ~ 30 мкс. То же самое можно сказать и о 9-м интервале и т.д. При $M \geq 20$ импульсы в первой части события следуют друг за другом примерно на одном и том же расстоянии независимо от значения M . Постоянство (в среднем) временного интервала между регистрациями частиц означает постоянный их поток. Особенностью регистрации нейтрона является его исчезновение в материале счетчика. Следовательно, плотность нейтронов в окружении счетчика сохраняет постоянную величину на протяжении сотен мкс вплоть до единиц мс. Например, для $M = 50$ (рис. 4а) первые тридцать импульсов (создавших тридцать интервалов между импульсами) возникли в НМ с одинаковыми паузами, равными ~ 25 мкс. На протяжении 750 мкс в НМ поддерживалась постоянная плотность нейтронов. При том, что замедление энергичных нейтронов в НМ происходит в среднем за 35-40 мкс [3, 4].

Обращает на себя внимание и такой факт (рис. 4а). Десятый с конца интервал в $M = 30$ (т.е. 20-й интервал) и десятый с конца интервал в $M = 50$ (т.е. 40-й интервал) имеют близкие значения. Это верно также и для 9-ых с конца интервалов, и для 8-ых и т.д. Можно сказать, что временные профили разных M подобны; профили для больших M получаются растяжением средней части профиля с сохранением формы. А рисунок 4б показывает, что оконечные части профилей на разных станциях идентичны, хотя НМ Баксан расположен на Северном Кавказе на высоте 1700 м и темп счета раза в 4 больше, чем темп счета НМ в Баренцбург (на Шпицбергене). Объединяет их одинаковая конструкция НМ. Таким образом, есть серьезные основания считать, что оконечная часть профиля (последние 9-7 импульсов) отражает релаксационные процессы в НМ – время рассасывания и поглощения попавших в НМ нейтронов. Следовательно, оконечная часть профиля

показывает ту множественность, которая возникает в самом НМ за счет испускания ядрами свинца испарительных нейтронов [3]. На рисунке 4б события $M < 10$ целиком состоят из релаксационного процесса, в них отсутствует часть с постоянным значением временного интервала. По-видимому, эти события возникают от попадания в НМ одиночной частицы высокой энергии. Постоянство интервалов на начальной фазе события означает устоявшийся процесс: убывание нейтронов за счет их регистрации трубками и диссипация наружу из НМ восполняется новыми, влетающим в НМ из атмосферы. Эта часть события M производится адронными ливнями [4, 5].

Все перечисленное указывает, что события больших множественностей на НМ формируются от адронных ливней, возникающих вне НМ. Такой ливень падает на НМ, пока он действует, в НМ поддерживается постоянная плотность нейтронов. С окончанием ливня плотность нейтронов начинает падать. Адронные ливни возникают не только в стволах ШАЛ, но и как локальные адронные ливни в веществе. Остается открытым вопрос, какие это адронные ливни? Являются ли они адронными стволами ШАЛ или это локальные адронные ливни? В [4, 5] делается вывод, что только события $M \geq 100$ производятся ШАЛ, а меньше – это внутренний эффект НМ. Однако, точную долю локальных ливней указать трудно.

С вводом в эксплуатацию высокогорного НМ Хулугай на основе сравнений событий множественности появилась возможность качественно оценить вклады локальных ливней в образование событий M . Все дело в особых условиях размещения НМ на Хулугае, благодаря которым можно провести сравнение и оценку.

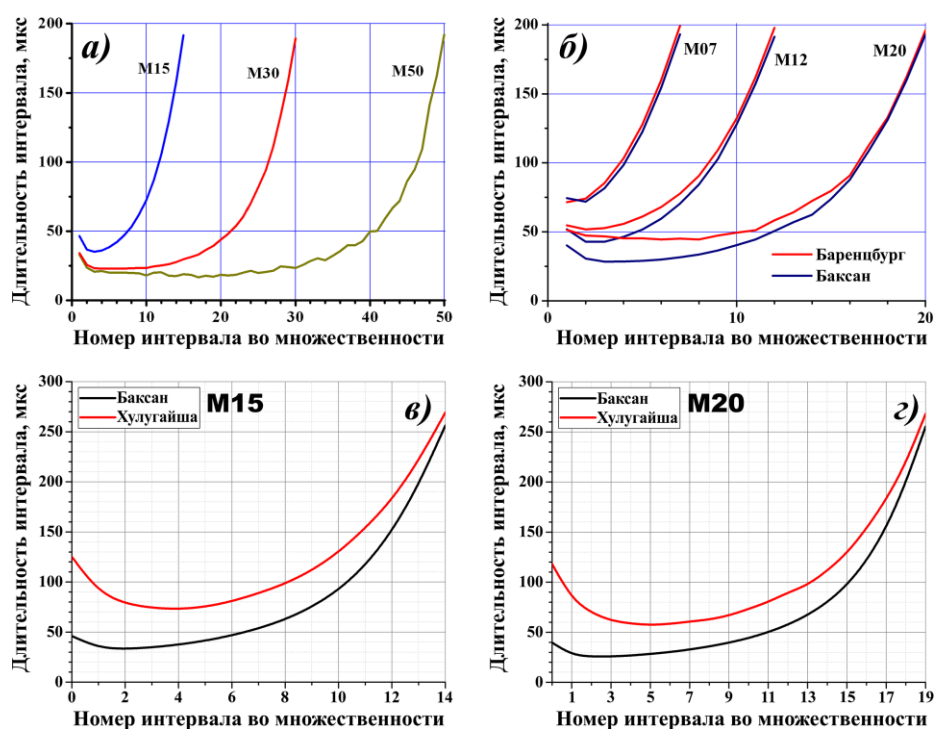


Рисунок 4. Временные профили событий множественности при разных M . а) – профили событий множественности в Апатитах при $M = 15, 30$ и 50 . б) – сравнение профилей множественности при $M = 7, 12, 20$ для двух станций: Баренцбург и Баксан. в) и з) – сравнение профилей $M = 15$ и $M = 20$ на станциях Баксан и Хулугай.

Ожидалось, что на Хулугае событий M будет больше, чем в Баксане [3]. Чем выше над уровнем моря размещен НМ, тем счет его больше. Вопреки ожиданиям, НМ Хулугай регистрирует малое число событий (рис. 3). Точнее, для $M < 10$ предположения подтвердились, спектр множественностей при этих значениях M раза в три выше, чем в Баксане. Однако, с ростом M спектр резко падает, так что при $M \approx 30$ число событий M на Хулугае становится равным числу событий в Апатитах – станции равнинной. Сравнение временных профилей (рис. 4в, з) также показывает, что интервал между импульсами в событиях M на Хулугае больше почти в два раза, тогда как при переходе от равной станции Баренцбург к горной станции Баксан, напротив, интервалы уменьшились. Совокупность фактов указывает на нехватку импульсов в событиях M на Хулугае. Сомнений в исправности аппаратуры нет: на Хулугае установлена идентичная Баксану и другим станциям скоростная система регистрации, она была проверена дважды прямо в работе на Хулугае. Темп счета новой секции НМ на Хулугае близок к темпу счета старой секции, работающей уже много лет и имеющей иную систему регистрации, что также указывает на исправность системы.

Сравнивая события множественности и временные профили, можно сделать вывод, что события M на Хулугае примерно в два раза беднее импульсами. Регистрируемое на Хулугае событие как $M = 20$, соответствует $M = 40$ на Баксане. Если так проделать со всеми событиями $M > 20$, то спектр Хулугае ляжет выше Баксана целиком, временные профили станут близки к Баксану. С учетом всех изложенных выше факторов предложено следующее объяснение аномалии. Как упоминалось выше, приходящие на НМ адронные ливни состоят из адронных стволов ШАЛ и локальных адронных ливней, добавляющихся к первым. Локальные адронные ливни возникают в веществе от энергичных частиц, разбивающих ядра атомов, в том числе от частиц ШАЛ [3, 4]. С увеличением количества вещества и заряда ядер интенсивность локальных ливней возрастает. В Баренцбурге НМ расположен в домике с утепленной железной крышей (основной состав: тяжелые ядра Fe), плотность вещества над НМ невелика. В Апатитах и Москве НМ находится в одноэтажном строении с крышей из дерева, железа и керамического утеплителя в перекрытии (основной состав: ядра Fe, Ca, Si, Na, O, C). В Баксане НМ расположен в здании, имеющей крышу из бетонных плит – наиболее толстое и массивное перекрытие (основной состав: ядра Ca, Si, Na, O). На Хулугае НМ находится в легком деревянном строении с деревянной крышей и с пенопластовым утеплителем (основной состав: ядра O, C, H). Чем меньше вещества или чем легче составляющие его ядра, тем ливни менее обильные.

Интересно отметить, что завал спектра Хулугая на рисунке 3 начинается при $M \approx 10$. Значения $M = 7-9$ граничные, когда тип генерации множественности сменится с испарительной на иную. Это показывает, что поток высокоэнергичных частиц на НМ в Хулугае действительно выше, чем в Баксане, как и должно быть [3]. Это еще одно подтверждение генерации событий больших M от адронных ливней.

Следовательно, можно заключить, что вклад локальных ливней в события множественности существенный. Это требует дальнейшего изучения. Пока данных НМ в Хулугае недостаточно, чтобы продлить спектр хотя бы до $M = 100$ и найти распределение интервалов внутри событий множественности. Тогда можно будет узнать характеристические времена распределений и сравнить их с такими же на других станциях.

4. Заключение

На станции НМ Иркутск-3 (Восточные Саяны, г. Хулугай, 3000 м) запущена в работу дополнительная секция нейтронного монитора 6-НМ-64, оснащенная скоростной системой регистрации. Обработка данных показала существенно отличие событий множественности на этом НМ от четырех других НМ, на которых также ведется регистрация событий множественности. Предложена гипотеза, объясняющая это отличие. События множественности производят адронные ливни, приходящие на НМ. В силу местных условий на Хулугае состав адронных ливней иной, в нем мала доля локальных адронных ливней.

Список литературы

1. *Balabin Yu.V., Gvozdevsk B.B., Maurchev E.A. et. al.* // *Astrophys. Space Sci. Trans.* 2011. V.7. P.283–286.
2. *Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И.* Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, М:Физмат, 1959, 411 с.
3. *Дорман Л.И.* Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М.: Наука, 1975, 402 с.
4. *Stenkin Yu.V.* // *Modern Physics Letters A.* 2002. V.17. №26. P.1745-1751.
5. *Stenkin Yu.V., Djappuev D.D., and Valdes-Galicia J.F.* // *Physics of Atomic Nuclei.* 2007. V.70. №6. P.1088-1099.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.015

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ КВМ С СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

Н.А. Бархатов¹, В.Г. Воробьев², Е.А. Ревунова¹, И.С. Ундалова¹

¹Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина

²ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты

Аннотация. В исследовании на основе анализа статистической связи корональных выбросов массы с солнечными вспышками устанавливается последовательность этих событий. Определены временные задержки в появлении корональных выбросов массы относительно ассоциированного с ним вспышечного проявления солнечной активности. Обнаружено, что приоритетными являются ситуации, когда вспышки опережают корональные выбросы на несколько часов.

Введение

Работа посвящена статистическому исследованию связи КВМ со вспышечной солнечной активностью. КВМ и часто сопровождающие их вспышки, являются самыми высокоэнергетическими солнечными явлениями. Существует мнение, что КВМ могут опережать вспышки [1]. Однако конкретные сценарии этих процессов до конца не выяснены, хотя до 40% КВМ сопровождалась вспышками и 90% вспышек были связаны с КВМ [2]. Важность такого исследования обусловлена необходимостью разработки новых прогностических инструментов, учитывающих солнечную вспышечную активность для предсказания геомагнитных возмущений. При этом, особого внимания заслуживает такой вид наиболее геоэффективных КВМ, как магнитное облако (МО). Уединенное МО является достаточно редким явлением и ввиду сложности обнаружения его источника долгосрочный прогноз его геоэффективности сильно затруднен. Конкретные сценарии последовательности событий КВМ и вспышек до конца не выяснены. Согласно [3-5] до 40% изученных КВМ сопровождалась вспышками и до 90% вспышек, тем или иным образом, были связаны с КВМ. Это означает, что имеют место события КВМ, которые вообще не связаны со вспышками. Кроме того, существует мнение, что КВМ могут и опережать вспышки [6]. В связи с такой неопределенностью представляет интерес дополнительно исследовать причинно-следственную связь рассматриваемых событий.

Целью настоящего исследования является определить статистическую связь КВМ с солнечными вспышками, установить последовательность этих событий и определить время задержки между солнечными вспышками и КВМ в процессе развития солнечной активности.

Анализируемые данные и применяемый алгоритм

Поиск статистической связи событий КВМ с проявлениями солнечной вспышечной активности выполнен по данным общедоступного обновляемого каталога: <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>. Под событием КВМ в каталоге понимается непосредственно сам выброс, т.е. событие вблизи Солнца, зарегистрированное коронографом LASCO (<https://www.swpc.noaa.gov/products/lasco-coronagraph>). Сведения о солнечных вспышках слабой (В, С), умеренной (М) и экстремальной (Х) интенсивности, были взяты из каталогов http://umtof.umd.edu/sem/sem_figs.html и <http://vso.nso.edu/cgi/catalogui>. В этом случае возможный временной интервал между событием КВМ и ассоциированной вспышкой измеряется часами. В используемом каталоге приведены события магнитных облаков (МО), зарегистрированные на космическом аппарате (КА) ACE (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/>) вблизи Земли. В этом случае временная задержка между таким событием МО и ассоциированной вспышкой измеряется сутками, поскольку существенно время переноса КВМ на 1AU.

Для исследования были отобраны все случаи регистрации КВМ, трансформировавшиеся в магнитные облака за период с 1996 по 2012 гг. Из этих случаев КВМ-МО для исследования были оставлены те, которые регистрировались на интервалах ± 2 суток от ассоциированных солнечных вспышек слабой (В, С), умеренной (М) и экстремальной (Х) интенсивности.

Магнитные облака были маркированы на «неуверенно определённые» - тип 1 и «надежно определённые» - тип 2. Обработке подвергнуты 116 событий МО, которые были сопоставлены 79 вспышкам различной интенсивности. Среди этих 116 событий ряд МО (21 событие) подтверждено нами с помощью разработанного в [1] алгоритма поиска МО в потоке данных о параметрах солнечного ветра. Как показала практика работы с каталогами, событий КВМ всегда оказывается меньше, чем событий МО,

регистрируемых на спутнике ACE, поскольку не все события КВМ были зарегистрированы коронографом LASCO на спутнике SOHO вследствие сбоя или пропусков.

Статистическая связь КВМ (52 события КВМ трансформированных в МО) и МО (79 событий в окрестности Земли) с солнечными вспышками устанавливалась путем анализа соответствующих данных. При этом для каждой выборки применялись правила отбора событий относительно типа МО: 1) связь всех типов МО со всеми типами вспышек; 2) связь всех типов МО с экстремальными X-вспышками; 3) связь МО типа 2 (надёжно определенных МО) со всеми типами вспышек; 4) связь МО типа 2 с экстремальными X-вспышками.

Для выборок с данными о КВМ фиксировалось время (в часах) регистрации КВМ относительно вспышки. Результаты обработки были разделены на 4 категории: 1) КВМ наблюдался на коронографе LASCO раньше вспышки (отрицательная задержка); 2) КВМ наблюдался на коронографе спустя 0-5 часов после вспышки; 3) КВМ наблюдался на коронографе спустя 5-10 часов после вспышки; 4) КВМ наблюдался на коронографе спустя более 10 часов после вспышки.

Для выборок с данными о МО зарегистрированными в окрестности Земли фиксировалось время (в сутках) регистрации МО относительно вспышки. Результаты обработки разделялись на 5 категорий: 1) МО наблюдалось спустя менее суток после вспышки, что означает появление соответствующего КВМ раньше вспышки; 2) МО наблюдалось на патрульном КА ACE спустя 1-2 суток после вспышки; 3) МО наблюдалось на патрульном КА спустя 2-3 суток после вспышки; 4) МО наблюдалось на патрульном КА спустя 3-4 суток после вспышки; 5) МО наблюдалось на патрульном КА спустя более 4 суток после вспышки. Полученные статистические результаты демонстрируются на графиках (рис. 1, 2), которые показывают гистограмму числа произошедших событий КВМ или МО в зависимости от времени между солнечной вспышкой (задержки между вспышкой и регистрацией КВМ (часы)/МО (сутки)) и рассматриваемым событием.

Анализ связи вспышек с КВМ, зарегистрированными коронографом LASCO

Первая часть статистического исследования дает результаты связи КВМ со вспышечной солнечной активностью. Полученные гистограммы отражают зависимость числа исследуемых событий от времени задержки между вспышкой и регистрацией КВМ (рис. 1). Результатами этой части статистического исследования можно считать следующие закономерности появления КВМ относительно солнечных вспышек. КВМ могут наблюдаться как раньше, так и позднее вспышки, однако:

- 1) Максимальное число событий КВМ отвечает положительному временному интервалу, что соответствует ситуации, когда вспышка опережала КВМ на 0-5 часов. События с предшествующим вспышке КВМ крайне редки;
- 2) События КВМ отвечающие МО типа 1 (неуверенно определенные облака) отстают от вспышки на время порядка часа;
- 3) События КВМ отвечающие МО типа 2 (надёжно определенные облака) отстают от вспышки на время более 2 часов;
- 4) Самые большие задержки в появлении КВМ в 10 и более часов имеют место в случае экстремальных вспышек класса X, при этом наблюдаемые КВМ всегда трансформируются в надёжные МО типа 2.

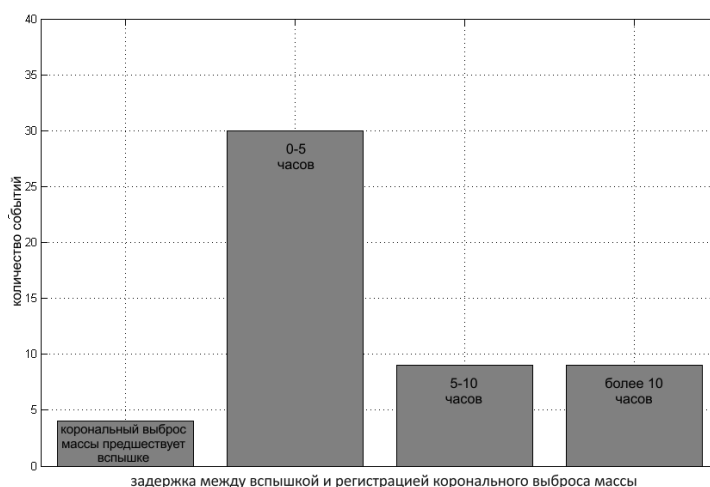


Рисунок 1. Гистограмма числа замеченных событий КВМ, трансформированных во все типы МО, от времени задержки между вспышками всех типов и регистрацией КВМ.

Связь вспышек с МО, зарегистрированными вблизи Земли

Вторая часть статистического исследования направлена на изучение связи МО, зарегистрированных в окрестности Земли, со вспышечной солнечной активностью. Гистограммы на рис. 2 демонстрируют количество исследуемых событий в зависимости от времени задержки между вспышкой и регистрацией МО в окрестностях Земли. Установлено, что появление КВМ относительно ассоциированных вспышек (по данным каталога) лежит во временном интервале до 15 часов. С учетом времени переноса КВМ в окрестность Земли, наблюдение МО всегда происходит позднее вспышки. Результатами этой части статистического исследования являются следующие закономерности появления МО относительно солнечных вспышек:

- 1) Максимальное число событий МО отвечает 3-х суточной задержке по отношению к вспышке;
- 2) Экстремальные вспышечные события ответственны за более раннее (спустя 2-3 дня) появление в окрестностях Земли МО, опережающих спокойный солнечный ветер;
- 3) Задержка регистрации МО на время менее суток после вспышки отвечает КВМ опережающим ассоциированную вспышку. Такие события редки.

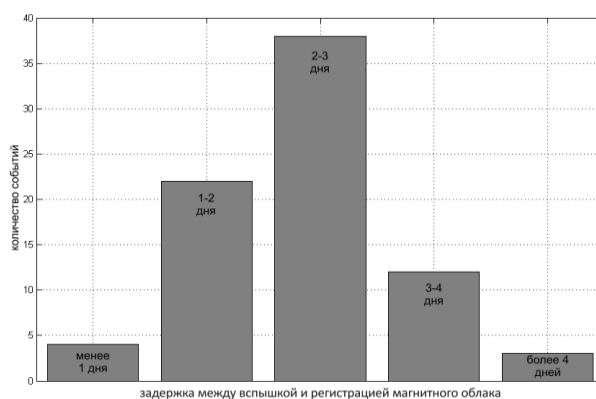


Рисунок 2. Гистограмма числа замеченных событий МО всех типов, от времени задержки между вспышками всех типов и регистрацией МО.

Расчет времени переноса КВМ от Солнца до границ магнитосферы

Результаты выполненного выше статистического исследования носят в целом демонстрационный характер, что возможно является следствием качественных выводов, представленных в каталоге. Поэтому нами предпринято дополнительное исследование, направленное на уточнение связи МО с конкретным КВМ ассоциированным со вспышкой. Для этого выполнен расчет времени переноса визуально зарегистрированного выброса типа КВМ от Солнца до патрульного космического аппарата ACE по формуле (1) согласно работе [7]:

$$\Delta t = \frac{-U + \sqrt{U^2 + 2ad_1}}{a} + \frac{d_2}{\sqrt{U^2 + 2ad_1}}, \quad (1)$$

где U – начальная скорость выброса по данным коронографа LASCO (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/), a – ускорение КВМ, d_1 – дистанция, на которой изменяется скорость КВМ (0,75 а.е.), d_2 – остаток пути (0,25 а.е.). Для быстрых и медленных событий КВМ, дистанции d_1 и d_2 должны варьироваться. Как показала практика применения формулы (1), изменение d_1 для рассматриваемых событий в пределах 0,70-0,76 а.е. не приводит к заметным изменениям результата.

Выше, было показано, как статистически распределяются времена задержки между вспышкой и моментом регистрации КВМ по данным каталога <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>. В этом разделе исследования ту же задержку или опережение момента визуальной (LASCO) регистрации КВМ относительно вспышки мы получим на основе расчета времени переноса КВМ до патрульного спутника ACE. Для этого вычисляется разница между расчетным временем переноса по формуле (1) и временем регистрации КВМ приведенным в каталоге. Результат этой операции представлен на рис. 3, на котором последовательность номеров анализируемых событий вдоль оси абсцисс выстроена таким образом, чтобы имел место рост временного интервала в часах между вспышкой и появлением КВМ.

Оценивая график на рис. 3 можно утверждать, что формула (1) расчета времени переноса [7] визуально зарегистрированного выброса типа КВМ от Солнца до патрульного КА ACE допускает заметную вариативность в определении моментов регистрации вспышек. Тем не менее, медиана задержки (пологая линия) демонстрирует общий тренд с вариациями времени задержки/опережения вспышки по каталогу и

коэффициент корреляции для этих кривых (ломаная и пологая) достигает 0,56. Вычисленная здесь медиана представляет собой медианное значение двумерного массива данных, полученное с учетом сортировки измерений и количества отсчетов. Согласно полученным результатам, расчетная формула допускает появление КВМ раньше ассоциированной вспышки для 19 случаев из 52 рассмотренных, в то время как по данным каталога таких событий было только 4. Это свидетельствует о том, что формула неточна для проанализированных случаев появлений КВМ.

Заметим, что авторы статьи [7] также допускают, что в их модели расчета времени переноса КВМ от Солнца до Земли более чем в 70% случаев возможна погрешность в ± 15 часов. При анализе последовательностей, аналогичных рис. 3, для определения связи всех типов МО с экстремальными X-вспышками и связи МО надежного типа 2 с экстремальными X-вспышками установлено, что корреляция между методами имеет место только для магнитных облаков, возникающих вслед за экстремальными X-вспышками. Таким образом, выполненный здесь сравнительный анализ методов определения времени задержки/опережения вспышки после/до КВМ показал, что в некоторых случаях методы могут дополнять друг друга.

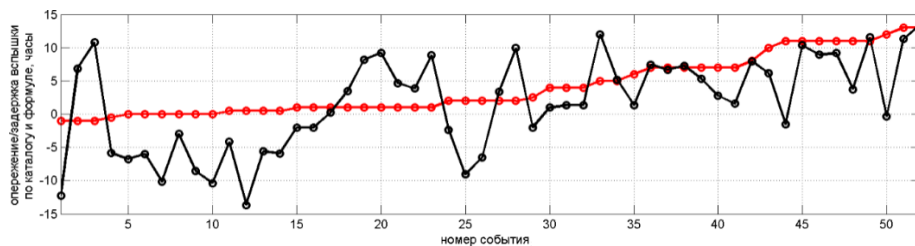


Рисунок 3. Демонстрация задержки или опережения момента регистрации КВМ относительно вспышки как разницы между расчетным временем переноса и временем регистрации КВМ по каталогу. Ломаная линия отвечает времени задержки/опережения вспышки по каталогу, пологая линия является медианой вычисленной задержки.

Заключение и выводы

Продемонстрирована статистическая связь КВМ с солнечной вспышечной активностью, которая позволяет делать выводы о вероятности сопровождения вспышек КВМ. Согласно данным каталога, приоритетными являются ситуации, когда вспышка наблюдалась на несколько часов ранее КВМ. События КВМ, предшествующие вспышке редки. Наибольшие задержки в 10 и более часов наблюдаются для КВМ, следующих за экстремальными X-вспышками. Возникающие при этом КВМ всегда трансформируются в МО. В результате экстремальные вспышечные события ответственны за появление МО, перемещающихся со скоростями выше скоростей спокойного солнечного ветра и достигающих окрестность Земли спустя 2-3 дня. Выполнен сравнительный анализ методов определения времени задержки/опережения вспышки после/до КВМ построенных на данных каталогов и с помощью известной расчетной формулы переноса КВМ в межпланетном пространстве. Заметная корреляция между результатами, полученными двумя методами, имеет место только для магнитных облаков, возникающих вслед за экстремальными X-вспышками. Показано, что в некоторых случаях методы могут дополнять друг друга.

Список литературы

1. Бархатов Н.А., Левитин А.Е., Ревунова Е.А. Прогноз интенсивности геомагнитных бурь, вызываемых магнитными облаками солнечного ветра // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 54. № 6. С. 718–726. 2014.
2. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Динамика высокоширотной геомагнитной активности, обусловленная межпланетными магнитными облаками // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 58. № 2. С. 155-162. 2018.
3. Бархатов Н.А., Ревунова Е.А., Романов Р.В., Бархатова О.М., Ревунов С.Е. Исследование связи параметров локализации солнечных источников магнитных облаков с их характеристиками и суббуревой активностью // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. № 3. С. 70–80. DOI: 10.12737/szf-53201907
4. Бархатов Н.А., Долгова Д.С., Ревунова Е.А. Геомагнитная активность структуры магнитных облаков // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.59. №1. С. 19-29. 2019.
5. Nitta N.V., Hudson H.S. Recurrent flare/CME events from an emerging flux region // Geophysical Research Letters. V. 28. P. 3801. 2001.
6. Harrison R.A. The nature of solar flares associated with coronal mass ejection // Astronomy and Astrophysics. V. 304. P. 585. 1995.
7. Gopalswamy N., Lara A., Yashiro S., Kaiser M.L., Howard R.A. Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections // J. Geophys. Res. V. 106. P. 29207. 2001.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.016

ПРИМЕНЕНИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ НА ГРАФИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОРАХ ДЛЯ МГД МОДЕЛИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ

А.В. Борисенко¹, И.М. Подгорный², А.И. Подгорный¹

¹ФИАН, г. Москва, Россия; e-mail: podgorny@lebedev.ru

²ИНАСАН, г. Москва, Россия

Аннотация. Прогноз солнечных вспышек и появления солнечных космических лучей (СКЛ) является важной научно-технической задачей. СКЛ генерируются во время солнечных вспышек в результате ускорения заряженных частиц в токовом слое в солнечной короне электрическим полем Лоренца $E=V \times B/c$, они представляют серьезную радиационную опасность для людей и технических систем в космосе. Магнитогидродинамическое моделирование (МГД) вспышечных процессов на Солнце позволяет найти появление токовых слоев в солнечной атмосфере - источников магнитной энергии вспышек. Найденные при помощи МГД моделирования электрические и магнитные поля вблизи токового слоя позволяют промоделировать ускорение заряженных частиц. Применяемая ранее последовательная версия программы решения системы МГД уравнений позволяла получить решение МГД уравнений в короне над реальной активной областью, однако такое решение в реальном масштабе времени заняло бы несколько лет. Результаты МГД моделирования в реальном масштабе времени, полученные с помощью параллельных вычислений на GPU - графических процессорах Nvidia Tesla при помощи CUDA технологии показали существенное, на несколько порядков, ускорение расчета по сравнению со старой последовательной версией программы решения системы МГД уравнений. Полученные первые результаты GPU МГД моделирования вспышечной ситуации в реальном масштабе времени над АО 10365 показали появление в некоторых максимумах плотности тока конфигурации магнитного поля X-типа и течения плазмы, которое приводит к образованию токового слоя.

Введение. О необходимости применения параллельных вычислений для МГД-моделирования в солнечной короне

Магнитогидродинамическое моделирование для изучения механизма солнечных вспышек и их прогноза необходимо, прежде всего, по двум причинам:

1. Поскольку прямых измерений магнитного поля солнечной короны к настоящему времени практически не существует (не имеем возможности определения конфигурации магнитного поля), а первичное выделение энергии солнечных вспышек происходит в короне над активной областью (АО) [1].
2. Необходимо изучать сложные процессы в солнечной короне, о которых свидетельствуют наблюдения таких образований, как сигмоидные структуры.

Здесь нельзя не учитывать, прежде всего, течение токов в плазме. Как считают авторы, применение такого сложного и трудоемкого метода, как МГД моделирование оправдывает себя, поскольку позволяет получить более достоверную физическую модель короны со вспышками над активной областью, в частности в сравнении с экстраполяционными методами бессилового приближения магнитного поля. Данные наблюдений "говорят" о достоверности получаемых МГД моделей.

Вспышки возникают в результате выделения магнитной энергии, накопленной в поле токового слоя, который формируется в окрестности особой линии магнитного поля X-типа [2]. Для найденного в результате МГД-моделирования магнитного поля в сложной конфигурации над АО положение токового слоя можно определить с помощью специально разработанной системы графического поиска [3, 4]. Система поиска основана на определении положений локальных максимумов плотности тока, в которых анализируется конфигурация магнитного поля и потока плазмы. На обычном компьютере (Intel (R) Core (TM) i7 CPU 920 @ 2.67GHz) ранее проведенное МГД-моделирование позволяло получить модель только в сокращенном масштабе времени (в 10^{-4} раз быстрее изменение фотосферного магнитного поля). Но из-за появления неустойчивости на границе фотосферы, вызванной неестественно быстрым изменением магнитного поля, появлялось большое количество фиктивных пиков плотности тока, маскирующих токовые слои, что затрудняло использование системы графического поиска. Чтобы избежать появления неустойчивостей на фотосферной границе, большого количества максимумов плотности тока, маскирующих токовые слои, а также установить эволюцию процессов во времени, потребовалось провести МГД-моделирование в реальном времени с использованием специально разработанной конечно-разностной

схемы с временным шагом не превышающем 4×10^{-7} суток в основной части расчетного интервала. В последовательном коде на обычном компьютере для проведения МГД расчетов потребовалось бы 8 лет. Становится необходимым использование как минимум “домашнего суперкомпьютера” с множеством вычислительных потоков для распараллеливания численного решения используемой конечно-разностной схемы [5, 6, 1].

Выбор вычислительного оборудования и программного обеспечения и использование их возможностей для оптимизации распараллеливания вычислений

Для использования параллельных вычислений были подобраны в ходе многочисленных тестов оптимальные параметры конечно-разностной схемы и проведен ряд оптимизаций алгоритма параллельных вычислений, в первую очередь связанных с обменом заданными в расчетной области значениями между основной памятью компьютера и памятью графического ускорителя [1].

Параллельные вычисления проводились с использованием технологии CUDA на графических ускорителях Nvidia GPU, вычислительные потоки которых выполняют параллельные вычисления. Для расчета мы выбирали GPU с высокой скоростью вычислений для каждого потока. Установленное программное обеспечение предоставило дополнительные возможности для оптимизации алгоритма распараллеливания. Для распараллеливания вычислений использовался современный GPU Tesla V100, как наиболее производительный для вычислений с двойной точностью. Использование современного языка Fortran PGI (Portland Group - Fortran, созданного специально для распараллеливания с использованием графических процессоров для ускорителей и видеокарт) позволило проводить параллельные вычисления в точках пространственной сетки в последовательно выбранных трехмерных блоках потоков. Для расчета граничных условий в плоскостях, ограничивающих расчетную область, использовались двумерные блоки потоков. Пример покрытия двумерной сетки двумерными блоками потоков показан на (Рис. 1), покрытие трехмерной сетки трехмерными блоками аналогично.

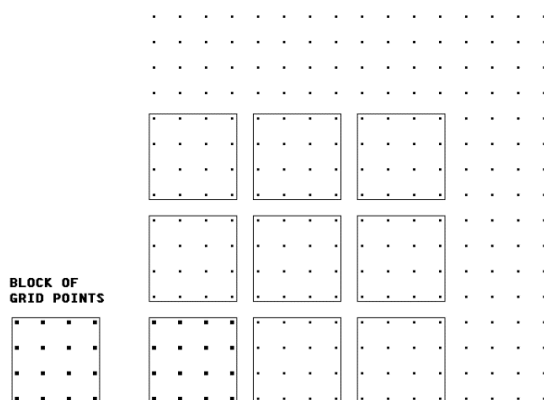


Рисунок 1. Покрытие двумерной сетки двумерными блоками точек, каждая из которых соответствует вычислительному потоку GPU.

Можно грубо представить распараллеливание на GPU, в чем-то аналогично применению директив OpenMP на процессоре (CPU), когда каждый поток графического процессора выполняет вычисления в своей собственной подобласти памяти (Рис. 2). С присущими недостатками тех же OpenMP и др. технологий распараллеливания вычислений (слишком много потоков могут приводить даже к замедлению расчетов, поскольку потокам становится “тесно”, времена ожидания для потоков начинают превышать собственно время вычисления для каждого потока). Конечно главным образом из-за проблем нагрева, потребляемой мощности GPU, частоты GPU всегда ниже частот CPU, обмена данными между быстродействующей памятью GPU и более медленной памятью CPU, интерфейсов мы получаем ускорения CUDA на тысячах графических ядер (потоках) не в тысячу раз, а гораздо меньше по сравнению с одним потоком CPU приблизительно на той же тактовой частоте. Таким образом мы получили максимальное ускорение в CUDA программе МГД моделирования ПЕРЕСВЕТ по сравнению с последовательной версией ПЕРЕСВЕТ в 115 раз на GPU Tesla V100 используя трехмерные блоки размерностью $NX \times NY \times NZ = 4 \times 4 \times 4 = 64$ точек (64 параллельных вычислительных потока, каждый находит значения в своей точке) для “охвата” всей вычислительной области. Выбор блоков меньших и больших размеров кратных двум не показывали ускорение, а приводили даже к замедлению расчетов и ошибкам вычислений.

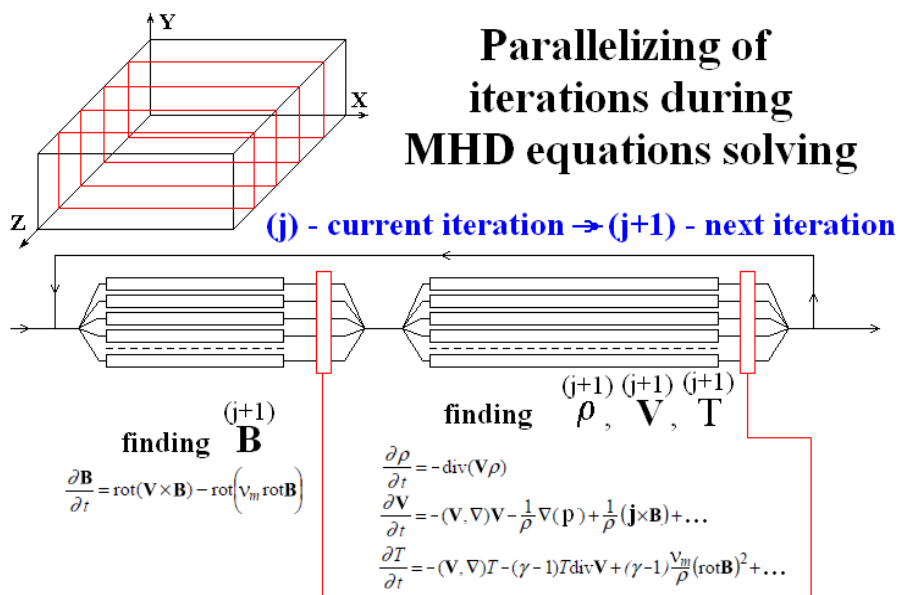


Рисунок 2. Схема распараллеливания системы МГД-уравнений OpenMP потоками.

Ранее использование устаревшей теперь GPU Tesla M2050 позволило нам понять процедуру распараллеливания вычислений для таких разностных схем, как разработанная схема численного решения уравнений МГД, решаемых методом итераций на примере решения уравнения Пуассона (итерации по тому же принципу, что и для уравнений МГД, но значительно упрощенный алгоритм) [7]. Однако параллельные вычисления с использованием трехмерных блоков потоков и передача большого количества параметров процедурам распараллеливания (~100) оказались невозможны для Tesla M2050 (программно-аппаратное обеспечение), не говоря уже о меньшей в ~14-15 раз производительности Tesla M2050 для вычислений с двойной точностью, используемой в программе МГД моделирования в сравнении с Tesla V100.

Тесты МГД программы на дорогих многопроцессорных системах (OpenMP) показали замедление вычислений в несколько раз по сравнению с параллельными вычислениями на одном графическом процессоре с использованием технологии CUDA.

Некоторые результаты МГД-моделирования в реальном времени над AR 10365 в течение одних суток

Эволюция скорости плазмы и плотности тока в центральной плоскости расчетной области для МГД-моделирования в короне над АО 10365 в течение первых 1.2 суток эволюции до вспышек, представлены на (Рис. 3, 4). На Рис. 5 показан пример максимума плотности тока, которые были обнаружены системой графического поиска. В этих максимумах магнитные поля имеют X-образную конфигурацию и возникают потоки плазмы, приводящие к образованию токовых слоев - источников накопления вспышечной энергии.

Наиболее оптимальный выбор параметров разностной схемы [1] позволил рассчитать эволюцию в течение одного дня за ~ 26 дней (Tesla V100, ~0.038 сек. время одной итерации). Для оперативного прогноза это время должно быть меньше суток, нужно работать над дальнейшей оптимизацией, резервы имеются.

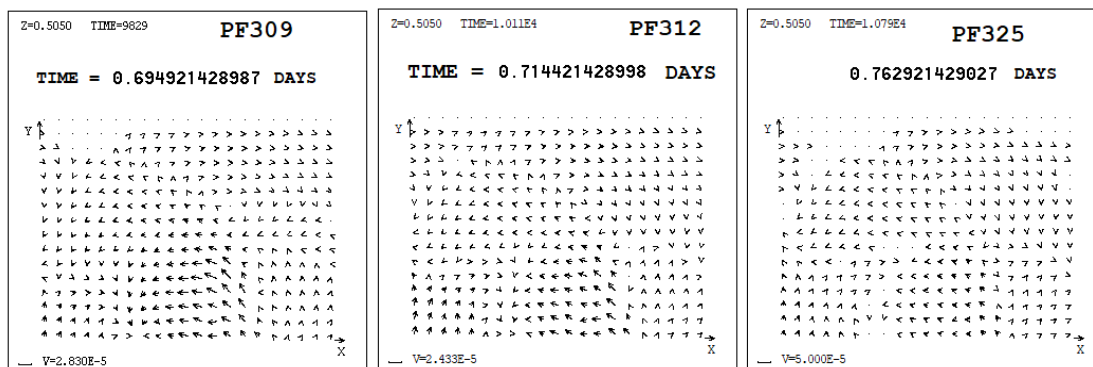


Рисунок 3. Эволюция поля скоростей в плазме центральной плоскости расчетной области.

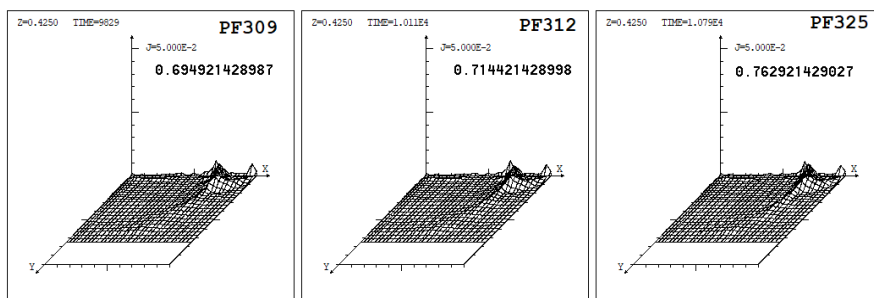


Рисунок 4. Эволюция плотности тока в плазме центральной плоскости расчетной области.

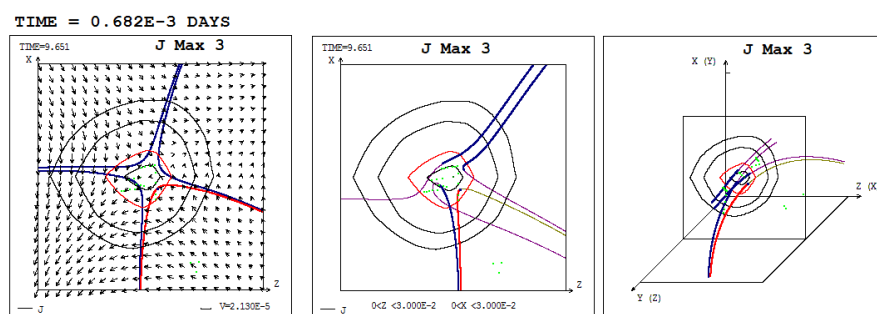


Рисунок 5. 2D и 3D конфигурации магнитного поля и потоки плазмы в максимуме плотности тока.

Выводы

1. МГД-моделирование в короне над АО в реальном масштабе времени для изучения физического механизма солнечной вспышки возможно только с использованием параллельных вычислений.
2. Было выбрано программно-аппаратное обеспечение, которые выполняют быстрые параллельные вычисления, в частности, за счет использования трехмерных блоков вычислительных потоков.
3. В результате применения методов распараллеливания, доступных для выбранного вычислительного оборудования и программного обеспечения, и оптимизации алгоритма распараллеливания [1] скорость вычислений на GPU превысила более чем в 115 раз скорость вычислений на CPU с последовательным кодом (Intel (R) Core (TM) i7 CPU 920 @ 2,67 ГГц). Расчет в реальном масштабе времени эволюции поля и плазмы в короне стал возможен меньше чем за 1 месяц против 8 лет.
4. МГД-моделирование в короне над AR 10365 в течение первых 1.2 суток эволюции показало появление конфигураций X-типа с потоком плазмы, что должно было вызвать образование токового слоя.
5. Пробные расчеты показали возможность дальнейшего увеличения скорости расчетов как за счет использования новейшего оборудования, так и за счет оптимизации алгоритма.

Благодарности. Авторы благодарны команде SOHO/MDI за научные данные, представленные на <http://soi.stanford.edu/mintage/index5.html>, а также специалистам по облачным сервисам, упростившим нам задачу настройки, арендованных удаленных машин для вычислений на GPU.

Список литературы

1. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2020). Study of the solar flare mechanism by MHD simulation in the corona above the active region in real time scale. Proc. 12-th Workshop "Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere", Primorsko, Bulgaria, June, 2020.
2. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2012). Magnetohydrodynamic Simulation of a Solar Flare: 1. Current Sheet in the Corona. *Geomagnetism and Aeronomy*, 52, 150-161.
3. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S. (2017). Magnetic field configuration in corona and X-ray sources for the flare from May 27, 2003 at 02:53. *Sun and Geosphere*, 12, 85-92.
4. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S. (2018). Current sheets in corona and X-ray sources for flares above the active region 10365. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 180, 16-25.
5. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2004). MHD Simulation of Phenomena in the Solar Corona by Using an Absolutely Implicit Scheme. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 44, 1784-1806.
6. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2008). Formation of Several Current Sheets Preceding a Series of Flares above the Active Region AR 0365. *Astronomy Reports*, 52, 666-675.
7. Borisenko A.V., Podgorny I.M., Podgorny A.I. (2019). Using of the supercomputer calculations for study of solar flare mechanism via coronal MHD simulation. *Physics of Auroral Phenomena*, V. 42, №1, P. 92-95.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.017

СВЯЗЬ ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ И КРУПНОМАСШТАБНЫХ СОБЫТИЙ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ С ПОЯВЛЕНИЕМ SC В 23 И 24 ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

С.В. Громов¹, Ю.С. Загайнова¹, В.Г. Файнштейн², Л.И. Громова¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Москва, Троицк; e-mail: sgromov@izmiran.ru

²Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск

Аннотация. В рамках нашего исследования было проведено сравнение вариаций числа корональных выбросов массы (КВМ) и крупномасштабных событий в солнечном ветре с суммарным числом внезапных импульсов в геомагнитном поле SI и внезапных начал геомагнитных бурь SSC в 23 и 24 циклах солнечной активности (СА). Сопоставлены вариации чисел солнечных пятен (чисел Вольфа) с циклическими вариациями появления КВМ за каждый месяц наблюдений коронографов LASCO в 23 и 24 циклах солнечной активности. Так же было исследовано соотношение изменений суммарного числа КВМ различного углового размера с суммарным числом зарегистрированных приходов к Земле межпланетных ударных волн, вызвавших внезапные импульсы в геомагнитном поле (SI) или внезапные начала геомагнитных бурь (SSC), и с суммарным числом крупномасштабных событий в солнечном ветре таких, как EJECTA и MC (Magnetic cloud) согласно каталогу ИКИ.

Введение

Важным направлением исследований солнечной активности является сопоставление изменений циклических вариаций различных характеристик магнитного поля Солнца с числом и параметрами геомагнитных возмущений. Результаты подобных исследований могут быть использованы для прогнозирования явлений космической погоды, к которым относятся геомагнитные бури, вызываемые различными источниками на Солнце и в солнечном ветре. В зависимости от этих источников начало геомагнитной бури может быть внезапным или постепенным. В работе [Обридко и др., 2013] число геомагнитных бурь с внезапным началом и бурь с постепенным началом было сопоставлено с числами Вольфа. Было показано, что изменение в цикле активности числа бурь с внезапным началом хорошо коррелирует с числами Вольфа, в то время как для бурь с постепенным началом эта корреляция практически отсутствует. Также было показано, что число КВМ с угловым размером $WA > 120^\circ$, коррелирует с числом бурь с внезапным началом и с числами Вольфа [Обридко и др., 2013].

Целью нашей статьи является предварительная оценка связей геомагнитных возмущений на Земле и вариаций числа корональных выбросов массы (КВМ), крупномасштабных событий в солнечном ветре и с целью установления критериев их геоэффективности.

Сопоставление изменений циклических вариаций различных характеристик магнитного поля Солнца с параметрами геомагнитных возмущений

В рамках нашего исследования было проведено сравнение вариаций числа корональных выбросов массы (КВМ) и крупномасштабных событий в солнечном ветре с суммарным числом внезапных импульсов в геомагнитном поле SI и внезапных начал геомагнитных бурь SSC в 23 и 24 циклах солнечной активности (СА). Сопоставлены вариации чисел солнечных пятен с циклическими вариациями появления КВМ за каждый месяц наблюдений коронографов LASCO в 23 и 24 циклах солнечной активности [Gopalswamy et al., 2009]. Было исследовано соотношение вариаций суммарного числа КВМ различного углового размера ($WA \geq 180^\circ$) с суммарным числом зарегистрированных приходов к Земле межпланетных ударных волн (SC), вызвавших внезапные импульсы в геомагнитном поле (SI) или внезапные начала геомагнитных бурь (SSC), представленные в Каталоге SC Международной Ассоциации Геомагнетизма и Аэронавтики (IAGA), и с суммарным числом крупномасштабных событий в солнечном ветре таких, как EJECTA и MC согласно каталогу ИКИ [Ермалаев и др., 2009].

Из приведенных на рис. 1 кривых можно сделать вывод, что временные изменения суммарного за месяц числа зарегистрированных КВМ (N_{CME}) и числа солнечных пятен близки на фазе роста и в максимуме 23 цикла, и существенно различаются с середины спада активности до окончания минимума и начала роста

интенсивности 24 цикла. Заметны области в среднем слабо нарастающего числа КВМ на фоне его сильных колебаний («квазиплато»).

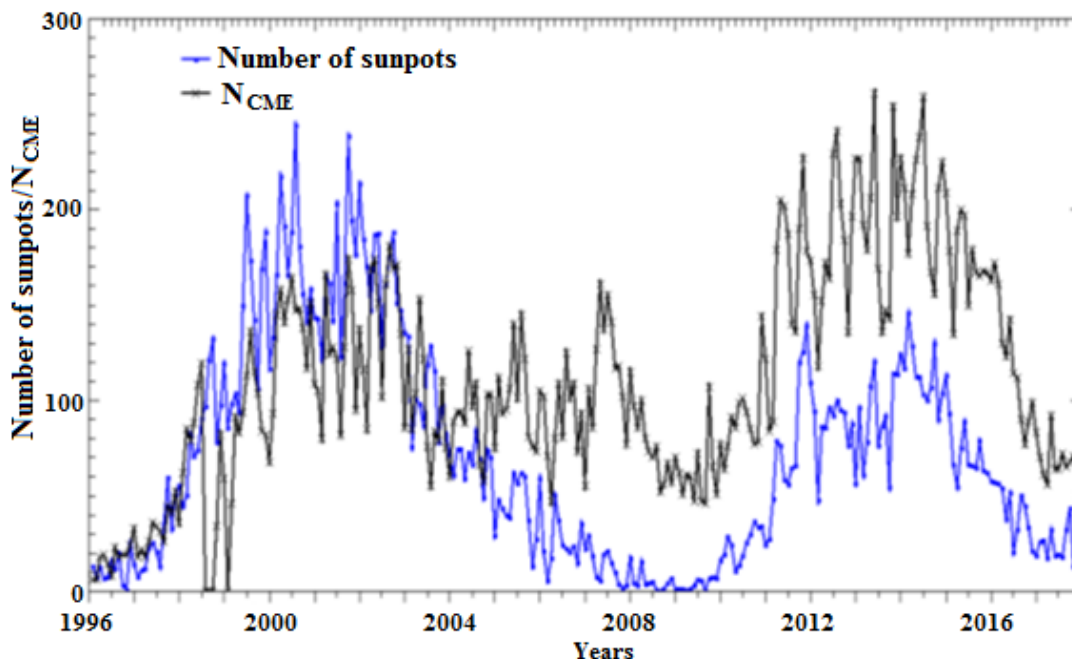


Рисунок 1. Сравнение вариаций среднемесячного числа солнечных пятен (синяя линия с точками) и суммарного за месяц числа зарегистрированных КВМ - N_{CME} (черная линия) для 23 и 24 циклов солнечной активности.

На рисунке 2 демонстрируется, что общее число зарегистрированных за месяц КВМ в максимуме 23 цикла меньше, чем в максимуме 24 цикла, в то время как, суммарное число ЕЖЕСТА и МС, и суммарное число SC, напротив, в максимуме 23 цикла больше, чем в максимуме 24 цикла.

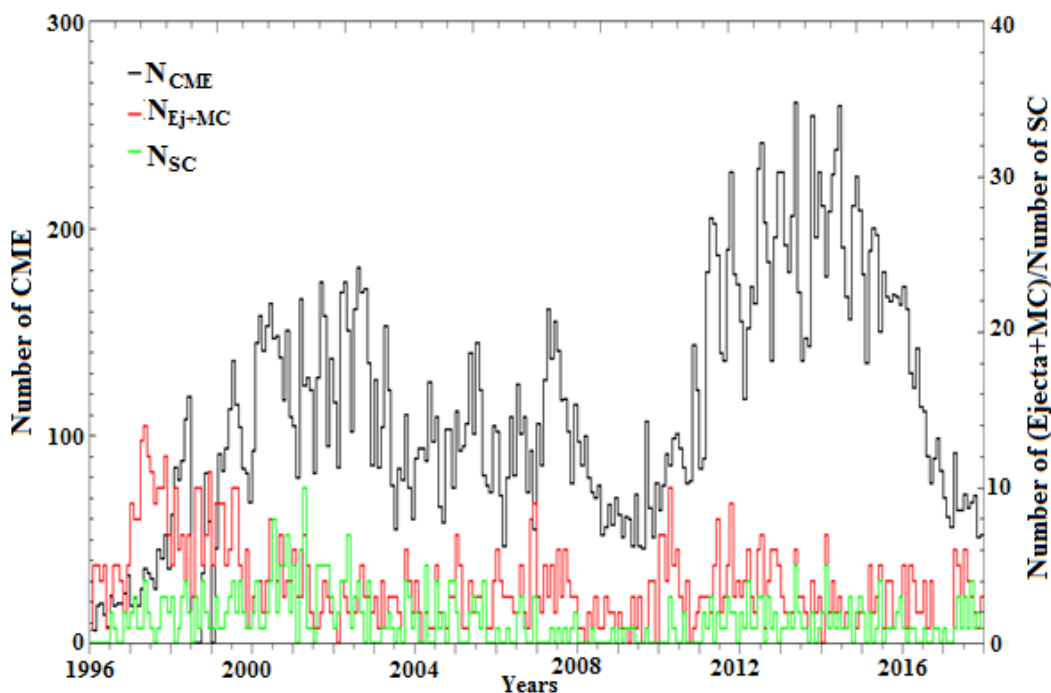


Рисунок 2. Сравнение вариаций общего числа зарегистрированных за месяц КВМ - N_{CME} (черная кривая) с суммарным числом внезапных импульсов SI и внезапных начал бурь SSC, - N_{SC} (зеленая), а также с суммарным числом ЕЖЕСТА и МС - N_{Ej+MC} (красная) для 23 и 24 циклов СА.

Анализ кривых на рисунке 3 показал, что суммарное число гало-КВМ и полугало-КВМ в максимуме 23 цикла меньше, чем в максимуме 24 цикла, в то время как, суммарное число ЕЕЖТА и МС, и суммарное число SI и SSC (SC), напротив, в максимуме 23 цикла больше, чем в максимуме 24 цикла.

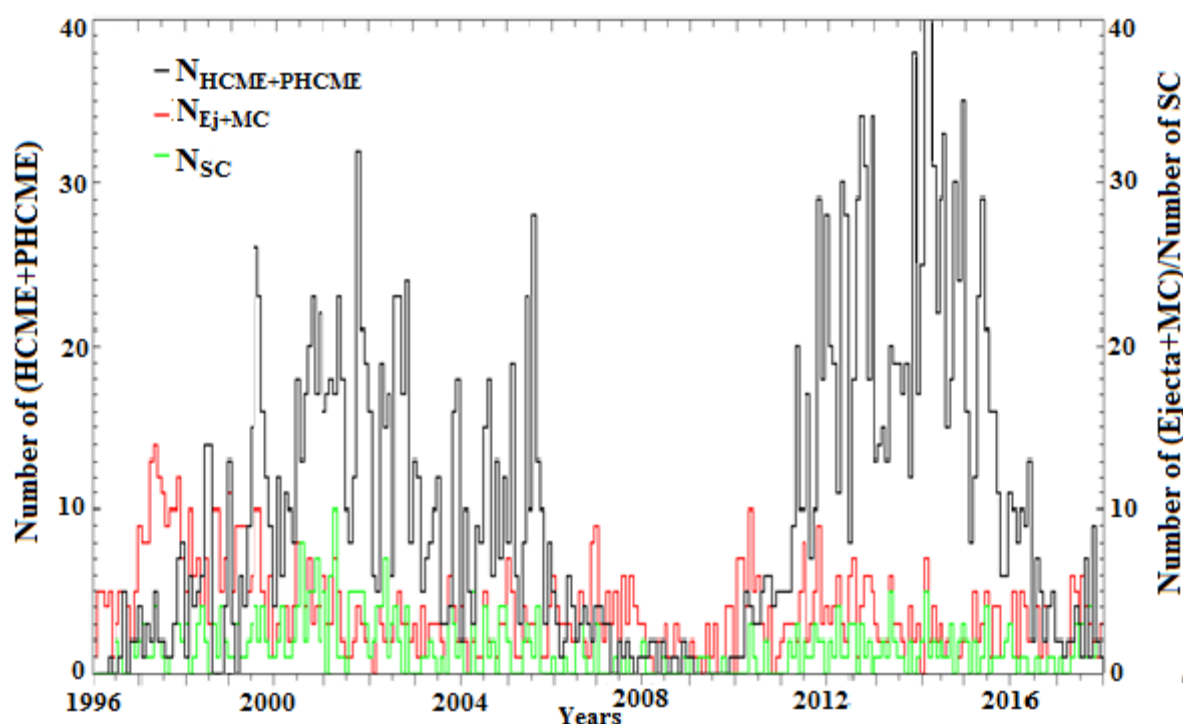


Рисунок 3. Сравнение вариаций суммарного за месяц числа гало-КВМ и полугало-КВМ - $N_{HCME+PHCME}$ (черная линия) с суммарным числом внезапных импульсов SI и внезапных начал бурь SSC , - N_{SC} (зеленая), а также с суммарным числом ЕЕЖТА и МС - N_{Ej+MC} (красная) для 23 и 24 циклов СА.

В затянувшемся минимуме СА между 23 и 24 солнечными циклами есть период, когда суммарное число SC превышает суммарное число гало-КВМ и полугало-КВМ. Можно предположить, что в генерацию SC в период минимума СА между 23 и 24 циклами СА вносят вклад КВМ с еще более малым угловым размером, чем 180° . Однако, из рис. 3 явно видно, что в минимуме СА существует «нехватка» числа выбросов массы с широким угловым размером $WA \geq 180^\circ$ по сравнению с числом SC , а в максимумах активности – их превышение. Выявленную особенность можно объяснить погрешностью измерений, связанную с особенностью наблюдений/выявлений КВМ, т.е., например, часть КВМ «экранируется» затмевающим диском искусственной Луны коронографов SOHO. Но, тогда, общее число выбросов массы, имеющих широкий угловой размер, $N_{HCME+PHCME}$ должно возрасти, как в минимуме СА, так и в максимуме, и в таком случае логично предположить, что в максимуме СА будет еще большее несоответствие между значениями числа $N_{HCME+PHCME}$ и числом SC . Этот вопрос требует продолжения исследований, как и вопрос оценки и уточнения значения углового размера WA , выбранного нами в качестве критерия отбора «геоэффективных» выбросов массы. Несомненный интерес вызывает вопрос поиска дополнительных параметров, которые позволили бы объяснить выявленные особенности поведения $N_{HCME+PHCME}$ и SC . Кроме этого, хотелось бы отметить, что расхождение в поведении $N_{HCME+PHCME}$ и SC может быть связано с неточностью подсчета числа «геоэффективных» выбросов массы, например, мы не учитываем, так называемые, КВМ типа «стелс», которые, как отмечают некоторые авторы (см., например, работу [D’Huys et al., 2014]), регистрируются преимущественно в минимуме СА, и могут вызывать геомагнитные возмущения [Zagainova et al., 2020].

Заключение

В рамках нашего исследования мы развиваем тему сравнения вариаций числа корональных выбросов массы (КВМ), крупномасштабных событий в солнечном ветре и геомагнитными возмущениями на Земле с целью установления критериев их геоэффективности.

- Установлено, что временные изменения суммарного за месяц числа зарегистрированных наблюдений коронографов LASCO в 23 и 24 циклах солнечной активности KBM и чисел солнечных пятен близки на фазе роста и в максимуме 23 солнечного цикла и существенно различаются с середины спада солнечной активности.

- Показано, что в затянувшемся минимуме СА между 23 и 24 солнечными циклами число есть период, когда число зарегистрированных SSC и SI (SC) превышает суммарное число гало-KBM и полугало-KBM.

- Выдвинуто предположение, что в генерацию SC могут вносить вклад KBM с малым угловым размером ($<180^\circ$).

Использованные данные

Наши исследования были основаны на данных из следующих каталогов:

Данные о числе солнечных пятен в 23 и 24 солнечных циклов - Каталог солнечных пятен

http://solarscience.gsfc.nasa.gov/greenwch/spot_num.txt

Данные о количестве KBM - Каталог зарегистрированных KBM

http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/

Данные о количестве гало-KBM и полугало-KBM - Каталоге гало-KBM и полугало-KBM

http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/

Данные о количестве SC - Каталог SC IAGA

<http://isgi.unistra.fr/>

Данные о крупномасштабных событиях в Солнечном ветре (ЕJЕСТА и МС) - Каталог Института космических исследований (ИКИ РАН)

<ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/>

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 20-02-00150.

Список литературы

Ермалаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. // Космические исследования, 2009, Т.47, №2, С. 99-113.

Обридко В.Н., Канониди Х.Д., Митрофанова Т.А., Шельтинг Б.Д. // Геомагнетизм и аэрномия, 2013, Т.53, №2, С. 157-166.

D'Huys E., Seaton D.B., Poedts S., Berghmans D. // Astrophys. J., 2014, V. 795, Is. 1, P. 1-12.

Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G., et al. The SOHO/LASCO CME Catalog // Earth Moon Planet, 2009, V.104, P. 295-313.

Zagainova Iu. S., Fainshtein V.G., Gromova L.I., Gromov S.V. // JASTP, 2020, V. 208, 105391.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.018

ТРЕХКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕЛИОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И МОДУЛЯЦИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

М.С. Калинин, М.Б. Крайнев, А.К. Свиржевская, Н.С. Свиржевский

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Аннотация. В работе предложена трёхкомпонентная модель гелиосферного магнитного поля, основанная на данных измерений дальних космических аппаратов. Широтная составляющая поля возникает при отказе от закона обратных квадратов для радиальной компоненты. При этом долготная компонента связана с радиальной классическим паркеровским соотношением. В целом модель соответствует данным измерений магнитного поля дальними космическими аппаратами и ориентирована на применение в задачах долговременной модуляции галактических космических лучей в 11-летних циклах солнечной активности.

Введение

Одной из первых работ, относящихся к описанию структуры гелиосферного магнитного поля (ГМП) является статья Паркера [1]. Эта работа, вышедшая из печати в 1958 году, когда не было даже околоземных измерений солнечного магнитного поля, оказалась удивительно прозорливой и не потеряла своей актуальности до настоящего времени.

Позднее, когда группой авторов было сформулировано уравнение модуляции космических лучей (КЛ) в современном виде [2, 3, 4], вопрос о координатной зависимости ГМП на больших пространственных масштабах приобрёл особую актуальность, поскольку в рамках уравнения потребовалось знание координатной зависимости напряжённости ГМП во всей гелиосфере. В последние годы появилось несколько работ, посвящённых анализу и обобщению данных измерений (см., например, [7]) на эту тему.

В данной работе рассмотрены модификации ГМП, которые применяются для описания потоков галактических КЛ в рамках решения уравнения модуляции, и предложена его новая модификация. Целью данного анализа является исследование структур ГМП, наиболее полно описывающих долговременные (среднемесячные) вариации потоков ГКЛ и основных их свойств в циклах солнечной активности.

Уравнение модуляции ГКЛ

Уравнение модуляции в современном виде [2, 3, 4] формулируется для функции плотности числа частиц $N(r, p, t)$, связанной с потоком (интенсивностью) $U(T, t)$ соотношением $U = p^2 N(\mathbf{r}, p, t)$, где T - кинетическая энергия, p - величина импульса частицы, t - время:

$$\partial N / \partial t - \nabla \cdot (\mathbf{K}_S \cdot \nabla N) + (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla N - (\nabla \cdot \mathbf{V} / 3) \cdot \partial N / \partial \ln p = 0. \quad (1)$$

Симметричный тензор диффузии \mathbf{K}_S в системе координат с ортом \mathbf{n}_1 вдоль вектора ГМП представляется тремя независимыми коэффициентами $K_{11} = K_{\parallel}$, $K_{22} = K_{\perp 0}$, $K_{33} = K_{\perp r}$. Скорость дрейфа, по определению, выражается равенством $\mathbf{V}_d = [\nabla, \mathfrak{Z}(S) K_T \mathbf{n}_1]$, где $\mathfrak{Z}(S)$ - знаковая функция, принимающая значение 1 при положительном аргументе и -1 при отрицательном, $K_T = \text{sign}(qA) \cdot (pv / 3qB)$ - дрейфовый (трансверсальный) коэффициент; $A = \pm 1$ - описывает полярность общего поля Солнца, v, q - скорость частицы и её заряд, B - величина напряжённости ГМП. Аргументом знаковой функции \mathfrak{Z} является функция S , где $S(\mathbf{r}, t) = 0$ - уравнение поверхности гелиосферного токового слоя (ГТС, трёхмерная поверхность, на которой ГМП меняет знак). В практических расчётах применяется модель ГТС, получившая название «модель наклонного токового слоя» (НТС) с одним модельным параметром - углом наклона α гелиосферного токового слоя к плоскости гелиоэкватора [4]. Коэффициенты уравнения (1) обычно являются осесимметричными функциями, но наличие трёхмерного ГТС приводит к зависимости решения (1) от всех трёх переменных r, θ, φ .

Гелиосферное магнитное поле

Магнитное поле является основным модулирующим фактором ГКЛ в гелиосфере. К 80-м годам прошлого века стало ясно, что классическое двухкомпонентное паркеровское поле с компонентами

$$B_r = \frac{B_r(r_0)r_0^2}{r^2}, \quad B_\theta = 0, \quad B_\varphi = -\frac{\omega(r-r_S)\sin\theta}{V}B_r, \quad (2)$$

$\omega = 2.7 \cdot 10^{-6}$ рад/с – угловая скорость солнечного вращения, r_S – радиус поверхности источника ГМП, V – радиальная скорость СВ, не описывает данные измерений модуляции потоков галактических КЛ в 11-летних солнечных циклах при положительной полярности $A=1$ общего магнитного поля Солнца. Требовалось некоторое усиление ГМП в приполярных областях гелиосферы таким образом, чтобы в остальной части гелиосферы компоненты магнитного поля описывались равенствами (2).

В настоящее время при описании долговременных вариаций интенсивности применяются две модификации ГМП:

1) модификация Джокипи – Кота [5]

$$B = \frac{B_r(r_0)r_0^2}{r^2} \sqrt{1 + \frac{\sigma_{JK}^2 r^2}{r_0^2} + \left[\frac{\omega(r-r_S)\sin\theta}{V} \right]^2}, \quad B_\theta = \frac{\sigma_{JK} B_r r}{r_0 \sin\theta}, \quad r_0 = 1 \text{ АЕ}, \quad \sigma_{JK} \approx 8.7 \cdot 10^{-5}, \quad (3)$$

$r_0 \approx 0.005$ АЕ, а две другие компоненты ГМП даются выражением (2);

и

2) Смита – Бибера [6] с компонентами

$$B_r = \frac{B_r(r_0)r_0^2}{r^2}, \quad B_\theta = 0, \quad B_\varphi = -B_r \cdot \left[\sigma_{SB} \frac{r}{r_S} + \frac{\omega(r-r_S)\sin\theta}{V} \right], \quad (4)$$

$$\sigma_{SB} = -\frac{B_\varphi(r_S)}{B_r(r_S)} \cdot \frac{V(r_S)}{V(r \gg r_S)} \approx 0.014.$$

Обе модификации удовлетворяют условию $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, а модификация Смита – Бибера отличается от паркеровской более сильной закрученностью спирали силовых линий ГМП. Применение трёхкомпонентной модификации Джокипи – Кота усложнено в силу расходимости B_θ на гелиополусах.

В последние годы вышли работы, в которых делается вывод об отклонении радиальной компоненты ГМП от закона обратных квадратов, по крайней мере, до гелиоцентрических расстояний ≈ 5 АЕ [7].

Если предположить, что радиальная компонента изменяется по закону $B_r = A \left[\frac{r_0}{r} \right]^{2-\delta}$, $A = B_r(r_0)$, $\delta > 0$,

то при условии сохранения кинематической связи между радиальной и долготной компонентами, для угловых компонент ГМП получим:

$$B_\varphi = -\frac{\omega(r-r_S)\sin\theta}{V}B_r, \quad B_\theta = \delta \cdot B_r \cdot V / \frac{\partial V}{\partial \theta}. \quad (5)$$

Трёхкомпонентное ГМП (5) удовлетворяет условию $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, но следующее из соображений симметрии требование $B_\theta = 0$, $\delta = 0$ на гелиополусах приводит к зависимости параметра δ от гелиошироты. Согласно данным измерений $|B_\theta| \leq |B_r|$ до расстояний в несколько АЕ, поэтому из (5) для δ получаем ограничение

$$\delta \leq \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial \theta}.$$

Результаты расчётов с трёхкомпонентным ГМП

Решение задачи (1) в рамках трёхкомпонентной модели (5) проводилось при упрощённой зависимости скорости СВ от полярного угла $V = V_0(1 + |\cos\theta|)$, $V_0 = 400$ км/с – скорость на гелиоэкваторе. Модельный параметр δ выбирался таким, чтобы во всей гелиосфере выполнялось условие $|B_\theta| < |B_r|/2$ при заданной скорости СВ. Другие параметры модели кратко описаны в статьях [8, 9], а немодулированный спектр протонов был взят из работы [10]. Постоянный коэффициент, определяющий величину компонент тензора диффузии, подбирался для лучшего согласия с протонными спектрами в минимуме СА 2009 года [11]. С учётом того, что 2009 год относится к минимуму с $A = -1$, дрейфовый коэффициент был выбран равным единице (эффекты дрейфа максимальны).

Заключение

Результаты расчётов, приведенные на рисунке 1, показывают, что трёхкомпонентная модель ГМП (5) удовлетворительно описывает измеренные энергетические спектры из [11]. Тем не менее, в области малых энергий $T < 200$ МэВ расчётные точки выходят за пределы ошибок измерений. Этот факт связан с очень малыми широтными градиентами, возникающими при включении слабого по величине B_0 . Малость градиентов приводит к ослаблению дрейфового механизма модуляции и относительному усилению диффузионного, препятствующего проникновению частиц из приэкваториальных областей гелиосферы к приполярным. В целом это приводит к избытку частиц малых энергий на орбите Земли.

Рисунок 2 показывает, что амплитуда модуляции ГКЛ в модели ГМП (5) пригодна для описания интегральной интенсивности в последовательных 11-летних циклах СА, поскольку вариации спектров ГКЛ в 2006-2010 годах по расчётной модели соответствуют их вариациям при расчётах по двухкомпонентной модификации Смита-Бибера (4), хорошо описывающей вариации интегральной интенсивности в минимумах солнечных циклов.

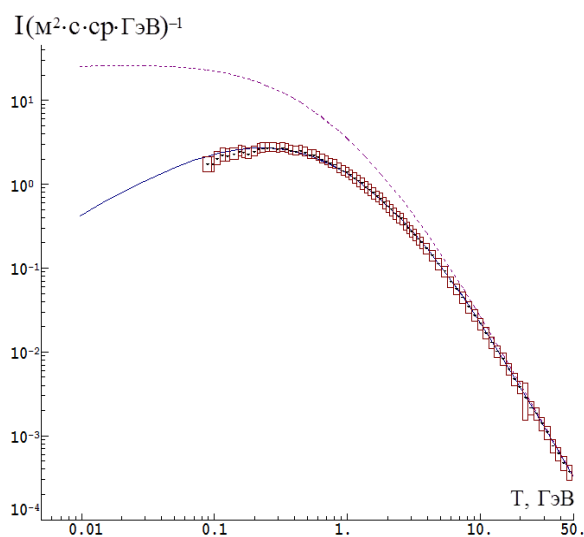


Рисунок 1. Пунктирная линия – немодулированный спектр протонов [10]. Светлые прямоугольники – данные по протонам в минимуме 2009 года [11]. Тёмная сплошная линия – расчёт для протонов в минимуме 2009 года.

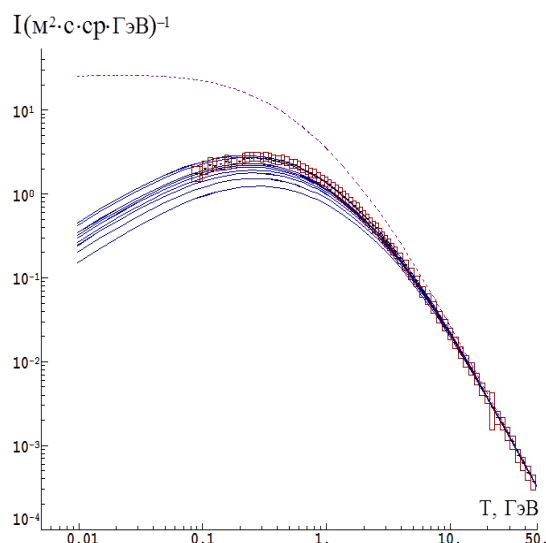


Рисунок 2. Светлые прямоугольники – данные по протонам в минимуме 2009 года [11]. Тёмные сплошные кривые – расчёт с полугодовой скважностью за 2006-2010 годы.

Благодарности. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 18-02-00582_a).

Литература

1. Parker E.N. // *Astrophys. J.* 1958. V. 128. P. 664–676.
2. Крымский Г.Ф. // *Геомаг. и аэрон.* 1964. Т. 4. № 6. С. 977–986; *Geomag. Aeron.* 1964. V. 4. N. 6. P. 977–986.
3. Parker E.N. // *Planet. Space Sci.* 1965. V. 13, P. 9–49.
4. Jokipii J.R., Levy E.H. and Hubbard W.B. // *Astroph. J.* 1977. V. 213. P. 861–868.
5. Jokipii J.R., Kota J. // *J. Geophys. Res. Lett.* 1989. V. 16. N. 1. P. 1–4.
6. Smith C.W., Bieber J.W. // *Astrophys. J.* 1991. V. 370. P. 435–441.
7. Khabarova O., Obridko V. // *Astrophys. J.* 2012. V. 761:82 (10pp).
8. Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 5. С. 663–666; *Kalinin M.S., Bazilevskaya G.A., Krainev M.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. V. 79. № 5. P. 606–609.
9. Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83, № 5, С. 610–613; *Kalinin M.S., Bazilevskaya G.A., Krainev M.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. V. 83. № 5. P. 551–554.
10. Bisschoff D., Potgieter M.S., and Aslam O.P.M. // *Astrophys. J.* 2019. 878:59 (8pp).
11. Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. // *Astrophys. J.* 2013. V. 765:91 (8pp).

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.019

ПОНИЖЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МАЕ 2019 ГОДА В 24-М СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

Л.А. Трефилова, П.Г. Кобелев, А.В. Белов, Е.А. Ерошенко, В.А. Оленева, В.Г. Янке

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, ИЗМИРАН, Москва, Россия

Аннотация

В работе проведен анализ специфического понижения на фоне минимума в 24 цикле солнечной активности в конце апреля - мае 2019. Предполагается, что наблюдаемое медленное понижение и восстановление потока космического излучения представляет собой серию небольших Форбуш понижений.

Введение

С июля 2018 года наблюдался самый спокойный период в минимуме Солнечной активности (СА) 24-го солнечного цикла. На этом фоне резко выделяется первая половина мая 2019 года. С 28 апреля по 17 мая на фоне глубокого минимума СА имело место примечательное событие, особенностью которого являлось небольшое (до 4%), но продолжительное понижение интенсивности космических лучей (КЛ), измеряемой нейтронными мониторами (~10 суток). Такое понижение считается относительно небольшим изменением интенсивности в целом, однако достаточно необычным и достойным внимания в условиях минимума СА. Это хорошо иллюстрируют вариации КЛ на станции Москва, показанные на рис. 1 (верхняя панель).

Подобные события редки: похожее событие наблюдалось в сентябре 1979 года [1], однако с намного большим понижением интенсивности КЛ (более 10%), что является характерным для максимума СА. Несмотря на это, событие сентября 1979 года в каком-то смысле стандартное по сравнению с событием мая 2019 года. Определённое сходство с событием мая 2019 года удалось найти еще в нескольких случаях – в апреле 1980, в июле 2000 и июле 2006 с амплитудами 6%, 11% и 3,5% соответственно. Первые два наблюдались в максимуме СА, последнее в конце максимума - начале минимума.

Исследуемое явление, предположительно, имеет глобальный характер. Рассматривая расположение Марса и Юпитера относительно Солнца в начале мая, можно сказать, что выбросы в мае 2019 года могли влиять также на поток на орбите этих планет. Вариации КЛ на Земле, Марсе и юпитерианские электроны, зафиксированные вблизи Земли, представлены на рис.1. Поскольку Марс находился в зоне восточного лимба, в результате мощного солнечного события 28 апреля в начале мая на рад RAD -детекторе на Марсе вероятность значительного ФП была выше, чем у Земли. На марсианском детекторе вариации имели в целом ту же временную зависимость и примерно такую же величину, что и вблизи земли для 10 ГВ. Однако 9-10 и 21-22 мая на RAD-детекторе наблюдалось ФП со значением 2-3%, что свидетельствует о глобальном характере изучаемых явлений.

Вариации электронного потока Юпитера вблизи орбиты Земли на порядок больше, чем вариации потока протонов 10 ГВ, и временной ход повторяется в первой половине мая. Но, как следует из рис. 1, Земля и Юпитер в тот момент находились не на одной силовой линии. И это также свидетельствует в пользу глобального снижения интенсивности КЛ.

Подробное описание детектора RAD и прибора SOHO / ERNIN можно найти в [2] и [4] а так же в данных базы [3] и [5] соответственно. Вариации потока юпитерианских электронов вблизи орбиты Земли на порядок превышают вариации потока 10 ГВ-протонов, и временной ход в первой половине мая для них в значительной мере схож. Однако, как следует из рис.1, Земля и Юпитер в тот момент не находились на одной силовой линии, что также свидетельствует в пользу глобального снижения интенсивности КЛ.

Параметры солнечного ветра

По данным [6] с 28 апреля по 12 мая было зафиксировано 13 из 38 значительных выбросов наблюдавшихся с июля 2018 по декабрь 2019, что составляет ~ 35%. Все 13 выбросов исходили из двух областей, которые существовали долгое время в активном состоянии. Регулярные выбросы не давали возможности восстановиться КЛ и поддерживали процесс понижения.

Наиболее сильные выбросы из этих активных областей наблюдались с 28 апреля по 12 мая 2019 года. 28 апреля был выброс за западным лимбом. Этот выброс не в одиночку создал понижение, в это время пришло возмущение, созданное потоком плазмы из корональной дыры, наблюдавшейся в центре солнечного диска 27 апреля. Затем был значительный выброс 30 апреля, представлявший на коронографе обратное гало.

Следующий наблюдался за восточным лимбом 1 мая. Далее с 3 мая по 5 мая наблюдался ряд выбросов на восточном лимбе, которые, в свою очередь, дали ФП 6, 7 и 8 мая. 6 мая зафиксирован выброс на востоке видимого солнечного диска, а 9 мая небольшое ФП. 8 и 9 мая были выбросы в видимой восточной части солнечного диска, давшие 10 мая и 11 мая ряд ФП. Такие непрерывные выбросы не давали возможности восстановиться КЛ. Только после 12 мая пошло восстановление, так как несколько дней значимых процессов не наблюдалось. 12 мая вновь был достаточно большой выброс в виде прямого гало, который привел к ФП 16 мая, не дав до конца восстановиться КЛ. После 13 мая событий не наблюдалось, и КЛ начали восстанавливаться с 17 мая и восстановились к 26 мая. Продолжительность события составила около 25 суток. Это говорит об изменениях характеристик межпланетной среды в масштабах гелиосферы.

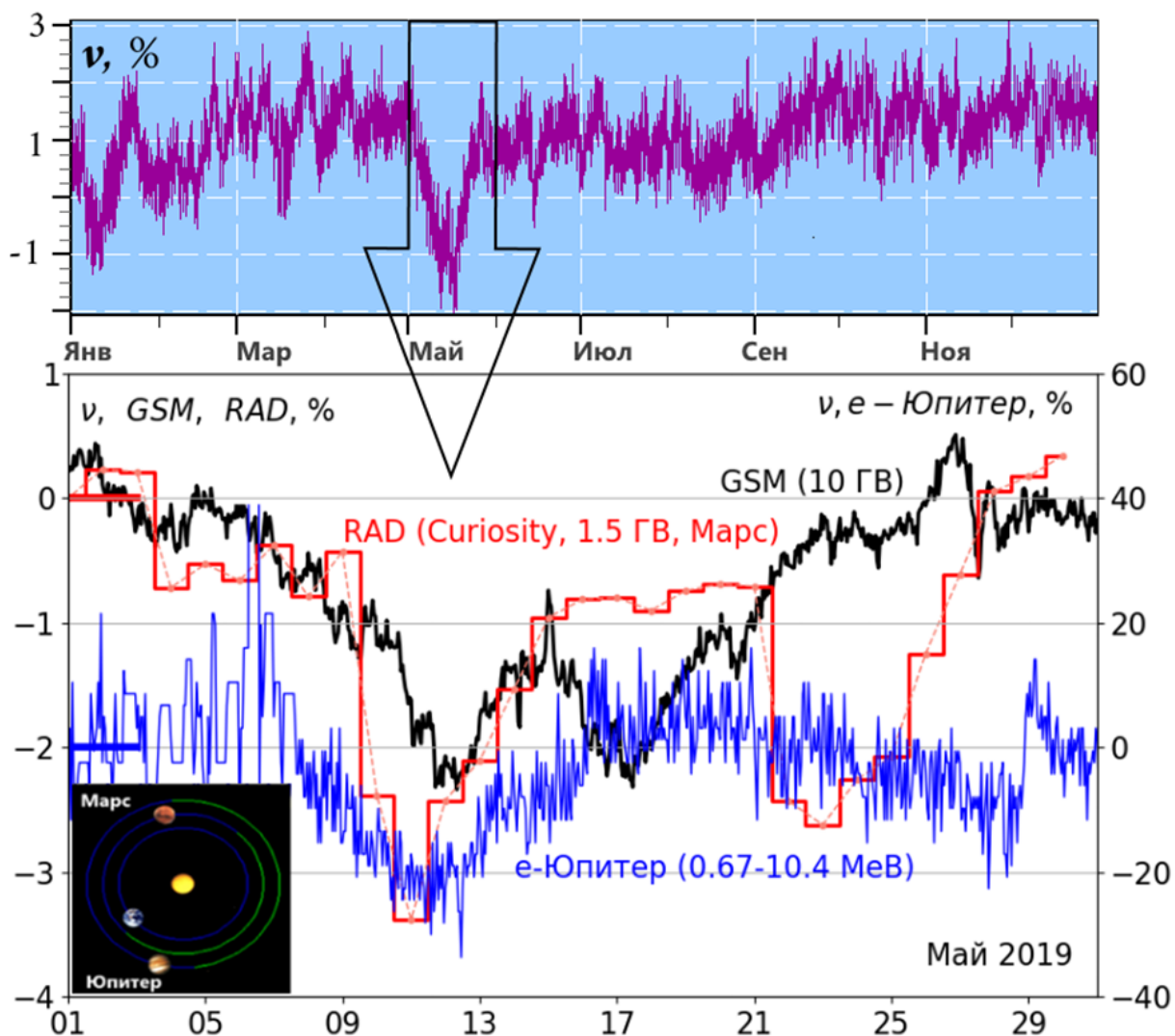


Рисунок 1. Вариации космических лучей на среднеширотной станции Москва, потока на орбите Земли, Марсе и вариации потока электронов Юпитера, зарегистрированных на орбите Земли.

Методика выделения форбуш-эффектов

Список выделенных [7] ФП приведен в таблице 1. На рисунке 2 приведена плотность космических лучей в мае 2019 года, найденная глобально спектрографическим методом [8] по данным мировой сети. Методику выделения ФП рассмотрим на примере события 1 мая, где амплитуда понижения достигала 0.9%. Каждое событие определяется по изменению различных параметров, главным образом составляющих магнитного поля, скорости солнечного ветра, плотности и температуры. На рисунке 2 (вставка) видно увеличение скорости ветра, а также некоторое увеличение других параметров.

Затем происходит некоторое снижение всех показателей, которое сменяется другим ростом, что свидетельствует о следующем ФП. Таким образом, мы получаем ФП с последующим восстановлением. Переносим временной интервал на график амплитуды нулевой гармоники, мы можем выделить ФП. Этот же метод применяется для всех других событий.

Таблица 1: Форбуш-эффекты, наблюдавшиеся вблизи орбиты Земли в мае 2019 года. Для каждого события приведена максимальная амплитуда эффекта FD_m , максимальное магнитное поле и скорость солнечного ветра V_m и V_m .

	Источник Время	Форбуш дата / время	FD_m , %	V_m , нТл	V_m , км/с
1	28.04 (8:24); КД	01.05 (13:00)	0.9	9.1	569
2	30.04(10:12); КД	03.05(18:00)	0.6	11.9	505
3	04.05 (0:00)	07.05(19:00)	0.8	11.9	380
4	06.05 (1:24)	09.05(6:00)	0.5	14.3	380
5	08.05(2:00)	10.05(18:00)	1.3	9.1	556
		12.05 небольшое восстановление			
6	11.05 (3:48)	14.05(0:00)	1.1	14.3	556
7	12.05 (21:12)	15.05(18:00)	0.9	8.4	480
		16.05 восстановление			

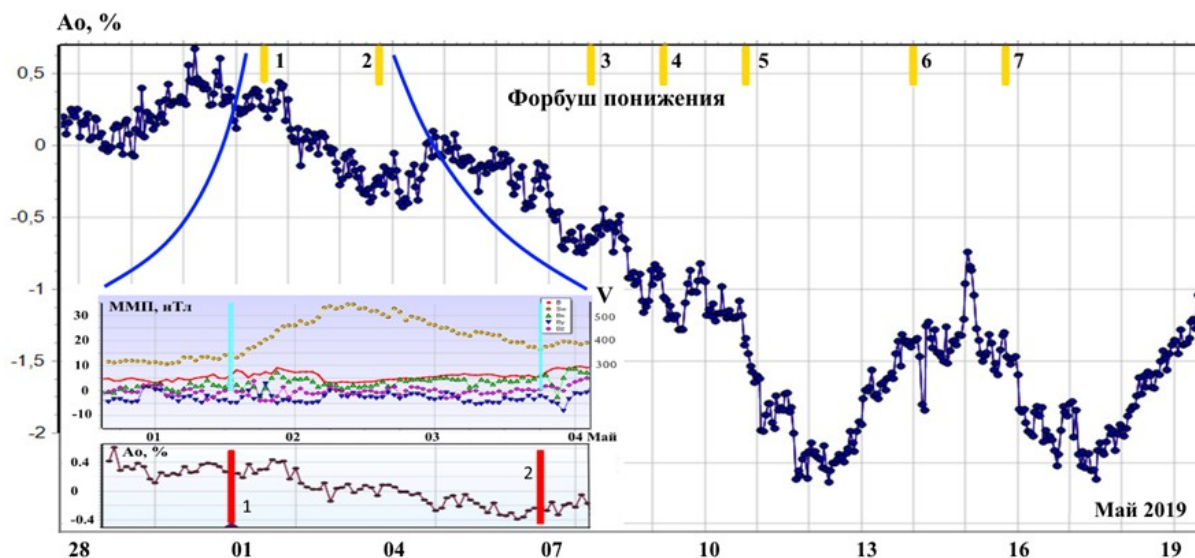


Рисунок 2. Плотность космических лучей в мае 2019 года. Верхние риски на рисунке - все Форбуш эффекты, которые в совокупности представляют собой понижение в мае 2019 в соответствии с табл. 1. На вставке приведен пример для Форбуш эффекта 1 мая 13:00 (амплитуда 0.9%) с иллюстрацией методики выделения события на основании изменений параметров солнечного ветра.

Анализ характеристик солнечного ветра позволяет увидеть, что из-за значительной частоты вспышек, следовавших за первоначальным снижением активности корональных дыр 1-3 мая, а затем за счет выбросов, КЛ не успели восстановиться, сформировав ряд ФП, приведших к снижению.

Внутри выбросов плотность солнечного ветра достигает больших значений, чем обычно. Плазма высокой плотности закрывает силовые линии для КЛ некоторых направлений, уменьшая число регистрируемых частиц. На поток КЛ сильное влияние оказывают магнитные поля. В нормальных условиях магнитное поле

можно представить как квазиспиральное, КЛ движутся по силовым линиям, большей частью, по направлению к Солнцу. Выброс можно представить в виде кольца с накрученным на нем полем, которое имеет различные значения и направлено большей частью поперек магнитных линий Солнца. Силовые линии движутся следом за ударной волной от выброса, при этом поперечные создают подобие экрана для КЛ. Вовлеченные в постепенно расширяющийся поток КЛ не могут преодолеть поперечное течение, таким образом, обмен КЛ затруднен, и восстановление идет хуже. Не имея возможности пройти по силовой линии, они стремятся найти другой путь. Восстановительный поток в сравнении с обычным уменьшается и приводит к уменьшению интенсивности КЛ. Это важное условие для появления ФП.

Выводы

Гипотезу серии небольших событий, удачно следовавших друг за другом, подтверждает анализ, проведенный глобально спектрографическим методом и позволивший выделить отдельные события серии.

В минимуме СА произошел всплеск активности. Если бы гало направлялось к Земле, наблюдался бы, возможно, самый большой ФП в цикле.

На Земле может отмечаться влияние выбросов, которые до Земли не доходят, особенно, восточных. КЛ собираются с большого пространства, и мы видим по данным нейтронных мониторов события, произошедшие за лимбом или намного восточнее. В магнитосфере все определяется локальными условиями: если в сторону Земли фиксируется отрицательная B_z компонента, есть возмущение в магнитосфере, если в стороне, возмущения нет.

Благодарности. Работа выполнена с использованием оборудования УНУ “Сеть СКЛ”.

Список литературы

1. Belov A.V., Dorman L.I., Eroshenko E.A., Melkumyan A.A., "Two great cosmic ray intensity decreases in August and September 1979" // «Cosmic Rays» (Moscow, NAUKA), 1983, Vol. 23, P. 60-63.
2. Hassler D., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber et al., The Radiation Assessment Detector (RAD) investigation // Space Sci. Rev., 2012, V. 170 (1–4), P. 503–558. doi: 10.1007/s11214-012-9913-1
3. RAD, 2020. RAD data can be found in NASA's PDS or at the RAD web page https://atmos.nmsu.edu/data_and_services/atmospheres_data/INSIGHT/insight.html.
4. Müller-Mellin R., Kunow H., Fleißner V. et al., COSTEP-Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyser // Solar Physics, 1995, V. 162, P. 483–504. doi: 10.1007/BF00733437
5. EPHIN, 2020. The EPHIN data used in this study as well as a detailed documentation of the new data product can be found at <http://ulysses.physik.uni-kiel.de/costep/level2/r12> and in the SOHO archive at <https://soho.nascom.nasa.gov/data/archive>.
6. SEEDS Monthly Catalog <http://spaceweather.gmu.edu/seeds/lasco.php>
7. Belov A.V., Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena September // Proceedings of the International Astronomical Union 4(S257), 2008, V.4, P. 439–450. doi: 10.1017/S1743921309029676
8. Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Oleneva V.A., Abunina M.A., Abunin A.A., Global survey method for the world network of neutron monitors // Geomagnetism and Aeronomy, V. 58, 3, P. 374-389. doi: 10.7868/s0016794018030082

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.020

IMPACT OF THE SUBSTORMS AND POLAR CAP PATCHES ON GPS RADIO WAVES AT POLAR LATITUDES

Vladimir Belakhovsky¹, Yaqi Jin², Wojciech Miloch²

¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

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

Abstract. The comparative research of the influence of substorm precipitation and polar cap patches (PCP) on the GPS signals disturbances in the polar ionosphere was done. For this aim we use the GPS scintillation receivers at Ny-Ålesund, operated by the University of Oslo. The presence of the auroral particle precipitation and polar cap patches was determined by using data from the EISCAT 42m radar on Svalbard. We consider tens of events when the simultaneous EISCAT 42m and GPS data were available. We demonstrate that substorm-associated precipitations can lead to a strong GPS phase (σ_ϕ) scintillations up to ~ 2 radians which is much stronger than those usually produced by PCPs. At the same PCPs can lead to strong ROT (rate of total electron content) variations. So our observations suggest that the substorms and PCPs, being different types of the high-latitude disturbances, lead to the development of different types and scales of ionospheric irregularities.

1. Introduction. The Global Navigation Satellite Systems (GNSS) become more important for modern society. Among the different GNSS GPS is a mostly used for the ionosphere studies because there are a lot of 2-frequency GPS receivers all over the world. The ionosphere as a medium for the radio waves propagation can have a negative influence on the quality of received signal. Irregularities in the plasma density distribution can lead to fast fluctuations of amplitude and phase of the signal which is referred to as ionosphere scintillations [1]. The strong scintillations reduce the quality of the signal and even lead to the signal loss. Thus, the investigation of GPS scintillations is an important aspect of space weather. The level of scintillations is characterized by the phase (σ_ϕ) and amplitude (S_4) scintillation indexes.

Amplitude scintillations are caused by the plasma irregularities with scale sizes ranging from tens to hundreds of meters, while the phase scintillations are caused by the irregularities with the sizes from hundreds of meters to several kilometers. Ionospheric scintillations are most severe in the equatorial region and at high latitudes [2].

The most severe disturbances in polar ionosphere are substorms and polar cap patches. Polar cap patches are 100–1000 km islands of enhanced plasma density being segmented from the dayside high-density plasma in the cusp region [3].

In paper [4] it was found that polar cap patches have their biggest impact on GPS signals once they reach the nightside auroral oval, in particular when combined with upward field-aligned currents. It is shown in the paper [5] that PCP can produce GPS scintillations quite comparable with scintillations during the particle precipitation with appearance of strong green aurora.

In the present work we address the following question: substorm particle precipitation or polar cap patches have stronger impact on the scintillations of GPS signals.

2. Data used. The Ny-Ålesund (NYA) GPS scintillation receiver of the University of Oslo (UiO) was the main instrument used in our study. Upon availability of data, the Skibotn (Norway, mainland) GPS receiver was also used. The phase (σ_ϕ) and amplitude scintillation indices (S_4) are also calculated and recorded automatically.

For the describing the ionospheric plasma parameters (density, ion and electron temperature, line of sight ion velocity as a function of range) we used the Svalbard EISCAT 42m radar. The beam of the EISCAT 42m radar is directed along the geomagnetic field (azimuth = 184°, elevation = 82°). IMAGE magnetometer data was used for the geomagnetic field observations. OMNI database was used for the evaluating the solar wind and interplanetary magnetic field parameters.

3. Data analyze. In the present study, we considered the influence of nighttime substorm precipitation and polar cap patches on the GPS scintillations. We focused mainly on the phase scintillation index because amplitude scintillation index (S_4) practically has no large variations at high latitudes. The presence of the particle precipitation into the ionosphere associated with the appearance of the aurora was determined as the density increase between 100-200 km altitudes according to the EISCAT radar data. The presence of the polar cap patches was determined as a strong density increase above 200 km altitude. In general we identified about a hundred of different cases for years

2010-2017 when the data from the EISCAT 42m radar was available, however, in this paper we present only typical examples. The presented conclusions are valid for the common picture.

3.1 Substorm precipitation. The example of the substorm precipitation and the GPS scintillations response to it is shown in Figure 1 (11 December 2015). It was observed two substorms during this day. The first one was at 15.30-17.00 UT, the second one was at 20.00-22.00 UT. It was polar substorms because it mainly observed at latitude higher than 70°.

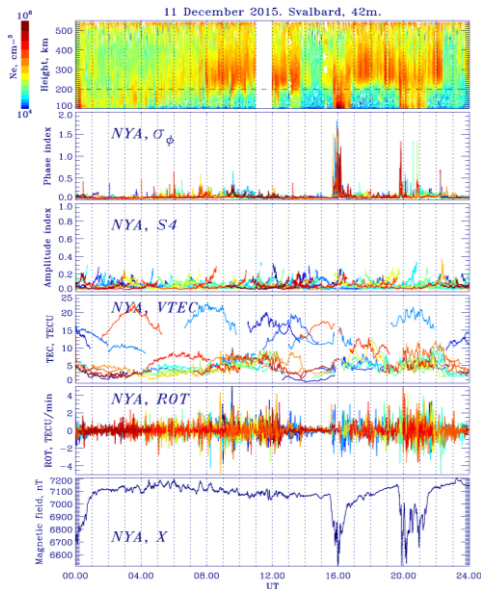


Figure 1. Ionosphere plasma density according to the EISCAT 42m radar data; phase scintillation index and amplitude scintillation index according to the GPS receiver at NYA station; TEC and ROT variations according to the GPS receiver at NYA station; geomagnetic field variations (X-component) at NYA station for the 11 December 2015.

It can be noticed that the amplitude of the first substorm reaches the value about 1400 nT at Hornsund (HOR) station, at NAL station the amplitude of the substorm was 600 nT. The second substorm was has lower amplitude than first substorm (600 nT at HOR station). These substorms was observed without geomagnetic storm (SYM-H ≈ -10 nT), however the solar wind speed was quite high ($V = 640-680$ km/s) according to the OMNI database.

The phase index reaches the value about 2 radians approximately during the first substorm. The growth of the phase scintillation index was seen not mainly during the substorm expansion phase (30-40 minutes). During the second substorm the phase scintillation index has the lower value (0.5-1.5 radians). The growth of the phase scintillation index was seen as sharp increases during 5-10 minutes time intervals.

Substorms do not lead to the great TEC increase. It is seen the absence of the TEC data during the substorm. It testifies about the phase failure of GPS signal. The ULF waves in Pi3 frequency range embedded into the substorm structure can have contribution into the particle acceleration into the ionosphere which leads to such strong values of the phase scintillation indexes.

3.2 Polar cap patches. The example of the evening-nighttime polar cap patches (PCP) is shown on Figure 2 for the 10 February 2015.

The PCP was observed at 19.00-23.30 UT as a density increase above 200 km according to the EISCAT data. At NYA GPS receiver the phase scintillation index reaches the medium value (0.4 radians). However the ROT variations for the PCP reach the high values (10-15 TECU/min).

During the PCP appearance the Bz-component of IMF has negative values (-6 nT) during 3 hours. It leads to the development of the small substorm. The amplitude of the substorm is 120-140 nT in X-component of the geomagnetic field at NYA station. The PCP is also identified in the aurora intensity variations as forms propagating from the polar to low latitudes in 630.0 nm (red line) emission (not shown) at 19.00-23.00 UT.

For the all consider PCP cases phase index has the value less than 1.

4. Conclusions

It is considered the influence of substorms and polar cap patches on perturbations of GPS signals with using receivers on Svalbard and in Skiboth. Substorms (even without PCP) lead to the maximum values of the phase scintillation index (1.5-2 radians). The growth of the phase index observed mainly during the substorm expansion phase. ULF waves in Pi3 frequency range during a substorm producing auroral arcs can lead to such high values of the phase index.

Polar cap patches leads to the prolonged variations of phase index with smaller values (less than 1). At the same time polar cap patches can lead to strong ROT variations (10-15 TECU/min) in comparison with the substorms disturbances. So our observations suggest that the substorms and PCPs, being different types of the high-latitude disturbances, lead to the development of different types and scales of ionospheric irregularities.

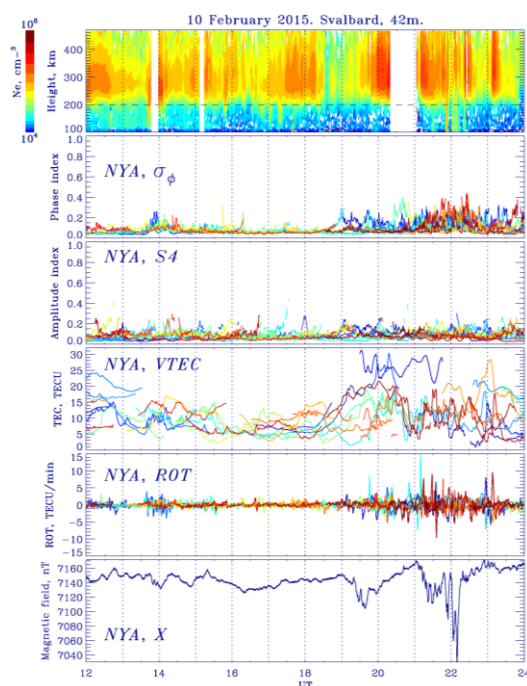


Figure 2. Ionosphere plasma density according to the EISCAT 42m radar data; phase scintillation index and amplitude scintillation index according to the GPS receiver at NYA station; TEC and ROT variations according to the GPS receiver at NYA station; geomagnetic field variations (X-component) at NYA station for the 10 February 2015.

References

1. S. Basu, K.M. Groves, Su. Basu, P.J. Sultan. Specification and forecasting of scintillations in communication/navigation links: Current status and future plans, *JASTP*, 64 (16), 1745–1754 (2002).
2. P.M. Kintner, B.M. Ledvina, E.R. de Paula. GPS and ionospheric scintillations, *Space Weather*, 5, Issue 9, CiteID 09003 (2007).
3. K. Oksavik, V.L. Barth, J. Moen, M. Lester. On the entry and transit of high-density plasma across the polar cap, *J. Geophys. Res.*, 115, A12308 (2010).
4. L.B.N. Clausen, J.I. Moen, K. Hosokawa, J.M. Holmes. GPS scintillations in the high latitudes during periods of dayside and nightside reconnection, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 3293–3309, doi:10.1002/2015JA022199 (2016).
5. Y. Jin, J. Moen, W. Miloch. GPS scintillation effects associated with polar cap patches and substorm auroral activity: direct comparison, *Journal of Space Weather and Space Climate*, 4, A23 (2014).

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.021

VARIATIONS IN MESOSPHERIC TEMPERATURE DURING POLAR MESOSPHERIC SUMMER ECHOES

S.M. Cherniakov, V.A. Turyansky

Polar Geophysical Institute, Murmansk, Russia

E-mail: smcherniakov@gmail.com

Abstract. The behavior of the ordinary radio wave amplitude at the frequency of 2.66 MHz of the partial reflection radar of the Polar Geophysical Institute (Tumanny observatory, Murmansk region, 69.0N, 35.7E) during the appearance of the polar mesospheric summer echoes on August 15, 2015 was considered. Using of radio physical method from the spectra of the amplitude at different heights the mesospheric temperature profile was calculated for the considered data. Significant reduction of temperature values near the heights of the mesopause corresponded to sharp changes in the amplitude spectra of the ordinary wave.

Polar Mesospheric Summer Echoes (PMSE) is intense reflection of radio waves that occurs most often in the polar lower ionosphere in the summer at the height interval of 80–90 km near the mesopause [Rapp and Lübken, 2004]. This effect of intense reflection of radio waves in the VHF range at mesospheric heights was first detected in the late 70s on the SOUSY radar (53.5 MHz, Germany) [Czechowsky *et al.*, 1979], and then on the 50 MHz MST (mesosphere-stratosphere-troposphere) radar at Poker Flat (Alaska) [Ecklund and Balsley, 1981]. Subsequently, this effect in the polar region was also observed by other researchers [Vlaskov and Bogolyubov, 1998]. It was shown that during some periods the polar summer mesosphere intensely reflects radio waves. The most surprising thing was that such reflections should not have existed at all. The classical theory of scattering of radio waves from turbulent structures of electron density existing at that time could not explain this effect. So far, various hypotheses have been proposed, ranging from gravity waves and turbulence to aerosols, but the exact cause of PMSE is still unknown. Since at first this unusual phenomenon was more often observed only in summer, it was called the polar mesospheric summer echoes. Later, a similar effect was also observed in winter. By analogy with the summer echoes, the winter effect is called the Polar Mesospheric Winter Echoes (PMWE). Numerous studies in this direction have led to the understanding that this PMSE phenomenon is associated with increased turbulence, the existence of charged aerosols, and low temperatures in the mesosphere.

Temperature in the mesosphere is one of the most important characteristics of the atmosphere, determining the dynamic and photochemical processes in it. Temperature is a key parameter of the atmosphere, affecting the dynamics and energy. Temperature analysis in the mesosphere region has so far been carried out in a much smaller volume than for the lower layers of the atmosphere. The composition and temperature regime of the mesosphere, the dynamic and chemical processes occurring in it, as well as the energy balance are intensively studied at the present time. The strong variability of the parameters of the upper layers of the atmosphere, the diversity and complexity of the processes occurring in them, the ambiguity of interpreting the results of observations, the lack of a uniform distribution of observation points on the surface of the globe - all this is the fact that a complete understanding of the processes in the mesosphere is still far from its complete resolution.

It is very difficult to conduct measurements in the mesosphere because it is too high for airplanes (maximal height is about 25 km) or for balloons (maximal height is about 45 km) and too low for satellites (minimal height is about 130 km). The most important means to conduct measurements in the mesosphere is launching of sounding rockets. During the launches built-in instruments conduct measurements during the rising and descending parts of the trajectory. One rocket can measure only one vertical profile on each flight and can only be used once. This is a very expensive experimental method that brings rather limited results, but for many years this was the only way to obtain various and more or less reliable information about the mesosphere.

The development of remote sensing techniques of the atmosphere, based on the measurement and interpretation of the characteristics of the electromagnetic field after its interaction with the medium under study, is of current interest. Remote measurements of atmospheric components and parameters are carried out by two groups of methods: passive and active. The first group includes spectrometric (radiometric) sensing methods based on measuring and analyzing the spectral composition of the solar radiation and thermal radiation of the atmosphere (absorption bands in the IR range and separate telluric lines in the microwave range, etc.) from the ground, balloons, aircraft or spacecraft. Active observations of the mesosphere from Earth became possible after the creation of powerful radar facilities and lidars. Among the radars that make it possible to explore this region of the atmosphere, it is necessary to note a) partial reflection radars (operating frequencies 2-6 MHz), b) mesosphere-stratospheric-

tropospheric (MST) radars (operating frequencies about 50 MHz), c) incoherent scatter radars (operating frequencies above 150 MHz).

One of the effective methods for studying the D-region of the ionosphere is the partial reflection method (PRM), proposed in the early 1950s by *F. Gardner and J. Pawsey* [1953]. It is radar sounding of the lower ionosphere in the range of medium waves. The method is relatively simple to implement and allows obtaining information about the electron density and parameters of irregularities at the heights of the lower ionosphere. The method of partial reflections is based on the emission of two wave modes (ordinary and extraordinary waves) in the form of alternating pulses or linearly polarized waves at frequencies in the range from 2 to 8 MHz and the back scattering of radio waves by plasma irregularities. In the first case, separate reception of signals, partially scattered by ionospheric irregularities, is carried out, and their amplitudes are measured depending on the delay time, which determines the height of reflection. To determine the parameters of the medium according to the PRM, one can use either amplitude measurements or the difference in absorption along the propagation paths of the ordinary and extraordinary radio waves (differential absorption method). The partial reflection facility of the Polar Geophysical Institute for the study of the lower ionosphere consists of a transmitter, a receiver, a receiving-transmitting phased array and an automated data acquisition system [*Tereshchenko et al.*, 2003]. It is located at the Tumanny observatory (69.0N, 35.7E). Technical characteristics of the radar: operating frequency 2.60- 2.72 MHz; transmitter power per pulse of about 60 kW; pulse duration 15 μ s; probing frequency 2 Hz. The antenna array consists of 38 pairs of crossed dipoles, covers an area of 10⁵ m² and has the beam width at the half power level of about 20°. Two circular polarizations are received alternately, which are amplified by a direct gain receiver with the 40 kHz bandwidth. Signal amplitudes can be recorded in the altitude range from 30 km up to 160 km. The step of data recording in height is $h = 0.5 \cdot n$ km, where $n = 1, 2, 3, \dots$.

Basic acoustic-gravity wave theory in the atmosphere gives an opportunity to describe many of wave-like oscillations in the atmosphere. In case of the plane-stratified, isothermal atmosphere there are two frequency domains for atmospheric waves where they can propagate as acoustic and gravity waves. The domains can be described by two resonant frequencies of the atmosphere: the acoustic cut-off frequency (period) and the Brunt-Väisälä frequency (period). The theory of acoustic-gravity waves and the empirical model of composition and temperature of the atmosphere (NRLMSISE-00) as well as the experimental data of the partial reflection method for calculation of the resonance atmosphere periods of oscillations: the acoustic cut-off and the Brunt-Väisälä periods give the opportunity to estimate the temperature at the heights of the D-region of the ionosphere or at the heights of the mesosphere [*Cherniakov and Turyansky*, 2020].

In the literature, it is noted that PMSE occurs in the same seasons and at almost the same altitudes as Noctilucent clouds (NLCs): noctilucent clouds are usually located at heights of 80-85 km, and PMSE - at the heights of 80-90 km [*Rapp and Lübken*, 2004]. This led to the assumption that these are rather closely related phenomena occurring simultaneously. The first joint observations of PMSE and NLCs were described by *Nussbaumer et al.* [1996]. Of the total number of observations of NLCs and PMSE, their simultaneous occurrence was noted by these authors in 80% of registrations, while in most cases NLCs were located below the lower edge of the PMSE. This allowed the authors to conclude that low temperatures and ice particles play an important role in the appearance of radar echoes. The appearance and duration of observation of PMSE and NLCs are closely related to temperature, since the lower the temperature, the more likely the formation of charged aerosols, which reflect radio waves. Subsequently, a lot of works were devoted to joint observations of PMSE and NLCs [*Cho and Röttger*, 1997; *Roldugin et al.*, 2018]. The relationship between PMSE and NLCs, however, is ambiguous - there are NLCs without PMSE, and vice versa. An analysis of joint observations shows that these are still different phenomena. A large difference in the physics of both phenomena was pointed out in [*Kirkwood et al.*, 2002].

Special conditions for the formation of PMSE and NLCs arise at the altitudes of the polar summer mesopause. The mesopause is the upper boundary of the mesosphere, where the temperature has a minimum, then increases with height in the thermosphere. The mesopause region at high latitudes in summer is the coldest region of the earth's atmosphere. There is agreement between researchers of this region of the atmosphere that conditions for reflection of radio waves at low temperatures are formed in this region. NLCs, whose morphology is similar to that of PMSE, are composed of ice particles that condense at nucleation centers (such centers can be meteoric dust or cluster ions). Low temperatures are a prerequisite for ice formation, since the concentration of water at these altitudes is very low.

It is still very difficult to detect PMSE structures at frequencies of the order of 2-3 MHz. In fact, during PMSE periods, the partial reflection signal consists of two components: normal partial reflection and reflection related to PMSE. In principle, it is impossible to strictly separate these components. Various characteristics of the reflected signal at the HF frequencies are distinguished, which indicate the presence of PMSE, for example: at the heights where these PMSE appear, the amplitude of the scattered signal has sharp gradients; PMSE are observed throughout the considered range of heights (80-90 km), but with the greatest probability in the region of heights 84-87 km.

Currently, none of the PMSE researchers question the fact that low temperatures are a prerequisite for the onset of PMSE. In the work [*Inhester et al.*, 1994] data of temperature measurements during rocket launches during the periods when the MST radar recorded PMSE are given. The instruments on the rockets actually measured the

temperature in the areas from which the PMSE was recorded. The main conclusion of this work: PMSE is recorded by radar at temperatures below 140 K.

On 15 August 2015 NLCs were observed over the Kola Peninsula [Roldugin *et al.*, 2019]. Weather conditions for optical observations were good, and NLCs were recorded by a camera from an observation point in the city of Apatity and an all-sky TV camera at the Apatity observatory, located 4 km from the city. Visually, NLCs were observed from about 20:30 UT, and at 22:08 UT visual and photographic observations were terminated. NLCs projections on the ground were built from television images, assuming their height is 80 km. At this time in the Tumanny observatory operated the partial reflection radar (RFR) at the frequency of 2.66 MHz, which recorded the amplitudes of ordinary and extraordinary waves at altitudes from 50 to 160 km with a time resolution of 1 s and with the height step of 0.5 km. According to visual observations, NLCs appeared above the radar at 20:40 UT, and the appearance of PMSE at heights of 83-87 km begins only at 21:15 UT, i.e. 35 minutes later. In fig. 1 a two-dimensional distribution of a partially reflected signal of an ordinary radio wave for 14 August 2015 (left figure) and 15 August 2015 (right figure) are shown. The day preceding the appearance of PMSE was geomagnetically quite (daily $\Sigma Kp = 4$) and can be considered as a control day. During the considered period of time on the control day of 14 August, the lower boundary of the radio wave reflections was relatively constant. On the other hand, on 15 August, at approximately 21:12 UT, it sharply dropped by about 6 km to 83-83 km, and this state lasted for more than 1 hour.

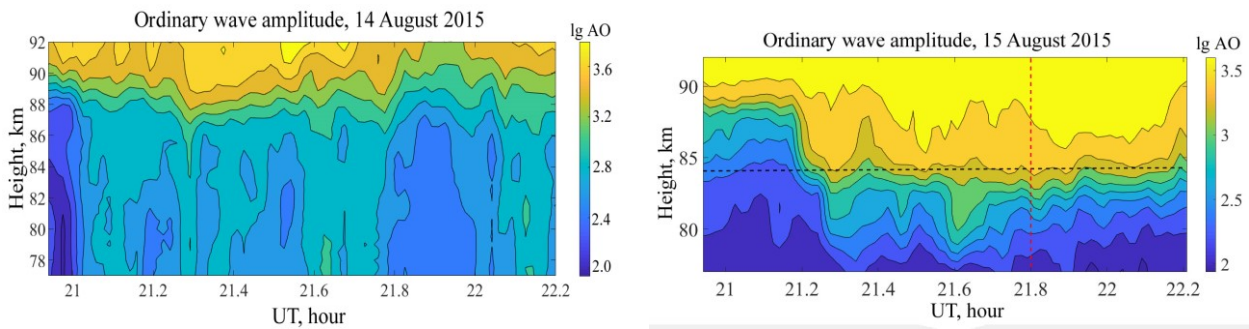


Figure 1. Left figure: two-dimensional picture of ordinary wave amplitude distribution on 14 August 2015; right figure: the same for 15 August 2015.

To find the change in the amplitude of the reflected signal with the height, the amplitude of the reflected signal at a lower height was subtracted from the amplitude at a higher height. The amplitudes of the reflected signal were recorded every 0.5 km, thus, the figure shows the difference in amplitudes every 0.5 km of altitude. In fig. 2a (left figure) the difference in amplitudes every 0.5 km during PMSE recording is shown. It can be seen that the main change in the amplitudes was at the altitudes of 83-86 km.

The calculation of the height temperature profile was carried out for 21:48 UT, in the middle of the period of stable existence of the PMSE. To calculate the spectra, we used the one-second data of the hourly amplitude of the partially reflected ordinary wave, which includes half an hour before and half an hour after 21:48 UT. Spectra of temporal variations in the amplitude were calculated from the time series of the amplitude of the partially reflected ordinary wave at each of the heights. From the experimental amplitude spectra, the spectral components corresponding to atmospheric resonances were identified, and the neutral temperature was calculated. The calculated height profile of the neutral temperature for 21:48 UT is shown in Fig. 2b (the considered time is shown by a vertical dashed line). The horizontal lines at the profile show the temperature errors. At 84 km, the temperature shows a sharp decrease. The horizontal dashed line in Fig. 2a shows the height of 84 km, at which the temperature reached its minimum value. This height corresponds to the heights at which the change in the amplitude of the reflected signal is greatest. Low temperatures may indicate the mechanism of signal reflection associated with the formation of charged aerosols at low temperatures.

During Polar Mesospheric Summer Echoes over the Kola Peninsula on August 15, 2015, the neutral temperature for the heights from 70 km till 90 km and the time of 21:48 UT was considered. The temperature was determined from spectral characteristics of the partially reflected ordinary wave amplitude using the previously proposed method for determining the mesospheric temperature. At the heights of the PMSE, the temperature showed a sharp decrease to 160 K.

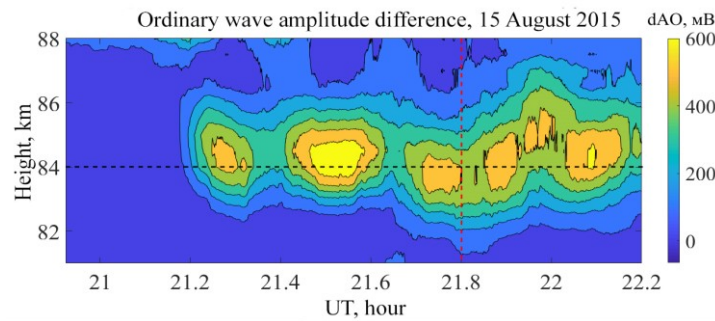


Figure 2a. Height ordinary wave amplitude difference on 15 August 2015.

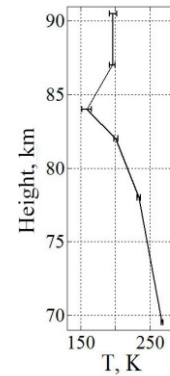


Figure 2b. Height variation of neutral temperature at 21:48 UT 15 August 2015.

References

- Cherniakov S.M. and Turyansky V.A.*: Use of the partial reflection method for determining the mesospheric temperature, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* (in press).
- Cho J.Y.N. and Röttger J.*: An updated review of polar mesosphere summer echoes: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols, *J. Geophys. Res.*, 102, 2001-2020, 1997.
- Ecklund W.L. and Balsley B.B.*: Long-term observations of the Arctic mesosphere with MST radar at Poker Flat, Alaska, *J. Geophys. Res.*, 86, 7775-7780, 1981.
- Gardner F.F. and Pawsey J.L.*: Study of the ionospheric D-region using partial reflections, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 3, 321-344, 1953.
- Inhester B., Klostermeyer J., Lübken F.-J., von Zahn U.*: Evidence for ice clouds causing polar mesospheric summer echoes, *J. Geophys. Res.*, 99, 20937-20954, 1994.
- Kirkwood S., Barabash V., Brändström B.U.E., Moström A., Stebel K., Mitchell N., and Hocking W.*: Noctilucent clouds, PMSE and 5-day planetary waves: A case study, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 50-1 – 50-4, 2002.
- Lübken F.-J., Lehmacher G., Blix T.A., Hoppe U.-P., Thrane E.V., Cho J.Y.N., and Swartz W.E.*: First in-situ observations of neutral and plasma density fluctuations within a PMSE layer, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 2311-2314, 1993.
- Nussbaumer V., Fricke K.-H., Langer M., Singer W., and von Zahn U.*: First simultaneous and common volume observations of noctilucent clouds and polar mesosphere summer echoes by lidar and radar, *J. Geophys. Res.*, 101, 19161-19167, 1996.
- Rapp M. and Lübken F.-J.*: Polar mesosphere summer echoes (PMSE): review of observations and current understanding, *Atmos. Chem. Phys.*, 4, 2601-2633, 2004.
- Roldugin V.C., Chernyakov S.M., Roldugin A.V., and Ogloblina O.F.*: Variations in the Polar Mesospheric Summer Echoes during the Appearance of Irregularities of Noctilucent Clouds, *Geomagnetism and Aeronomy*, 58, 325-331, 2018.
- Roldugin V.C., Kozelov B.V., Cherniakov S.M., and Roldugin A.V.*: To the matter of determining of the electron concentration in the D-region by the partial reflection radar during noctilucent clouds, in: *Proceedings of the XLII Annual Seminar on Physics of Auroral Phenomena*, Apatity, Russia, 11-15 March 2019, 180-182, 2019.
- Tereshchenko V.D., Vasiljev E.B., Ovchinnikov N.A., Popov A.A.*: Middle wave radar of the Polar Geophysical Institute for research of the lower ionosphere, in: *Technics and methods of geophysical experiment*, Apatity, KSC RAS, 37-46, 2003.
- Ulwick I.C., Baker K.D., Kelly M.C., Balsley B.B., and Ecklund W.L.*: Comparison of simultaneous MST radar and electron density probe measurements during STATE, *J. Geophys. Res.*, 93, 6989-7000, 1988.
- Vlaskov V.A. and Bogolubov A.A.*: Observations of polar summer mesospheric echoes with radar of partial reflections, *Bulletin of MSTU*, 1, 3-22, 1998.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.022

EVOLUTION OF THE ENERGETIC ELECTRON FLUX OBSERVED BY ARASE SATELLITE AND SIMULTANEOUS AURORA IN THE CASE OF MARCH 31, 2017, 00-01 UT

Zh.V. Dashkevich¹, B.V. Kozelov¹, A.G. Demekhov¹, S. Oyama^{2,3,4}, Y. Miyoshi², S. Kasahara⁵, S. Yokota², A. Matsuoka⁷, K. Keika⁵, T. Hori², I. Shinohara⁸

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

²*Nagoya University, Nagoya, Japan*

³*National Institute of Polar Research, Tachikawa, Japan*

⁴*Ionosphere Research Unit, University of Oulu, Oulu, Finland*

⁵*University of Tokyo, Tokyo, Japan*

⁶*Osaka University, Osaka, Japan*

⁷*Kyoto University, Kyoto, Japan*

⁸*ISAS/JAXA, Kanagawa, Japan*

Abstract. The data of simultaneous observation of the energetic electron flux by ARASE satellite and aurora by ground-based all-sky imager in Murmansk region (Russia) have been analyzed for the time interval 00:00-01:00 UT on March 31, 2017. The energy spectra of middle-energy (7-90 keV) electrons observed by MEPE detectors in and near the loss cone have been used for simulation of the auroral emissions in the atmosphere. The temporal evolution of the simulated emission intensity has been compared with the observed emission in the magnetic field-aligned footprint point for the satellite. It was found that the projection along magnetic field has been distorted by the developing disturbance.

Introduction

Dynamics of the magnetospheric plasma and its manifestation in the auroral activity have been studied for recent decades. However, the plasma processes extend in so broad range of scales in space and time, that each new experimental equipment open up opportunities for new findings. The ARASE (ERG) satellite is operating from the beginning of 2017 and is aimed mainly for studying the wave-particle interactions in the radiation belts. The satellite is equipped by several particle and field detectors useful for these studies. The mission has a broad international ground based support over the world, especially in the Fenno-Scandinavian region.

Here we analyze one of the first intervals of simultaneous magnetically conjugate observation of the ARASE satellite [Miyoshi *et al.*, 2018a] and the ground-based all-sky imager in Murmansk region (Russia) [Kozelov *et al.*, 2012]: the time interval 00:00-01:00 UT, March 31, 2017. Recently this interval was studied in [Kawamura *et al.*, 2019] for tracking the region of high correlation between pulsating aurora and chorus VLF waves. It was found that this region jumps near the satellite projection along the magnetic field line to the ionosphere. Propagation of the VLF waves in a plasma from the region of their generation and the structure of this region in the magnetosphere are the problems still under discussion. But here our investigations aim to other side of the problem, i.e., to the energetic particles interacting with these waves and precipitating in the loss cone. According to theory [Trakhtengerts, 1999; Trakhtengerts *et al.*, 2004] it should be electrons with energies in the range of tens of keV. The energy spectrum of the electrons in this range is observed by MEP-e detectors of the ARASE satellite. Precipitation of the energetic electrons should lead to auroral emissions in the ionosphere at the same magnetic field line.

Taking into account the evolution of the measured spectrum of the energetic electrons we estimate the possible auroral response in the green (557.7 nm) and blue (427.8 nm) lines by a model of Dashkevich *et al.* [2017]. Then as a first approach we try to compare these estimations with the auroral intensity observed by Apatity all-sky imager along the track of the magnetic field-aligned footprint point for the satellite.

Observations

Figure 1 presents the relative positions of the ground-based all-sky camera and the satellite track during the events under consideration. The keogram in Figure 2 presents the evolution of aurora in the North-South cross section of the field of view of Apatity all-sky camera during the interval 00:00-01:00 UT on March 31, 2017. We can see the wide band of pulsating aurora during the entire time interval with decreasing activity after 00:50 UT. From 00:24 to 00:34 UT the activation of aurora at the poleward boundary of the band is observed, and the boundary moves fast to the South, followed by slow backward motion.

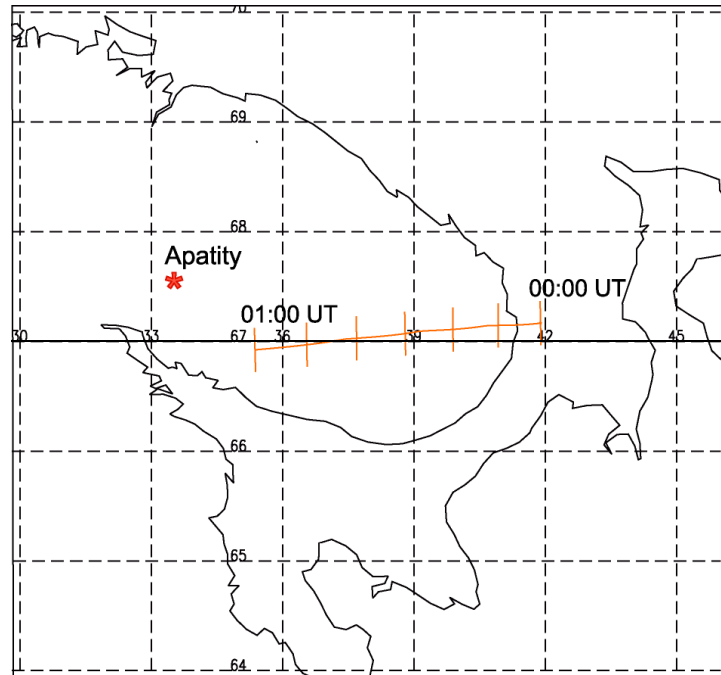


Figure 1. Projection of the ARASE satellite position along the magnetic field line during the interval 00:00-01:00 UT, March 31, 2017. Tsyganenko-89C magnetosphere model used.

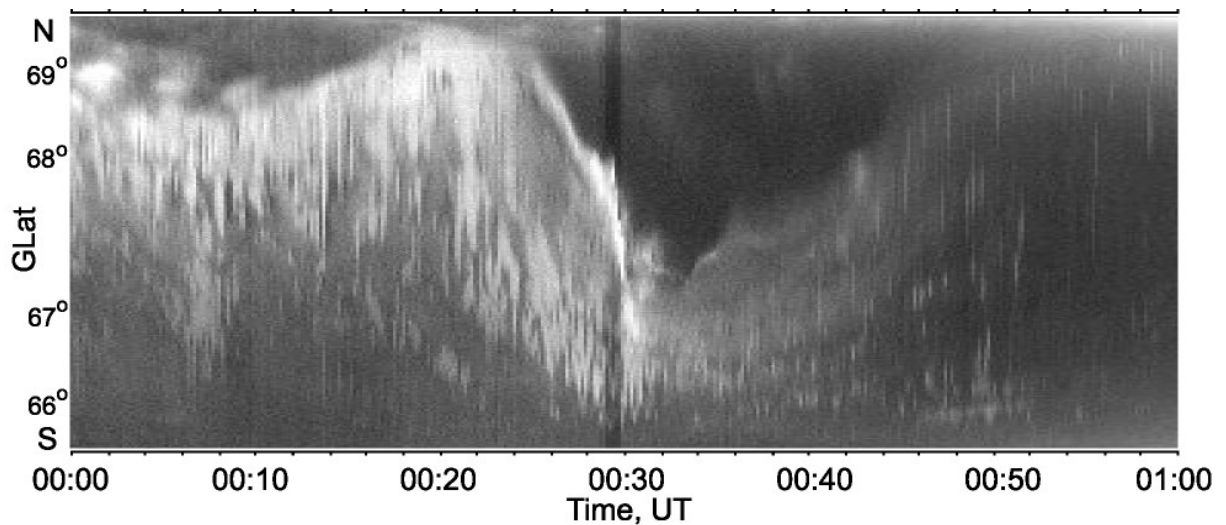


Figure 2. North-South keogram of aurora evolution observed by Apatity all-sky camera during the interval 00:00-01:00 UT on March 31, 2017. In the interval 00:29-00:30 UT the intensity decreased due to the auto gain control.

Figure 3 presents the evolution of energy spectrum of electrons in the range from 7 to 90 keV obtained by MEPE detectors onboard ARASE [Kasahara *et al.*, 2018]. We calculate the particle flux for the pitch-angles in loss cone [Matsuoka *et al.*, 2018], taking into account its changes along the satellite track. During the first 20 minutes of the considered interval we can see relatively high electron flux for the energy below 30 keV with a fast drop the flux above 50 keV. At 00:23 UT we can see the start of an injection with dispersion from ~ 70 keV, which develops to at least 00:36 UT with a decrease in energy to ~ 10 keV. After 00:23 the flux at energy above 50 keV increases up to more than an order of magnitude. During the entire interval simultaneous fast pulsations of the particle flux in a wide range of energies were observed. They indicate local wave-particle interactions in the magnetic flux tube crossed by the spacecraft.

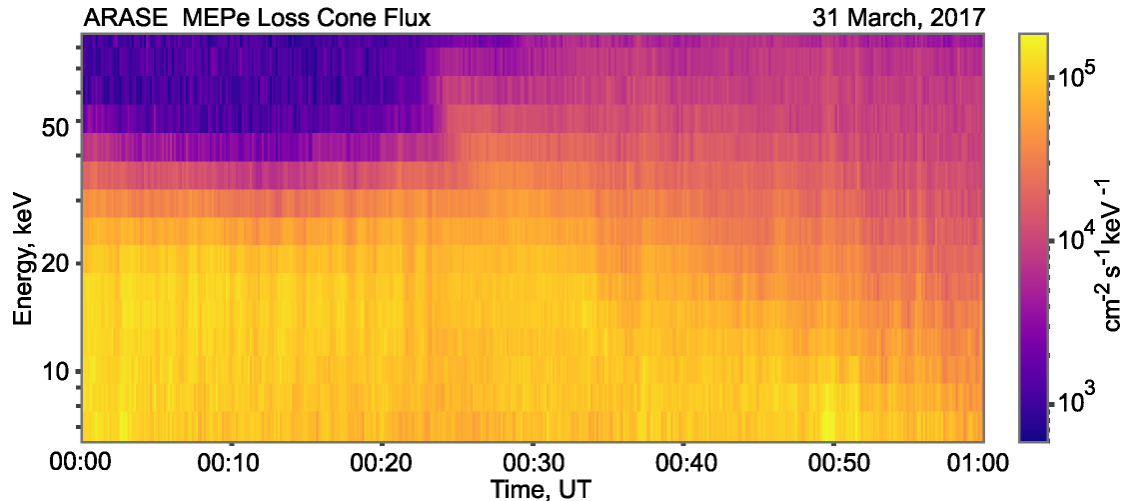


Figure 3. Evolution of the energy spectrum of electrons obtained by MEPe detectors onboard ARASE.

Discussion

By using the measured spectrum of energetic electrons and the physical-chemical model of the ionosphere [Dashkevich et al., 2017] we estimate possible auroral response in the green (557.7 nm) and blue (427.8 nm) lines. The temporal evolutions of the intensities are shown in Figure 4. The sum of these two lines gives 90% of the aurora intensity in the blue-green range of the visual spectrum. Also we calculate the altitude of the maximum in the altitude profile of these emissions. We found that during this event the altitude is falling down from 101 km to 99 km for 557.7 nm and from 100 km to 97 km for 427.8 nm. This corresponds to the observed hardening of the electron energy spectrum.

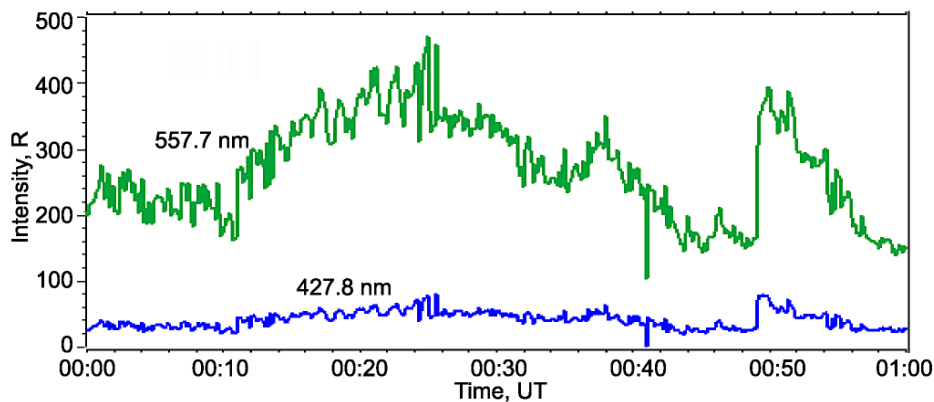


Figure 4. Theoretical estimation of 557.7 nm and 427.8 nm lines intensities calculated by MEPE electron flux spectrum in the loss cone.

To compare these results with the calculated estimations of the aurora intensity, as a first approach, we construct the keogram by the North-South cross section of the all-sky images through the moving projection of ARASE satellite position, see Figure 5. The latitude of satellite projection is marked by dotted line; the images are mapped onto the height 100 km. The evolution of the intensity along the satellite projection is presented in Figure 6.

The evolution patterns shown in Figures 4 and 6 differ considerably from each other. This could mean that the particle precipitation occurs not exactly in the expected points, which can be due to an imperfect field line mapping under disturbed conditions. Figure 7 shows three examples of all-sky images at different stages of the considered event. The satellite position mapped by an average model of the magnetic field is marked by star. One can see that in the beginning of the event (the first image at 00:01 UT) the strong East-West auroral band is located northward of the satellite. The band is strongly distorted due to local ionosphere-magnetosphere currents (the second image at 00:30 UT). These conditions are visually different for the field line mappings.

Another support of our suggestion about the imperfect field line mapping is shown in the third image of Figure 7 at 49:39 UT. Nearby the satellite projection we can see a big auroral patch. The life-time of this patch corresponds

well to local pick in the theoretical intensity near 00:50 UT in Figure 4. So, detailed correlation analysis of the auroral patches in images and the evolution of theoretical auroral intensity obtained from the electron spectra can help to map the region of the particle precipitation more precisely to the magnetosphere.

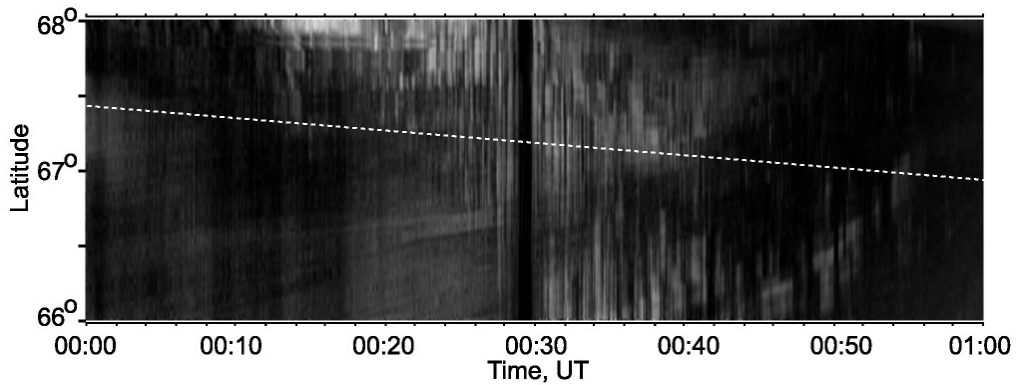


Figure 5. North-south keogram by Apatity all-sky images crossed through the projection of ARASE position. The projection of the satellite latitude is marked by a dotted line; the images are mapped at a height of 100 km.

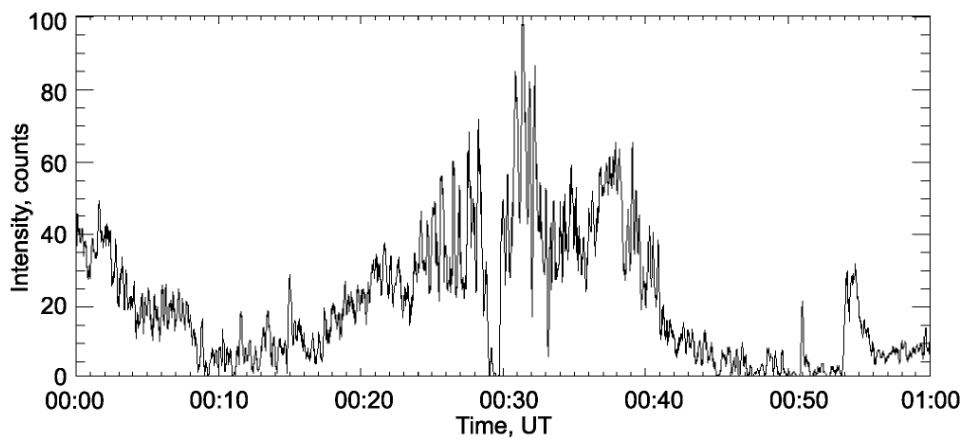


Figure 6. Evolution of the aurora intensity observed by the all-sky camera at the magnetic field line crossed by ARASE at a height of 100 km.

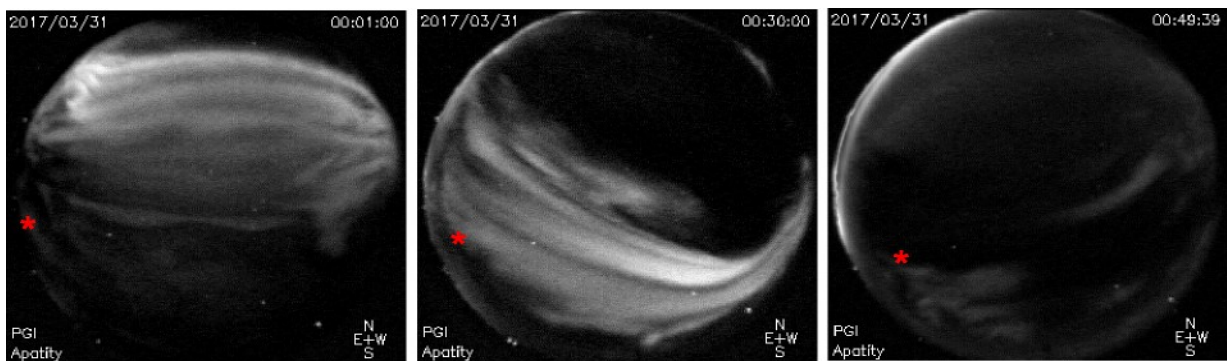


Figure 7. Examples of Apatity all-sky images with the projection of ARASE position along the magnetic field line (marked by a red star).

Results

We have analyzed an interval of simultaneous observations by the ARASE satellite and the ground-based all-sky imager. The energy spectra of middle-energy electrons observed by MEPE detectors in and near the loss cone have been used for simulations of the aurora emissions in the atmosphere. The temporal evolution of the simulated emission intensity has been compared with the observed emission in the magnetic field-aligned footprint point for the satellite. It was found that the evolution patterns differ considerably from each other. We deduce that the projection along magnetic field has been distorted by the developing disturbance.

Detailed correlation analysis of the auroral patches in images and the evolution of theoretical auroral intensity obtained from electron spectra can help one to find exactly the position of the particle precipitation region in the magnetosphere.

Acknowledgements. Science data of the ERG (Arase) satellite were obtained from the ERG Science Center operated by ISAS/JAXA and ISEE/Nagoya University (<https://ergsc.isee.nagoya-u.ac.jp/index.shtml.en>, Miyoshi et al., 2018b). The present study analyzed MGF-L2 v01_00 data, MEP-e-L2 v01_01 data, and Orbit L3 v01 data. The work of Zh. Dashkevich and A. Demekhov has been supported by RFBR under grant no. 19-52-50025. The work of S. Oyama and Y. Miyoshi has been supported by JSPS KAKENHI JPJSBP120194814.

References

- Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Sergienko T.I., Kozelov B.V. Physicochemical model of the auroral ionosphere // *Cosmic Research*. 2017. V.55. P.88–100. doi:10.1134/S0010952517020022
- Kawamura S., Hosokawa K., Kurita S., Oyama S., Miyoshi Y., Kasahara Y., et al. Tracking the region of high correlation between pulsating aurora and chorus: Simultaneous observations with Arase satellite and ground-based all-sky imager in Russia // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. V.124. P.2769–2778. doi.org/10.1029/2019JA026496
- Kozelov B.V., Pilgaev S.V., Borovkov L.P. et al. Multi-scale auroral observations in Apatity: winter 2010–2011 // *Geosci. Instrum. Method. Data Syst*. 2012. V.1. P.1–6.
- Kasahara S., Yokota S., Mitani T., et al. Medium-energy particle experiments–electron analyzer (MEP-e) for the exploration of energization and radiation in geospace (ERG) mission // *Earth Planets Space*. 2018. V.70. Art. no. 69. doi.org/10.1186/s40623-018-0847-z
- Matsuoka A., Teramoto M., Nomura R., et al. The ARASE (ERG) magnetic field investigation // *Earth Planets Space*. 2018. V.70. Art. no. 43. doi.org/10.1186/s40623-018-0800-1
- Miyoshi Y., Shinohara I., Takashima T., et al. Geospace exploration project ERG // *Earth Planets Space*. 2018a. V.70. Art. no. 101. doi.org/10.1186/s40623-018-0867-8
- Miyoshi Y., Hori T., Shoji M., et al. The ERG Science Center // *Earth Planets Space*. 2018b. V.70. Art. no. 96. doi.org/10.1186/s40623-018-0867-8
- Trakhtengerts V.Y. A generation mechanism for chorus emission // *Ann. Geophys*. 1999. V.17. P.95–100. doi:10.1007/s005850050739
- Trakhtengerts V.Y., Demekhov A.G., Titova E.E., Kozelov B.V., Santolik O., Gurnett D., and Parrot M. Interpretation of Cluster data on chorus emissions using the backward wave oscillator model // *Phys. Plasmas*. 2004. V.11(4). P.1345–1351. doi:10.1063/1.1667495

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.023

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА ЗЕМЛИ И ВЕНЕРЫ ДЛЯ СИСТЕМ ПОЛОС, ИЗЛУЧАЕМЫХ ПРИ СПОНТАННЫХ ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОННО – ВОЗБУЖДЁННОЙ МОЛЕКУЛЫ КИСЛОРОДА

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов

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

Аннотация

Рассмотрены процессы возбуждения и гашения электронно-возбужденных состояний $A^3\Sigma_u^+$, $A^1\Sigma_u^+$, $A^1\Delta_u$ молекулярного кислорода в атмосфере Земли и $c^1\Sigma_u^+$, $A^1\Delta_u$ в атмосфере Венеры на высотах свечения ночного неба планет. Проведено сравнение рассчитанных интегральных интенсивностей полос Герцберга I и полос Чемберлена с экспериментальными данными, полученными с космических кораблей. Показано, что лучшее согласие наблюдается при коррекции квантовых выходов колебательных уровней состояния $A^3\Sigma_u^+$ в результате тройных столкновений, полученных ранее в научной литературе.

Ключевые слова: молекулярный кислород, возбуждение электронных уровней, высоты свечения ночного неба, интегральные интенсивности полос, коррекция квантовых выходов.

1. Введение

Известно, что источником ночного свечения являются процессы с участием атомарного кислорода O, возникающего при фотодиссоциации молекул O₂ солнечным УФ излучением в дневное время. Эти реакции происходят в очень узком слое атмосферы Земли толщиной около 10 км с центром на высоте около 90 км [1]. В верхней атмосфере Венеры интенсивно протекают процессы фотодиссоциации CO₂, доминирующего газа на планете, при которых также образуется атомарный кислород. Процессы диссоциации в верхних слоях атмосфер планет земной группы протекают очень эффективно [2].

Таким образом, в атмосферах планет Земли и Венеры на высотах более 75-80 км, с максимумом около 85-100 км, содержатся высокие концентрации атомарного кислорода O. Основным механизмом образования электронно-возбужденного молекулярного кислорода O₂^{*} являются тройные столкновения с участием двух атомов кислорода O и третьей частицы из атмосферных составляющих:



(где M – это третья частица при столкновении), образуется молекула возбужденного кислорода.

Цель данной работы – провести сравнение результатов теоретических расчетов интенсивностей свечения различных полос с экспериментальными данными по ночному свечению молекулярного кислорода O₂^{*} в атмосфере Земли и Венеры, а также рассмотреть принципиальные различия кинетики возбуждения электронных уровней энергии кислородных составляющих в атмосферах планет земной группы.

2. Свечение планет ночного неба земной группы

Спонтанные переходы с электронно-возбужденного на основное состояние молекулы кислорода или на состояние с меньшей энергией приводит к свечению различных полос. Таким образом, по свечению полос кислорода мы можем констатировать факт наличия кислорода в атмосфере.

В спектрах свечения ночного неба Земли наиболее четко прослеживается наличие молекулярного кислорода, что было зафиксировано ещё в начале 60х годов прошлого века (показано присутствие полос Герцберга I) [3]. Позже указано на интенсивное свечение полос Чемберлена [1]. При этом на Земле эти переходы происходят с ненулевых колебательных уровней на различные уровни основного и других нижележащих состояний.

Ночной спектр свечения атмосферы Венеры, полученный с орбитальных станций Венера 9 и Венера 10 впервые был опубликован в 70х годах прошлого столетия [4]. Несколько позже американскими учёными было показано, что в спектрах свечения атмосферы Венеры, кроме полос Герцберга II присутствует также некоторый вклад от полос Чемберлена [5]. В 2013 г опубликован спектр ночного свечения Венеры, где

показано наличие полос Герцберга II, а также полос Чемберлена [2]. Причем на Венере эти переходы происходят только с нулевых уровней на ненулевые уровни нижележащих состояний.

Таким образом, в результате наблюдений спектров полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба Земли и Венеры было обнаружено их принципиальное различие: широкий спектр полос Герцберга I и Чемберлена в атмосфере Земли и система полос Герцберга II, с незначительным вкладом полос Чемберлена, причём в ночной атмосфере Земли переходы осуществляются с различных колебательных уровней состояний $A^3\Sigma_u^+(v)$ и $A^3\Delta_u(v)$, а в ночной атмосфере Венеры переходы осуществляются с нулевого колебательного уровня состояний $c^1\Sigma_u^-(v=0)$ и $A^3\Delta_u(v=0)$.

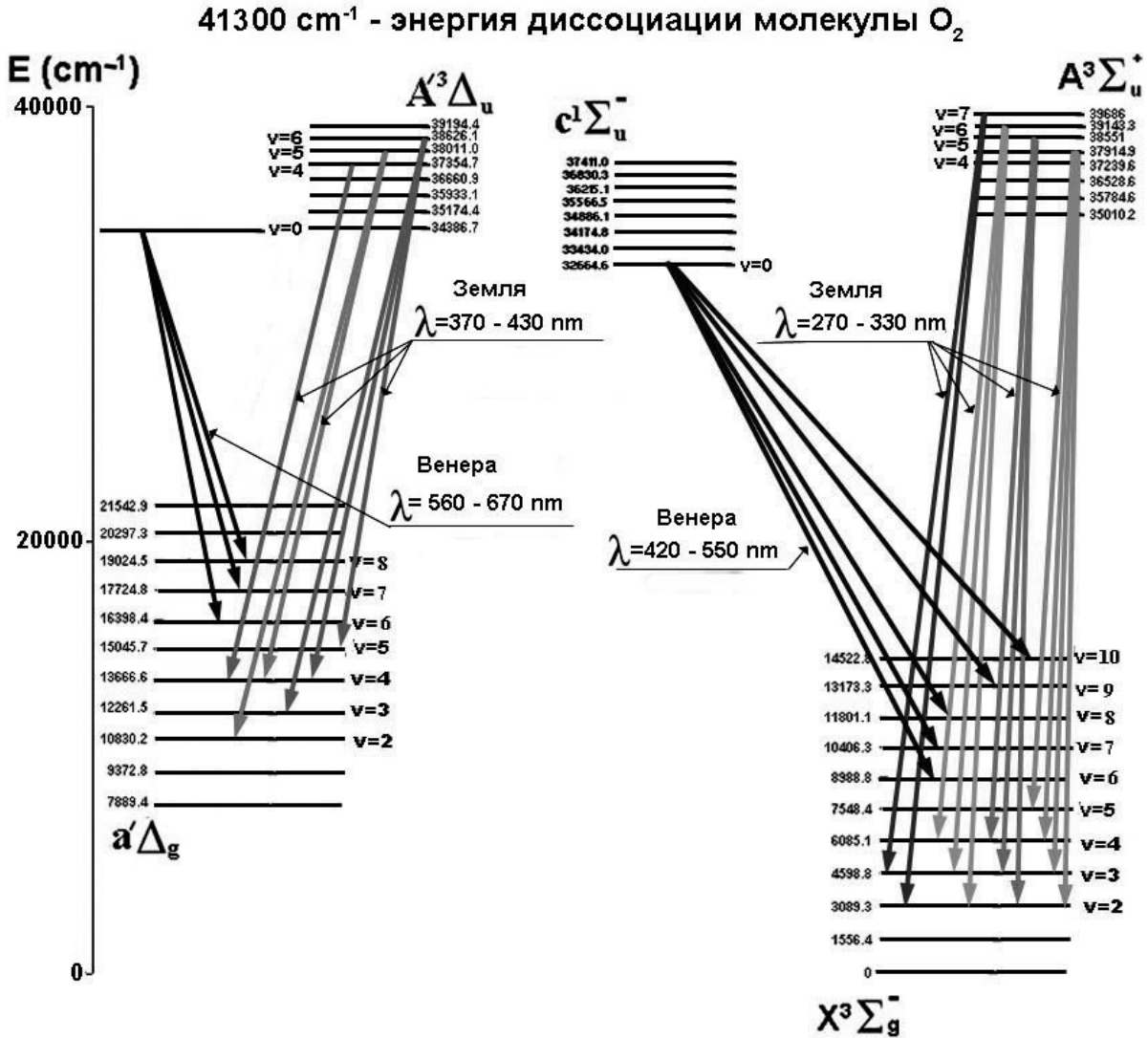
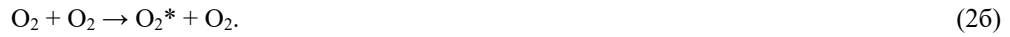


Рисунок 1. Электронные переходы внутри молекулы O_2 .

На рисунке 1 приведены электронно-возбужденные ($A^3\Sigma_u^+$, $A^3\Delta_u$, $c^1\Sigma_u^-$, $a^1\Delta_g$) и основное $X^3\Sigma_g^-$ состояния молекулы O_2 , а также - несколько систем полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями молекулы. Все приведенные состояния находятся ниже энергии диссоциации молекулы O_2 $\sim 41300 \text{ cm}^{-1}$ ($8065 \text{ cm}^{-1} = 1\text{eV}$). Показано, что в ночной атмосфере Земли переходы осуществляются с ненулевых колебательных уровней состояний $A^3\Sigma_u^+(v=4-7)$ и $A^3\Delta_u(v=4-6)$, в ночной атмосфере Венеры переходы осуществляются с нулевого колебательного уровня состояний $c^1\Sigma_u^-(v=0)$ и $A^3\Delta_u(v=0)$.

Проведены расчеты концентраций молекул возбужденного кислорода $\text{O}_2(A^3\Sigma_u^+)$ и $\text{O}_2(A^3\Delta_u)$ на высотах верхней атмосферы Земли для колебательных уровней $v=3-8$ для октября месяца, 1976 и 1986 гг. (низкая солнечная активность, $F_{10.7} = 75$). При расчетах учтем гашение электронно-возбужденной молекулы O_2 при столкновениях с молекулами азота N_2 , доминирующего на Земле и кислорода O_2 [6]:



Так же проведены расчеты концентраций молекул возбужденного кислорода $\text{O}_2(c^1\Sigma_u^-)$ и $\text{O}_2(A^1^3\Delta_u)$ на высотах верхней атмосферы Венеры для колебательного уровня $v'=0$. При расчетах учтем гашение электронно-возбужденной молекулы O_2 при столкновениях с молекулами углекислого газа CO_2 , доминирующего на Венере и кислорода O_2 [6]:



Поэтому при расчете концентраций возбужденного кислорода O_2 для Земли воспользуемся формулой:

$$[\text{O}_2] = q_{v'} \cdot \alpha \cdot k_2 \cdot [\text{O}]^2 \cdot [\text{N}_2] / (A_{v'} + k_{2a} \cdot [\text{N}_2] + k_{2b} \cdot [\text{O}_2]), \quad (4)$$

где α и $q_{v'}$ – квантовые выходы всего состояния $A^3\Sigma_u^+$ v' или, соответственно, всего состояния $A^1^3\Delta_u$, v' при тройных столкновениях (1) [7], соответственно, k_2 – константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях (1) [8], k_{2a} и k_{2b} – константы скоростей реакций (2a) и (2b), $A_{v'}$ – сумма коэффициентов Эйнштейна для всех переходов с колебательного уровня v' состояния $A^3\Sigma_u^+$ на $X^3\Sigma_g^-$ (переход Герцберга I) для состояния $\text{O}_2(A^3\Sigma_u^+)$, или, соответственно, для всех переходов с колебательного уровня v' состояния $A^1^3\Delta_u$ на $a^1\Delta_g$ (переход Чемберлена) для состояния $\text{O}_2(A^1^3\Delta_u)$, [9].

При расчете же концентраций возбужденного кислорода O_2 для Венеры воспользуемся несколько измененной формулой:

$$[\text{O}_2] = q_{v'} \cdot \alpha \cdot k_2 \cdot [\text{O}]^2 \cdot [\text{CO}_2] / (A_{v'} + k_{3a} \cdot [\text{CO}_2] + k_{3b} \cdot [\text{O}_2]), \quad (5)$$

где α и $q_{v'}$ – квантовые выходы всего состояния $c^1\Sigma_u^-$, v' или, соответственно, всего состояния $A^1^3\Delta_u$, v' при тройных столкновениях (1) [7], соответственно, k_2 – константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях (1) [8], k_{3a} и k_{3b} – константы скоростей реакций (3a) и (3b), $A_{v'}$ – сумма коэффициентов Эйнштейна для всех переходов с колебательного уровня v' состояния $c^1\Sigma_u^-$ на $X^3\Sigma_g^-$ (переход Герцберга II) для состояния $\text{O}_2(c^1\Sigma_u^-)$, или, соответственно, для всех переходов с колебательного уровня v' состояния $A^1^3\Delta_u$ на $a^1\Delta_g$ (переход Чемберлена) для состояния $\text{O}_2(A^1^3\Delta_u)$ [9].

При этом учитываем, что для состояния $\text{O}_2(A^1^3\Delta_u)$ складывается сумма коэффициентов Эйнштейна для всех переходов с колебательного уровня v' состояния $A^1^3\Delta_u$ на $a^1\Delta_g$ (переход Чемберлена) и сумма коэффициентов Эйнштейна для всех переходов с колебательного уровня v' состояния $A^1^3\Delta_u$ на $X^3\Sigma_g^-$ (переход Герцберга III). Это выполняется, поскольку с состояния $\text{O}_2(A^1^3\Delta_u, v')$ осуществляется и переход Герцберга III, и переход Чемберлена.

Константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях k_2 ($\text{см}^6 \text{с}^{-1}$) применялась как рассчитанная величина в зависимости от температуры атмосферы на рассмотренном интервале высот согласно [8]; концентрация азота $[\text{N}_2]$ значительно превышает концентрации остальных составляющих в атмосфере Земли, поэтому учитывается в формуле (4); соответственно, концентрация углекислого газа CO_2 значительно превышает концентрации остальных составляющих в атмосфере Венеры, поэтому учитывается в формуле (5); константы гашения электронно-возбужденного кислорода при двойных столкновениях молекулярного кислорода с частицами атмосферных составляющих $k_{на}$ ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$) и k_{nb} ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$) коэффициенты Эйнштейна для всех спонтанных переходов – согласно [9], квантовый выход α – согласно [10].

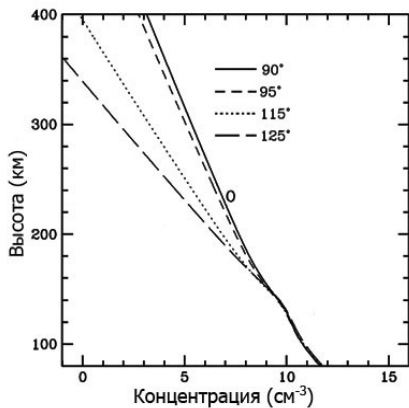


Рисунок 2. Сравнение профилей нейтральной плотности O из модели VTS3 для 90° (сплошные кривые), 95° (короткая пунктирная кривая), 115° (пунктирные кривые) и 125° (длинные штриховые кривые) SZA модели [11].

К сожалению, мы не нашли сведений о сезонном распределении атомарного кислорода на Венере. Можно лишь сказать о распределении атомарного кислорода O для различных значений солнечного зенитного угла (SZA), поскольку SZA меняется как в зависимости от вращения планеты вокруг своей оси, так и в зависимости от вращения планеты вокруг Солнца. Как видно из рисунка 2, профили плотности O для разных моделей SZA почти одинаковы до высоты около 142 км [11], в то время как наша расчётная высота распределения атомарного кислорода на Венере до 130 км. Выше этой высоты профиль O совпадает с профилем модели SZA для 90°.

3. Результаты моделирования

Значения интегральной светимости (свечения в столбе) I ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) для различных полос Герцберга I и Чемберлена рассчитывались по формуле:

$$I_{(\nu' \rightarrow \nu'')} = \int [\text{O}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+, \text{A}^1\Sigma_u, \nu')] A_{(\nu' \rightarrow \nu'')} dh, \quad (6)$$

где $A_{(\nu' \rightarrow \nu'')}$ - коэффициент Эйнштейна для излучательного перехода [9], dh – приращение высоты.

Рассчитанные значения интегральной светимости (свечения в столбе) I ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) для различных полос Герцберга I и Чемберлена, обусловленных излучательными переходами, представленных на рис. 1, за октябрь 1976 и 1986 гг. (условия низкой солнечной активности $F_{10.7} = 75$). Как показали расчеты, наблюдается расхождение рассчитанных с экспериментальными значениями для 3 и 4 колебательных уровней для полос Герцберга I.

В работе [6] рассчитанные константы для процессов гашения электронного возбуждения показали хорошее согласие с результатами лабораторных измерений. Что касается квантовых выходов $q_{\nu'}$, то при оценке их в [7] изначально использовалась аналитическая формула, которая могла давать погрешность для колебательных уровней с малыми значениями. Аналитическая формула для расчета квантовых выходов $q_{\nu'}$ была представлена в [7]:

$$q_{\nu'} \sim \exp[-(E_{\Lambda(\nu')} - E_0)^2/\beta^2], \quad (7)$$

где $E_0=40000\text{ см}^{-1}$, $\beta=1500\text{ см}^{-1}$ – параметры, определённые методом наименьших квадратов путем сравнения рассчитанных колебательных населенностей состояния $\text{A}^3\Sigma_u^+$ с результатами наземных наблюдений. Формула (7) была использована для расчета значений $q_{\nu'}$, при этом было произведена нормировка каждого значения квантовых выходов, чтобы сумма была равна единице. Рассчитанные значения $q_{\nu'}$ приведены в табл. 1. Поэтому мы в настоящих расчетах варьируем значения нормирующих коэффициентов, увеличив их значения приблизительно на 1/3 для 3 и 4 колебательных уровней. Соответственно, значения нормирующих коэффициентов для других колебательных уровней были уменьшены. В табл. 1 представлены исходные нормирующие коэффициенты согласно [7] и изменённые.

Таблица 1. Квантовые выходы $q_{\nu'}$ колебательного уровня ν' при тройных столкновениях (1): согласно [7] и изменённые в данной работе.

ν'	энергия $E_{\nu'}$	$q_{\nu'}$ согласно [7]	Изменённые $q_{\nu'}$
0	35010,2	3,23E-06	3,27E-06
1	35784,6	7,77E-05	7,77E-05
2	36528,6	9,87E-04	9,87E-04
3	37239,6	7,07E-03	9,43E-03
4	37914,9	3,03E-02	5,04E-02
5	38551,0	8,22E-02	8,22E-02
6	39143,3	1,51E-01	1,51E-01
7	39686,0	2,00E-01	1,93E-01
8	40171,6	2,06E-01	1,81E-01
9	40589,5	1,79E-01	1,88E-01
10	40925,8	1,43E-01	1,44E-01
	Сумма:	1,00E+00	1,00E+00

При использовании измененных квантовых выходов q_{ν} достигнуто лучшее согласие рассчитанных спектров интегральной светимости возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu=3-8)$ со спектрами, полученными с летательного аппарата во время миссии космического челнока STS 53, вылетевшего в декабре 1995 года [1]. Это согласие указывает на тот факт, что полученные экспериментальные данные по свечению молекулярных полос могут быть использованы при оценке скоростей образования и гашения различных колебательных уровней электронно-возбужденных состояний при различных столкновительных процессах. В данном случае лучшее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными удалось получить благодаря коррекции квантовых выходов q_{ν} .

4. Заключение

Обнаружено принципиальное различие спектров полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба Земли и Венеры: широкий спектр полос в свечении атмосферы Земли, система полос Герцберга II, с незначительным вкладом полос Чемберлена в атмосфере Венеры. Причём в ночной атмосфере Земли переходы осуществляются главным образом с ненулевых колебательных уровней состояний $A^3\Sigma_u^+(\nu>0)$ и $A^3\Delta_u(\nu>0)$, а в ночной атмосфере Венеры переходы осуществляются с нулевого колебательного уровня состояний $s^1\Sigma_u^-(\nu=0)$ и $A^3\Delta_u(\nu=0)$.

Достигнуто лучшее согласие рассчитанных спектров интегральной светимости возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu=3-8)$ со спектрами, полученными с летательного аппарата во время миссии космического челнока STS 53, вылетевшего в декабре 1995 года [1]. Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными значениями интенсивностей полос показало, что лучшее согласие наблюдается после коррекции квантовых выходов колебательных уровней q_{ν} состояния $A^3\Sigma_u^+$ в результате тройных столкновений (1), которые были получены в [7].

Литература

1. Broadfoot A.L., Bellaire P.J., Jr. Bridging the gap between ground-based and space-based observations of the night airglow // Journal of Geophysical Research, 1999, v.104, №A8, p.17127-17138.
2. Migliorini A., Piccioni G., Gerard J.C., Soret L., Slinger T.G., Politi R., Snels M., Drossart P., Nuccilli F. The characteristics of the O_2 Herzberg II and Chamberlain bands observed with VIRTIS/Venus Express // Icarus, 2013, v.223, №1, p.609-614.
3. Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.I. Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å // Planetary and Space Science, 1962, v.9, №12, p.883-915.
4. Краснопольский В.А., Крысько А.А., Рогачев В.Н., Паршев В.А. Спектроскопия ночного свечения Венеры на АМС Венера-9 и Венера-10 // Космические исследования, 1976, т.14, №5, с.789-795.
5. Slinger T.G., Black G. The $O_2(C^3\Delta_u \rightarrow a^1\Delta_g)$ bands in the nightglow spectrum of Venus // Geophysical Research Letters, 1978, v.5, №11, p.947-948.
6. Kirillov A.S. Electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // Ann. Geophys., 2010, v.28, №1, p.181-192.
7. Кириллов А.С. Моделирование населенностей колебательных уровней состояний молекулярного кислорода, исходных для полос Герцберга, на высотах нижней термосферы и мезосферы // Геомагнетизм и Аэронавигация, 2012, т.52, №2, с.258-264.
8. Gagné M.-É., Melo S.M.L., Lefèvre F., González-Galindo F., Strong K. Modeled O_2 airglow distributions in the Martian atmosphere // Journal of Geophysical Research, 2012, v.117, E06005, doi:10.1029/2011JE003901
9. Bates D.R. Oxygen band system transition arrays // Planet. Space Sci., 1989, v.37, №7, p.881-887.
10. Krasnopolsky V.A. Excitation of the oxygen nightglow on the terrestrial planets // Planet. Space Sci., 2011, v.59, №8, p.754-766.
11. Brecht A.S., Bougher S.W., Gerard J.-C., Soret L. Atomic oxygen distributions in the Venus thermosphere: Comparisons between Venus Express observations and global model simulations // http://Icarus, 2011, 217, 759-766.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.024

УНЧ ВОЗМУЩЕНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ОБОЛОЧКОЙ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ

О.М. Бархатова¹, В.Г. Воробьев², С.Е. Ревунов³, Д.С. Долгова³, Н.В. Косолапова³

¹ФГБОУ ВО Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия

²ФГБНУ "Полярный геофизический институт", Апатиты, Россия

³ФГБОУ ВО Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина,
Нижний Новгород, Россия

Аннотация. В периоды магнитосферных суббурь зарегистрированы одновременные возмущения полного электронного содержания и горизонтальной компоненты геомагнитного поля в диапазоне периодов Pсб, возникающие в интервалы взаимодействия магнитосферы Земли с турбулентной оболочкой магнитных облаков. Вейвлет анализ возмущений межпланетного магнитного поля, скорости и плотности плазмы солнечного ветра свидетельствует о существовании в межпланетной среде колебаний с такими же периодами.

Введение. Магнитные облака (МО) солнечного ветра являются одной из основных причин возникновения геомагнитной возмущенности, которая выражается в развитии магнитных бурь и магнитосферных суббурь [1, 2]. Возникновение и развитие суббуревой активности в магнитосфере напрямую связано с динамикой параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля [3]. В периоды суббурь возникает интенсивная трехмерная токовая система (токовый клин суббури) [4], которая связывает активные области магнитосферы с высокоширотной ионосферой. Благодаря формированию такой токовой системы, низкочастотная МГД возмущенность солнечного ветра может непосредственно передаваться в магнитосферно-ионосферную систему [5] и регистрироваться наземными обсерваториями.

Настоящее исследование посвящено поиску одновременной ионосферной и геомагнитной МГД возмущенности в диапазоне периодов Pсб в ночное и дневное местное время в периоды интенсивной суббуревой активности. Предполагается, что низкочастотные ночные МГД возмущения, содержащиеся в переходных областях магнитных облаков (МО), могут передаваться из солнечного ветра в геомагнитное поле и ионосферу. Такой подход является основным отличием от известных моделей возникновения УНЧ колебаний, в которых магнитосфера глобально резонирует под действием потоков солнечного ветра [6].

Используемые данные и методы исследования. Анализ МГД возмущений, генерируемых турбулентными явлениями оболочек МО в диапазоне периодов Pсб (7–35 минут), выполнен для семи событий, представленных в Таблице 1. Каждое из рассматриваемых МО вызывало развитие последовательностей магнитосферных суббурь интенсивностью в AL индексе от -500 нТл до -1800 нТл.

Таблица 1.

Событие	Регистрация УВ	Интервал UT	Спокойная часть, UT	Возмущенная часть, UT
10.08.2000	05:22 UT	04:22 – 07:22	04:22 – 05:22	05:22 – 07:22
06.11.2000	09:50 UT	08:50 – 11:50	08:50 – 09:50	09:50 – 11:50
18.02.1999	02:55 UT	01:55 – 04:55	01:55 – 02:55	02:55 – 04:55
20.03.2003	04:50 UT	03:50 – 06:50	03:50 – 04:50	04:50 – 06:50
14.06.2005	18:35 UT	17:35 – 20:35	17:35 – 18:35	18:35 – 20:35
05.04.2010	08:30 UT	07:30 – 10:30	07:30 – 08:30	08:30 – 10:30
03.08.2010	18:05 UT	17:00 – 20:00	17:00 – 18:05	18:05 – 20:00

Для обнаружения ионосферных и геомагнитных возмущений были использованы данные GPS станций о полном электронном содержании (ПЭС) и значения Н-компоненты геомагнитного поля на магнитных обсерваториях, расположенных в интервале широт $30-60^\circ$ N. В различные периоды станции находились как в ночном секторе LT, т.е. в долготном секторе западного электроджета, так и в дневном секторе.

Волновые явления в ионосфере изучались в течение часового интервала перед регистрацией ударной волны (УВ) каждого МО на космическом аппарате (спокойная часть, Таблица 1) и двухчасового интервала после (возмущенная часть, Таблица 1). Характерные времена появления внемагнитосферных и ионосферных МГД возмущений и их периоды устанавливались на основе использования метода спектрального вейвлет анализа с базовой функцией Добеши 4 порядка.

Ионосферная МГД возмущенность. Результаты спектрального анализа низкочастотных МГД возмущений, полученные по данным о вариациях ПЭС ионосферы и горизонтальной компоненты геомагнитного поля в «спокойные» и «возмущенные» интервалы времени для события 06 ноября 2000 г. представлены на рис. 1.

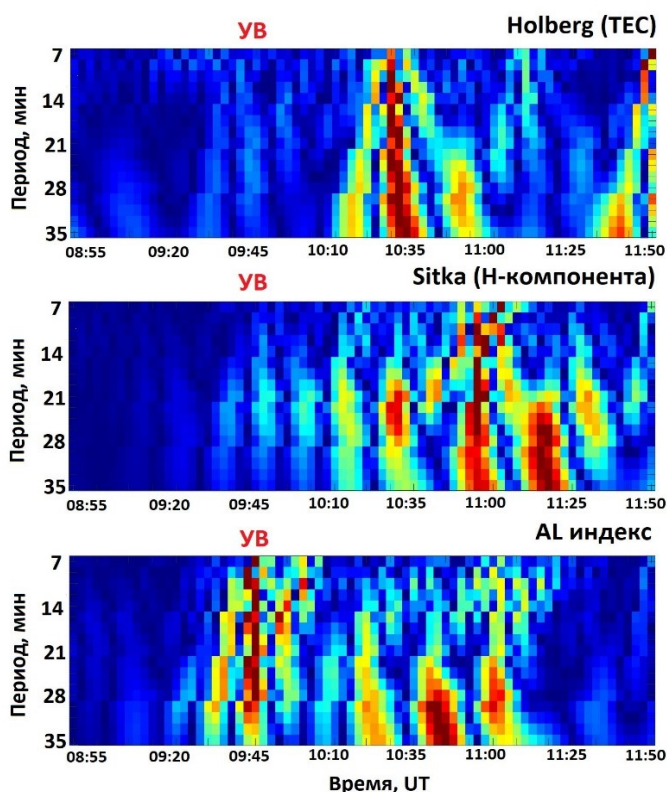


Рисунок 1. Вейвлет-спектры ПЭС по данным станции Holberg (50.65° с.ш., 231.98° в.д.), Н-компоненты геомагнитного поля по данным станции Sitka (57.06° с.ш., 224.67° в.д.) и индекса AL для события 06 ноября 2000 г; УВ - область регистрации ударной волны магнитного облака.

Особенности реакции магнитосферно-ионосферной системы на УВ и турбулентную оболочку МО в этом событии исследовались в местное ночное время на основе данных двух ионосферных GPS станций: Holberg (50.65° с.ш., 231.98° в.д., $L = 2.87$) и Mammoth Lakes (37.65° с.ш., 241.04° в.д., $L = 1.84$) и трех магнитных станций Sitka (57.1° с.ш., 224.67° в.д., $L = 3.8$), Victoria (48.52° с.ш., 236.58° в.д., $L = 2.7$), Tucson (32.17° с.ш., 249.27° в.д., $L = 1.66$). Используемые GPS и магнитные станции расположены в интервале широт от 32° до 57° N. На рис. 1 приведены вейвлет-спектры вариаций ПЭС на станции Holberg, Н-компоненты геомагнитного поля на станции Sitka и индекса AL в интервале от 08:50 UT до 11:50 UT. Анализ полученных вейвлет-картин показывает, что одновременные спектральные максимумы вариаций ПЭС и Н-компоненты отмечаются в интервале времени 10:10 - 11:00 UT. Характерные периоды возмущений лежат в диапазоне $P_{\text{сб}}$. Отметим, что в интегральном индексе AL, характеризующем активность западного электроджета, возмущения от ударной волны магнитного облака и его переходной области прослеживаются даже более отчетливо, чем на отдельных магнитных станциях. Как видно из рис. 1, возмущения AL сопровождаются интенсивными ионосферными возмущениями. На более низкоширотных станциях общий

уровень ионосферной и геомагнитной возмущенности ниже. Это может свидетельствовать о том, что МГД возмущения распространяются от аврорального источника к средним широтам с затуханием. Следует заметить, что в интервал, отвечающий спокойному солнечному ветру до прихода УВ, ионосферные и геомагнитные возмущения одновременно не наблюдаются, а общий уровень возмущенности значительно ниже, чем в интервал времени после прихода УВ.

Можно заключить, что в период взаимодействия магнитосферы с турбулентной оболочкой облаков в авроральной зоне наблюдается усиление суббуревой активности. В эти же интервалы на наземных ионосферных и магнитных станциях отмечается одновременная УНЧ возмущенность в изучаемом частотном диапазоне.

Выполненная на основе анализа вейвлет-спектров оценка уровня возмущенности в системе магнитосфера-ионосфера и обнаружение МГД возмущений в периоды прохождения Земли через оболочку МО для оставшихся шести случаев демонстрирует результаты, сходные с рассмотренными выше на рис. 1: до прихода ударных волн одновременная ионосферная и геомагнитная возмущенность отсутствует, но регистрируется при взаимодействии магнитосферы с оболочкой МО.

Отмеченная выше ночная возмущенность ионосферно-магнитосферной системы может быть связана с проникновением в магнитосферу МГД возмущений солнечного ветра через трехмерную токовую систему клина суббури. С другой стороны, подобные возмущения часто связывают с резонансным откликом магнитосферы на прибытие ударной волны магнитного облака [5]. С целью проверки действия такого механизма в рассматриваемых случаях, выполнено сопоставление возмущений ПЭС и Н-компоненты геомагнитного поля на станциях, находящихся с дневной стороны магнитосферы. Сопоставление полученных вейвлет-картин показывает не только отсутствие одновременности в рассматриваемых геомагнитной и ПЭС возмущенности, но и практически полное отсутствие возмущений ПЭС на всём рассматриваемом интервале. В Н-компоненте геомагнитного поля некоторая незначительная возмущённость наблюдается. Однако, ввиду её рассогласованности по времени с возмущениями в плазме солнечного ветра и ММП, эта возмущенность не связана с подошедшим магнитным облаком.

Продемонстрированная выше на примере одного события методика была применена для семи магнитных облаков (табл. 1). Поиск синхронизованных ионосферных и геомагнитных возмущений был выполнен в ночное и дневное местное время с целью проверки степени глобального воздействия УНЧ возмущений оболочек МО на магнитосферно-ионосферную систему.

На рисунке 2а представлена гистограмма общего количества событий, для которых при прохождении магнитосферы через оболочку МО в ночное местное время регистрируется синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность. По оси абсцисс отложены средние значения периодов на интервалах длительностью 3,5 мин, на которые был разделен весь исследуемый диапазон, по оси ординат – общее количество событий. Гистограмма демонстрирует увеличение числа событий с одновременно регистрируемой возмущенностью ионосферных и геомагнитных возмущений для интервалов периодов 7-10,5, 17,5-21 и 28-31,5 мин.

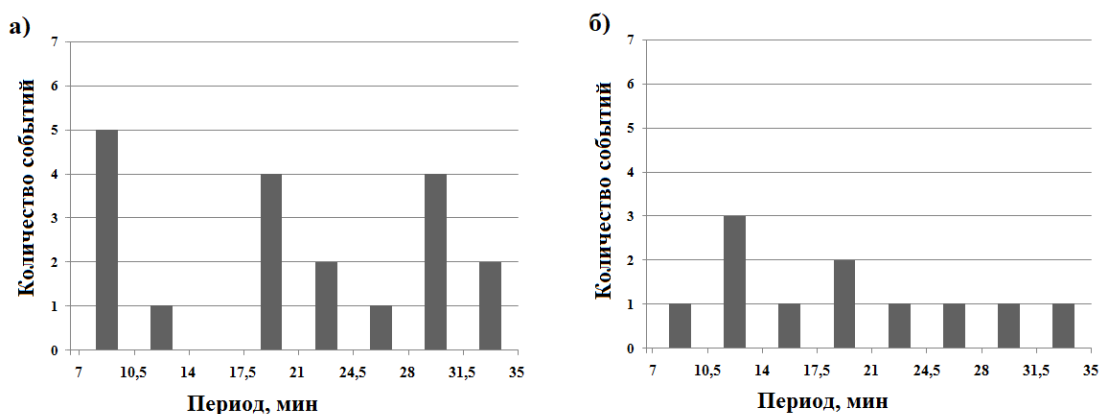


Рисунок 2. Гистограммы количества событий, для которых возникает синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность в ночное местное время (а) и в местное дневное время (б). По оси абсцисс отложены интервалы периодов возмущений.

Анализ вейвлет-спектров ПЭС и Н-компоненты геомагнитного поля на дневной стороне магнитосферы, выполненный в тех же интервалах времени для всех рассматриваемых событий показал, что синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность практически отсутствует (рис. 2б). Наибольшее число одновременных ионосферных и геомагнитных возмущений в дневное время

регистрируется на интервале периодов 10.5-14 минут. Этот интервал не совпадает с наиболее часто регистрируемыми «ночными» периодами, выделенными ранее. Это может означать, что регистрируемые в дневное и ночное местное время одновременные возмущения ПЭС и геомагнитного поля имеют разные источники.

Заключение. Проведен анализ УНЧ ионосферных и геомагнитных возмущений в диапазоне периодов Pсб, возникающих в интервалы суббулевой активности, вызываемой турбулентными оболочками магнитных облаков солнечного ветра.

Для всех событий в местное ночное время на широтах 30° - 60° с.ш. обнаружена синхронизованная по частоте одновременная ионосферная и геомагнитная возмущенность. Наиболее часто одновременность ионосферных и геомагнитных ночных возмущений была отмечена для интервалов периодов 7-10.5, 17.5-21 и 28-31.5 мин. В магнитноспокойный часовой интервал перед приходом к магнитосфере ударной волны, одновременные ионосферные и геомагнитные возмущения на рассматриваемых станциях отсутствуют. В местное дневное время синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность практически отсутствует. В редких случаях ее возникновения период вариаций не совпадает с наиболее часто регистрируемыми «ночными» периодами. Это означает, что регистрируемые в дневное и ночное местное время возмущения имеют разные источники.

Можно заключить, что низкочастотная МГД возмущенность возникает в магнитосферно-ионосферной системе только в случае развития суббулевой активности и только в местное ночное время. Согласно рассматриваемому нами качественному сценарию, под воздействием возмущенного замагниченного солнечного ветра геомагнитный хвост магнитосферы может передать рассматриваемые УНЧ колебания западному авроральному электроджету (AL), который является частью трехмерной токовой системы клина суббури. Этот активный электроджет может, в свою очередь, являться источником среднеширотных МГД возмущений, регистрируемых на среднеширотных магнитных обсерваториях и в данных GPS. Полученные результаты согласуются с выводами работ [5, 7-9].

Список литературы

1. *Дэспирак И.В., Любич А.А., Клейменова Н.Г.* “Полярные” и “высокоширотные” суббури и условия в солнечном ветре // *Геомагнетизм и Аэрномия*. 2014. Т. 54, № 5. С. 619–626. DOI: 10.7868/S0016794014050046
Despirak I.V., Lyubchich A.A., Kleimenova N.G. Polar and high latitude substorms and Solar wind conditions // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2014. V. 54. № 5. P. 575-582.
2. *Barkhatov N.A., Revunov S.E., Mukhina M.V. et al.* Establishing the orientation of shock wave plane of solar wind magnetic cloud for conclusions about the level of auroral substorm activity // *JP Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. V. 17. No. 1. P. 195 - 202. DOI: 10.17654/HM017010195
3. *Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Zverev V.L., Antonova E.E.* Influence of Solar wind plasma parameters on the intensity of isolated magnetospheric substorms // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2018. V. 58. № 3. P. 295-306.
4. *McPherron R.L., Barfield J.N.* A seasonal change in the effect of field-aligned currents at synchronous orbit // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. N. A12. P. 6743–6746. DOI: 10.1029/JA085iA12p06743
5. *Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Самсонов С.Н.* Иррегулярные Pi3 пульсации и их связь с потоками заряженных частиц в магнитосфере и ионосфере // “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXXVIII Annual Seminar. 2015. Apatity. P. 71-74.
6. *Kepko L., Spence H.E.* Observations of discrete, global magnetospheric oscillations directly driven by solar wind density variations // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P.1257. DOI: 10.1029/2002JA009676
7. *Klibanova Yu.Yu., Mishin V.V., Tsegmed B.* Specific Features of Daytime Long-Period Pulsations Observed during the Solar Wind Impulse against a Background of the Substorm of August 1, 1998 // *Cosmic Research*. 2014. V. 52. No. 6. P. 421–429.
8. *Kleimenova N.G., Kozyreva O.V., Shott J.-J.* Wave geomagnetic response of the magnetosphere to an interplanetary magnetic cloud that approached the Earth on July 14-15,2000 (a Bastille Day Event) // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2003. V. 43. № 3. P. 299-308.
9. *Бархатов Н.А., Виноградов А.Б., Ревунова Е.А.* Проявление ориентации магнитных облаков солнечного ветра в сезонной вариации геомагнитной активности // *Космические исследования*. 2014. Т. 52, № 4. С. 286-295. DOI: 10.7868/80023420614040025

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.025

ОБРАБОТКА ИОНОГРАММ ВЫСОКОШИРОТНЫХ СТАНЦИЙ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ: ES И F2 СЛОИ

С.А. Долгачева, Л.Н. Макарова, А.В. Николаев

ФГБУ «Арктический и антарктический научно-исследовательский институт»,
Санкт-Петербург, Россия

E-mails: dolgachyova2010@yandex.ru, lumak@aari.nw.ru, demosfen.spb@gmail.com

Аннотация. В работе рассматривается использование искусственных нейронных сетей для автоматической обработки высокоширотных ионограмм вертикального зондирования. Нейросетевые модели обучались различать типы слоев Es и F2 и определять их параметры: критические частоты обыкновенной волны для Es и F2 слоев (f_oEs и f_oF2), минимальные действующие высоты (hEs , $hF2$), наименьшую наблюдаемую частоту отражения от ионосферы (f_{min}), экранирующую частоту слоя Es ($fbEs$), высоту максимума слоя Esr, наибольшую частоту отражения от области F (fxI), предельную частоту рассеянной обыкновенной компоненты слоя F (foI), высоту и частоту для коэффициента M3000 F2 слоя (M3000f F2 и M3000h F2). Эффективность моделей оценивалась с помощью тестовой выборки, содержащей 30000 ионограмм. Точность определения слоев Es и F2 наиболее эффективной модели составляет 91.1% и 91.9% соответственно. Средняя ошибка определения частот составляет от 0.27 до 0.66 МГц для разного типа частот; средняя ошибка определения высоты Es ~ 8.5 км, высоты F2 ~ 30 км.

Введение

Объектом исследовательского интереса является высокоширотная ионосфера, состояние которой связано с солнечной активностью и процессами, протекающими в солнечном ветре и магнитосфере Земли. Сеть полярных станций Росгидромета, на которых работниками ФГБУ «АНИИ» были установлены комплексы вертикального зондирования ионосферы (ВЗИ) CADI (Canadian Advanced Digital Ionosonde), развернута вдоль активной области авроральной зоны и покрывает более пяти часовых поясов, что позволяет исследовать структуру и пространственно-временное распределение быстро протекающих ионосферных процессов. Однако обработка результатов ВЗИ на высокоширотных станциях носит более сложный характер, в отличие от станций на средних широтах, так как авроральная ионосфера характеризуется большой изменчивостью и разнообразием распределения электронной концентрации на разных высотах [1 - 5].

Наблюдения авроральной ионосферы [3, 5] показывают, что при разных уровнях магнитной активности на уровне E и F слоев возникают спорадические ионосферные образования, которые носят локальный характер. Связано это с тем, что, помимо воздействия ультрафиолетового излучения Солнца (EUV) на ионосферу Земли, в периоды магнитосферных бурь и суббурь усиливаются электрические поля, продольные токи, а также высыпания частиц плазменного слоя из ночной магнитосферы в авроральную зону. В результате, структура получаемых высокоширотных ионограмм усложняется, и их интерпретация наблюдателями затрудняется, а автоматическая обработка становится вовсе невозможной [1, 2].

Для решения научных задач, связанных с исследованием эволюции спорадических слоев высокоширотной ионосферы с высоким временным разрешением требуется обработка большого массива ионограмм, которая в настоящее время не может выполняться в полном объеме наблюдателями вручную. Так, например, в Арктической Зоне России ФГБУ «АНИИ» проводит сеансы вертикального зондирования ионосферы на 6 полярных станциях Росгидромета и одной среднеширотной станции ЭИС НИС «Горьковская» с 15-минутным временным интервалом. Объем данных, получаемый Полярным Геофизическим Центром (ПГЦ) отдела Геофизики в час составляет около 28 ионограмм, в сутки – около 672. При таком потоке данных с учетом их сложной структуры, наблюдатели выполняют обработку 25% всех ионограмм с временным разрешением 1 час. Остальная часть ионограмм (75%) не интерпретируется и хранится в базе данных ПГЦ в исходном виде. Обработка всего объема ионограмм требует вовлечения автоматических алгоритмов, способных фильтровать исходные данные, выделять типы ионосферных слоев и определять их параметры. В нашей работе исследовалась возможность применения метода глубокого обучения искусственных нейронных сетей для распознавания типов слоев Es и/или F2 и определения их основных параметров. Для обучения моделей использовались обработанные наблюдателями ионограммы, хранящиеся в базе данных

ПГЦ. Для максимального разнообразия обучающей выборки были отобраны ионограммы со всех станций для всех сезонов при различном уровне геомагнитной активности.

Обучение моделей и результаты

Искусственные нейронные сети [7] основаны на наборе связанных единиц, называемых искусственными нейронами, организованными в слои разных типов. Слой реализован как матрица весов, на которую умножается вектор входных данных, и затем прибавляется вектор свободных членов. К конечному результату выполняемых операций применяется нелинейная функция активации. Количество слоев зависит от сложности задачи и определяется экспериментально или на основе успешного решения похожих задач. Обучение нейронной сети – это итеративный процесс минимизации ошибки работы сети, в течение которого корректируются веса методом обратного распространения ошибки до тех пор, пока ошибка на выходе сети не будет ниже заданного порога, а метрики оценки качества работы не уложатся в выбранные пределы. Функция ошибки и метрики качества выбираются исходя из задачи. Например, для задачи классификации одной из метрик качества является точность определения класса (класс Es, класс F2).

Обработка ионограммы относится к задаче распознавания изображений, одной из классических задач компьютерного зрения, состоящей из двух ключевых этапов – выделения признаков из данных и классификации (или регрессии) на их основе. Задача классификации и регрессии может решаться с помощью линейных слоев (одномерного вектора весов). Для выделения признаков из изображения используются свёрточные слои, которые представляют собой трехмерную матрицу (набор двумерных фильтров - матриц весов). Каждый фрагмент изображения умножается на фильтр поэлементно, а результат умножения суммируется и записывается в аналогичную позицию получаемой матрицы признаков изображения (например, прямые под разными углами). Размеры фильтра малы (3x3 или 5x5 пикселя), с его помощью учитывается связь между пикселями внутри малой области. После операции свёртки и применения нелинейной функции активации происходит уменьшение пространственного размера матрицы признаков с помощью операции субдискретизации, которая заключается в объединении ближайших элементов матрицы (находится максимум или арифметическое среднее). Благодаря этому последующий свёрточный слой учитывает более глобальные взаимосвязи.

Для получения модели нужного качества, необходимо подобрать архитектуру сети и метод ее обучения. В настоящее время для решения разных задач классификации и регрессии широко применяется метод переноса обучения (transfer learning) [9]. Этот метод заключается в использовании уже обученной на большом количестве данных нейронной сети (например, ResNet [8], обученной командой Microsoft Research на нескольких миллионах изображений в открытом доступе) или сети, обученной собственным набором данных (например, изображениями ионограмм). В качестве последнего слоя классификации (или регрессии) выбранной нейросети создается новый слой, который обучается под решаемую задачу, при этом необходимость полного цикла обучения модели отпадает. Если полученная таким образом нейросеть плохо выделяет признаки (в нашем случае это определение слоёв Es и F), её можно дополнительно обучить. В данной работе был использован как метод полного обучения нейросети, так и метод transfer learning с использованием обученной на ионограммах модели автокодировщика – нейронной сети, получающей на выходе отклик, наиболее близкий к входным данным.

Первым этапом задачи автоматизации обработки ионограмм было определение типов ионосферных слоёв на ионограмме. Для определения первоначальной архитектуры моделей были выбраны ионограммы с наличием только одного ионосферного слоя. После анализа базы данных ПГЦ оказалось, что ионограммы со слоем E и слоем F1 недостаточно для обучения нейросети, поэтому были отобраны случайные 30000 ионограмм с наличием Es и F2 слоёв. Из них 20000 ионограмм составили обучающую выборку и 10000 – тестовую, для оценки точности модели. Две модели бинарной классификации с двумя слоями свертки и тремя линейными слоями, прошедшие полный цикл обучения, определили на ионограммах 90% всех слоёв Es и 87% всех слоёв F2. Далее, в обучающую и тестовую выборку были добавлены ионограммы с наличием всех ионосферных слоев. После обучения эффективность распознавания на тестовой выборке в 20000 ионограмм достигло 91.1% для Es слоя и 91.9% для слоя F2. Примеры автоматического определения слоёв представлены на рисунке 1.

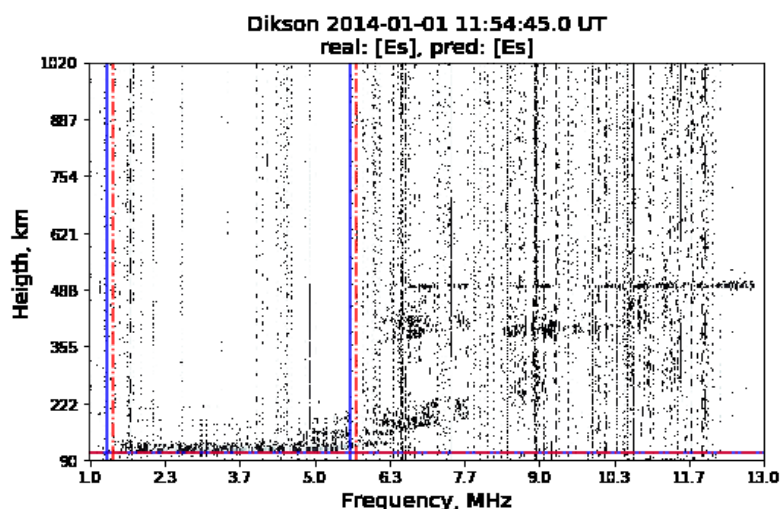
Следующим шагом было определение основных параметров ионосферных слоёв – минимальных действующих высот и критических частот обыкновенной волны. Для решения этой задачи был использован метод transfer learning с автокодировщиком и новая модель, с такой же архитектурой, как и в модели классификации. В результате обучения все модели показали примерно одинаковую эффективность: 1МГц средняя ошибка определения критической частоты Es слоя и 0.39 МГц средняя ошибка определения критической частоты F2 слоя. Для минимальной действующей высоты Es слоя средняя ошибка составила ~10.3 км, для F2 ~30 км. Пример работы наиболее эффективной модели на основе автокодировщика представлен на рисунке 1.

Далее, обучающий и тестовый набор были расширены ионограммами, сбалансированными таким образом, чтобы были равномерно представлены критические частоты Es и F2, а так же типы Es слоя. В итоге,

обучающая выборка составила 100000 ионограмм, а тестовая – 30000 ионограмм с высоким разнообразием. На этих данных были обучены усложненные регрессионные модели. Помимо критических частот и действующих высот было добавлено определение минимальной наблюдаемой частоты отражения от ионосферы (f_{min}), экранирующей частоты слоя Es (f_bEs), высоты максимума слоя Esr, наибольшей частоты отражения от области F (f_xI), предельной частоты рассеянной обыкновенной компоненты слоя F (f_oI) и высоты и частоты для коэффициента M3000 F2 слоя (M3000f F2 и M3000h F2). На данном этапе средняя ошибка определения высоты слоя в наиболее эффективной модели составляет 8.25 км для Es и 8.5 км для высоты максимума слоя Esr. Средняя ошибка определения высоты F2 слоя и высоты M3000 F2 слоя выше 10 км, однако, многообразие методов обучения и архитектур моделей позволяет подобрать в дальнейшем вариант для достижения необходимой точности.

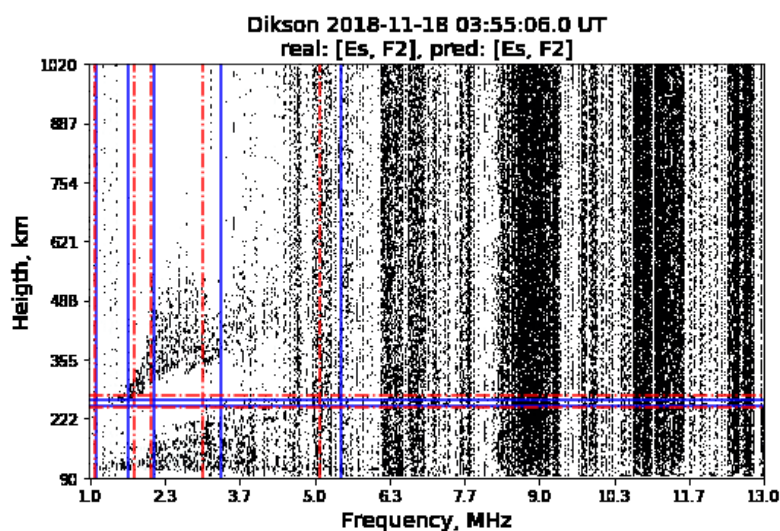
Средняя ошибка определения минимальной частоты составляет ~ 0.32 МГц, для критической частоты Es слоя ~ 0.66 МГц, для частоты проникновения ~ 0.47 МГц, для критической частоты F2 слоя ~ 0.4 МГц. Ошибка предельной частоты рассеянной o-компоненты слоя F ~ 0.27 МГц, предельной частоты отражения от слоя F ~ 0.45 МГц и ~ 0.4 МГц для частоты M3000. Пример работы модели представлен на рисунке 1.

а)



	real	pred
f_{min} , MHz	1.30	1.42
$f_o Es$, MHz	5.64	5.09
$h Es$, km	107	108

б)



	real	pred
f_{min} , MHz	1.13	1.09
$f_o Es$, MHz	5.47	5.09
$h Es$, km	106	111
$f_o F2$, MHz	2.14	2.08
$h F2$, km	251	250
$f_x I$, MHz	3.34	3.02
M 3000 f, MHz	1.68	1.80
M 3000 h, km	267	276

Рисунок 1. Определение типа слоя (Es и F2) и его параметров (f_{min} , $f_o Es$, $h Es$, $f_o F2$, $h F2$, $f_x I$, M3000 f и h) на примере обработки ионограмм со станции Диксон за 01.01.2014 (а) и 18.11.2018 (б). Результат интерпретации наблюдателем обозначен как «real» (синяя линия), нейросетью как «pred» (красная линия).

Заключение

Использование искусственных нейронных сетей для интерпретации сложных высокоширотных ионограмм имеет большой потенциал в решении задачи улучшения качества их обработки. Существующие на данный момент алгоритмы имеют значительно меньшую эффективность, например, точность автоматической обработки, применяемой дигизондом Рейниша (DPS-4) в летний период не превышает 70%, а в зимний 50% [2]. В данной работе приведены результаты обработки 30000 ионограмм, содержащие Es и F2 слои, которые показали, что наиболее эффективные нейросетевые модели способны определить Es и F2 слой с точностью 91.1% и 91.9% соответственно. Средняя ошибка определения критических частот слоёв лежит в допустимых пределах, однако, точность определения высот слоев, как и определения их частот, требует дальнейшего обучения моделей. Также стоит отметить, что улучшение качества автоматической обработки ионограмм мало зависит от выбора уже обученных моделей по принципу transfer learning или моделей, прошедших полный цикл обучения. Однако выбор набора параметров, методов обучения нейронной сети и качество обучающей выборки играют ключевую роль в решении задачи точной интерпретации исходных данных.

Литература

1. *Выставной В.М., Макарова Л.Н., Широков А.В., Егорова Л.В.* Исследования высокоширотной ионосферы методом вертикального зондирования с использованием современного цифрового ионозонда cad1. Гелиогеофизические исследования, № 4, 2013, С. 1–10.
2. *Выставной В.М., Егорова Л.В., Макарова Л.Н., Широков А.В.* Измерения параметров высокоширотной ионосферы методом вертикального зондирования с помощью современного цифрового ионозонда. Мир Измерений, № 10, 2014, С. 49–55.
3. *Макарова Л.Н., Широков А.В., Николаева В.Д.* Динамика аврорального слоя во время слабых и сильных возмущений в магнитосфере. Геомагнетизм и аэрномия, том 54, № 6, 2014, С. 763-766.
4. *Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козлов Б.В.* Физико-химическая модель авроральной ионосферы. Космические исследования, №2, 2017, С. 12-24.
5. *Трошичев О.А., Беспозванная А.С., Макарова Л.Н. и др.* Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах. Л.: Гидрометеиздат, 1986, 255 с.
6. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. Пер. с англ. / Междунар. науч. радиосоюз, Сов. нац. ком. М.: Наука, 1978, 342 с.
7. *Николенко С., Кадурин А., Архангельская Е.* Глубокое обучение. СПб.: Питер, 2018, 480 с.
8. *Kaiming He, Xiangyu Zhang, Shaoqing Ren, Jian Sun.* Deep Residual Learning for Image Recognition. arXiv:1512.03385, 2015.
9. *Pan S.J., Yang Q.* A survey on transfer learning. IEEE Transactions on Knowledge and Data Engineering, V. 22(10), 2010, P. 1345–1359.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.026

ИЗМЕРЕНИЯ УФ СВЕЧЕНИЯ В ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЯХ ТЕЛЕСКОПОМ «ТУС» НА БОРТУ СПУТНИКА «ЛОМОНОСОВ»

П.А. Климов¹, М.И. Панасюк^{1,2}, К.Ф. Сигаева^{1,2}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, г. Москва

²Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, г. Москва

Аннотация. Детектор «ТУС» был запущен в апреле 2016 года на борту спутника «Ломоносов». Прибор представляет собой высокочувствительный телескоп с площадью зеркала 2 м² и высоким временным разрешением (0.8 мкс). Поле зрения прибора 6400 км², угловое разрешение 10 мрад, что соответствует квадрату 5×5 км на поверхности Земли. Спутник «Ломоносов» имеет полярную солнечно-синхронную орбиту с наклоном 97.6°, что позволяет проводить измерения вплоть до самых высоких широт на теневой стороне орбиты. Электроника детектора реализует несколько режимов работы, отличающихся временным разрешением (от 0.8 мкс до 6.6 мс) и позволяет регистрировать оптические явления различных временных масштабов. В данной работе проведен анализ УФ свечения в полярных областях северного полушария (50–80 градусов с.ш.), измеренного в режиме с временным разрешением 6.6 мс и длительностью развертки 1.7 с. Проанализированы около 2500 наблюдений в широком диапазоне долгот. Отобраны события, в которых наблюдается пространственно-временная динамика сигнала (пульсации УФ свечения), отличная от стационарного шума, антропогенных источников и отражений света от облачного покрова. Проведен анализ расположения выделенных событий относительно аврорального овала и показано, что они возникают в условиях повышенной геомагнитной активности и расположены на субавроральных широтах. Пространственные структуры локализованы в поле зрения прибора и имеют поперечный размер порядка 10 км, а частота пульсаций составляет 1–10 Гц.

Введение. На сегодняшний день механизмы образования авроральных пульсаций недостаточно изучены. Пульсирующие полярные сияния – это квазипериодические модуляции интенсивности протяженных форм, вызванные высыпаниями энергичных электронов с энергиями порядка 1-100 кэВ. Они появляются в виде нерегулярных пятен светимости с квазипериодическими (2–20 с или более) временными флуктуациями, которые часто сопровождаются быстрыми сложными движениями их яркой части [Yamamoto, 1988]. Мерцающее сияние состоит из небольших столбцов с периодическими изменениями интенсивности в дискретных дугах сияний. Первый отчет и описание событий такого типа было сделано в работе [Beach et al., 1968]. Позже были проведены многие оптические наблюдения мерцающего сияния, при анализе которых были получены некоторые особенности пространственно-временной структуры: ширина каждого мерцающего столбца находится в диапазоне 1–12 км [Sakanoi et al., 2004], а его время жизни составляет 1–2 с [Kunitake et al., 1984]. Амплитуда модуляции в светимости составляет менее 10–20 % от светимости фона, а типичные частоты – 3–15 Гц. Sakanoi et al. [2005] провели сравнение наблюдаемых параметров мерцающего сияния и теоретических оценок параметров дисперсионных альфвеновских волн и показали, что наблюдаемое мерцающее сияние может быть вызвано модуляцией потока электронов электромагнитными ионными циклотронными волнами или инерциальными альфвеновскими волнами в области ускорения сияний, расположенной в диапазоне высот 2000–5000 км. Дискретные аврооры могут вызываться микровспышками высыпавшихся электронов во внешнем радиационном поясе за счет их рассеяния на волнах типа «вистлер» [Shumko, 2018]. Эта идея пичч-углового рассеяния электронов на вистлерах находит подтверждение в симуляционной модели [Mioshi et al., 2010, 2015]. В работе [Sato et al., 2004] проведено прямое сравнение пульсирующих полярных сияний, наблюдаемых с земли на станции Suowa в Антарктике и на борту спутника FAST (высота 3100 км) и получено, что исходные области генерации или модуляции энергичных частиц находятся выше, чем орбита спутника FAST, а именно в области от 2 Re до 6 Re от него. Многие работы связывают как основные периоды модуляции, так и тонкую структуру пульсирующих сияний с ОНЧ сигналами (квазипериодическими и хоровыми излучениями) [Demekhov et al., 1994; Nishimura et al., 2011; Kawamura et al., 2019]. Подобные модели, основанные на механизме взаимодействия типа «волна-частица», указывают на его пространственную локализацию в области замкнутых силовых линий внешней области радиационных поясов. Однако известно, что транзитные потоки электронов могут создаваться за счет реализации физических процессов ускорения в

ближнем плазменном слое (см., например, [Sauvaud et al., 2004]). Дрейфуя вдоль магнитных силовых линий, они должны высыпаться в атмосферу, создавая дискретные сияния и тем самым стать дополнительным или конкурирующим механизмом их генерации.

В данной работе приведены новые экспериментальные данные о пульсирующих излучениях в районе аврорального овала, измеренных детектором «ТУС» на борту спутника «Ломоносов».

1. Измерения УФ свечения на спутниках МГУ. Исследования УФ излучения атмосферы проводятся в НИИЯФ МГУ с 2005 года, когда был запущен спутник «Университетский-Татьяна» [Садовничий и др., 2007]. На борту спутника был установлен детектор УФ излучения, состоящий из одного ФЭУ со считывающей электроникой и полем зрения 16° [Гарипов и др., 2006]. Затем аналогичные приборы работали на космических аппаратах «Университетский-Татьяна-2» [Garipov et al., 2010] и «Вернов» [Panasyuk et al., 2016]. Все спутники обладали полярной орбитой, поэтому была возможность регистрировать как грозовые, в основном приэкваториальные УФ вспышки, так и свечение на высоких широтах. По данным спутника «Университетский-Татьяна» исследовалась корреляция возрастных потоков электронов в полярной области и интенсивности УФ излучения [Веденькин и др., 2006]. По данным спутника «Вернов» было показано, что интенсивность стационарного свечения аврорального овала, положение его границ и пространственная структура зависят от геомагнитной обстановки. Так, при увеличении индекса A_e с 100 нТл до 1000 нТл интенсивность свечения увеличивается в 1.5 раза, экваториальная граница смещается в область низких широт более чем на 10 градусов, и появляется двугорбая структура. Пример измерений показан на рис. 1.

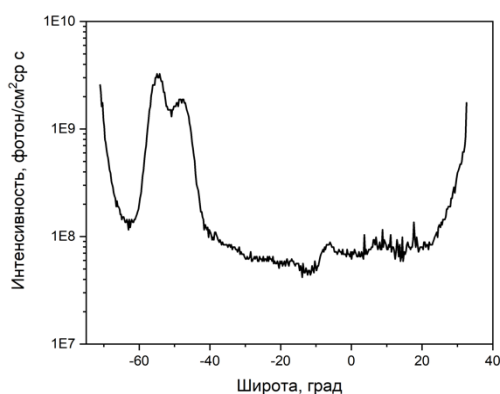


Рисунок 1. Пример измерения свечения аврорального овала ($40^\circ - 60^\circ$ Ю.Ш.) детектором на спутнике «Вернов» при $A_e = 1000$ нТл.

Однако отсутствие пространственного разрешения у всех детекторов на этих космических аппаратах не позволяло исследовать пространственно-временную структуру регистрируемых событий.

В 2016 году на борту спутника «Ломоносов» [Sadovnichii et al., 2017] был запущен детектор УФ излучения «ТУС». Детектор «ТУС» – высокочувствительный телескоп, предназначенный для регистрации слабого УФ свечения широких атмосферных ливней. Детектор представляет собой телескоп-рефлектор, состоящий из зеркала-концентратора площадью 2 м^2 и фотоприемника – матрицы из 256 пикселей (ФЭУ Hamamatsu R1463). Поле зрения одного пикселя на поверхности Земли – квадрат $5 \times 5 \text{ км}$, общее поле зрения составляет $80 \times 80 \text{ км}$ [Klimov et al., 2017]. Высокая чувствительность и несколько режимов работы, отличающиеся временным разрешением (0.8 мкс, 25.6 мкс, 0.4 мс и 6.6 мс), позволили регистрировать и изучать свечения разнообразной природы: метеоры,

антропогенное свечение, грозовые явления (молнии и высоко атмосферные транзитные световые явления) и пр., провести измерения УФ треков в атмосфере Земли [Khrenov et al., 2020; Klimov et al., 2019], а также УФ пульсаций в высоких широтах, представленных в данной работе.

2. События с УФ пульсациями в высоких широтах. За время работы детектора «ТУС» в режиме с разрешением 6.6 мс было зарегистрировано чуть более 10 тысяч событий на ночной стороне орбиты. Из них порядка 2500 в широтах более 50° С.Ш. Среди измерений большая доля событий – флуктуации стационарного шума, наблюдаются антропогенные источники, которые выделены характерной скоростью перемещения в поле зрения детектора, равной скорости движения спутника, и модуляцией сигнала промышленной частотой. Отдельно был выделен класс событий, в которых наблюдаются пульсации УФ свечения, не связанные ни с грозовой активностью, ни с антропогенными источниками, ни с облачным покровом.

Пример события с пульсациями показан на рисунке 2. Слева на рисунке приведена карта каналов (матрица фотоприемника – пространственная структура события) с пространственным разрешением 4 км на высоте 100 км в момент времени 430 мс от начала записи. Справа показана осциллограмма сигнала в одном канале (модуль 7, пиксель 14). Видно увеличение сигнала в течение 1.2 с, с явными пульсациями. Период пульсаций составляет около 0.3 с, а амплитуда – 20 % от уровня фона.

Всего было обнаружено 67 таких событий в базе данных детектора «ТУС». События имеют характерное географическое распределение вдоль аврорального овала (см. рис. 3, слева). Важно отметить, что события были зарегистрированы в районе экваториальной границы овала на довольно малых L-оболочках. На рис. 3 справа приведён пример расположения события, показанного на рис. 2, относительно аврорального овала

(показан суммарный поток энергии авроральных электронов, <https://iswa.ccmc.gsfc.nasa.gov/IswaSystemWebApp/>). Более половины событий зарегистрированы на L-оболочках 4–6, в области пересечения аврорального овала и внешнего радиационного пояса.

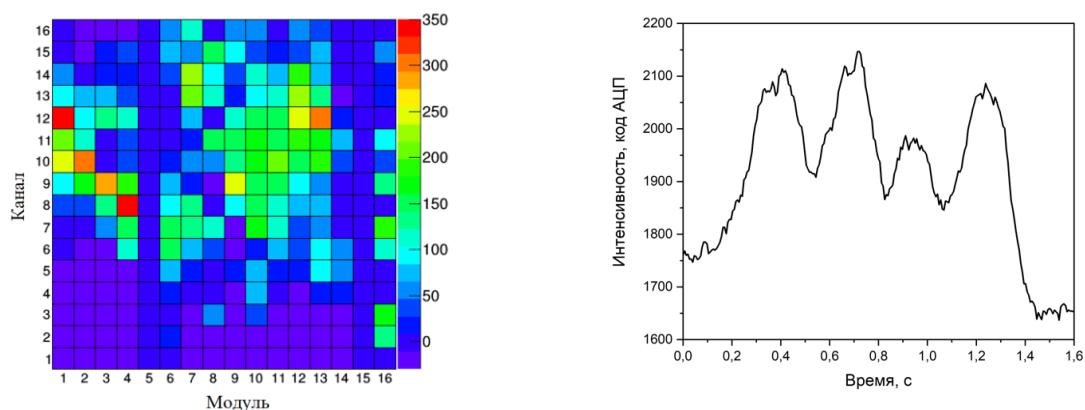


Рисунок 2. Пример события с УФ-пульсациями, измеренными детектором «ТУС» 10 ноября 2017 г. в 13-31 UTC.

Пространственное разрешение прибора определяется размером пикселя и функцией рассеяния точки (ФРТ) оптической системы. Угловой размер одного пикселя составляет 10 мрад, что соответствует площадке 5×5 км на поверхности Земли. ФРТ была измерена в ходе предполетных испытаний аппаратуры, и ее $R_{RMS} = 7-10$ мм. Таким образом, при фокусировании происходит размытие изображения точечного источника на несколько соседних каналов. Поэтому точность локализации размеров области свечения составляет порядка 10 км, и основным критерием, по которому оценивается размер источника, является количество пикселей с определенной формой осциллограммы (временного хода сигнала). В большинстве регистрируемых событий вид УФ пульсаций не одинаков во всем поле зрения, наблюдаются локальные группы пикселей с близкими по форме временными особенностями. На примере, показанном на рис. 2 видны несколько областей повышенного свечения, которые сопоставимы или несколько больше ФРТ зеркала, т.е. размер источника составляет от одного до нескольких пикселей (5–15 км).

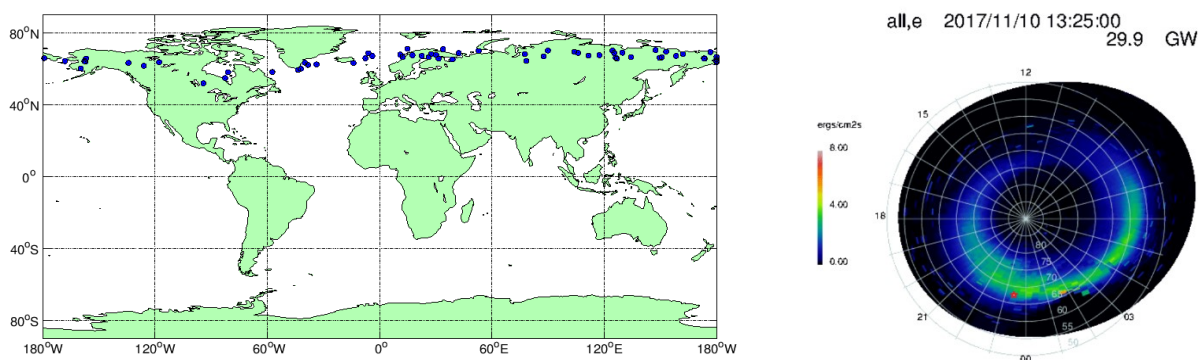


Рисунок 3. Слева: географическое распределение 67 событий с УФ пульсациями (синие точки). Справа: расположение события, измеренного детектором «ТУС» 10 ноября 2017 г. в 13-31 UTC (красная точка) относительно аврорального овала по данным <https://iswa.ccmc.gsfc.nasa.gov/IswaSystemWebApp/>

3. Заключение. Благодаря полярной орбите и высокой чувствительности детектор «ТУС» зарегистрировал ультрафиолетовые пульсации атмосферного свечения в высоких широтах. Наблюдаемые сигналы имеют очень разнообразную временную структуру с характерными частотами пульсаций порядка 1–10 Гц. Пространственные области свечения локализованы с характерным размером порядка 10 км, причем одновременно в поле зрения 80×80 км может наблюдаться несколько областей с различными временными структурами. Анализ географического распределения и геомагнитной обстановки показал, что события измеряются в субавроральной зоне, а частота событий коррелирует с геомагнитной активностью (Ае-индексом). Максимальная доля событий зарегистрирована в области L-оболочек 4–6. Этот вывод не

противоречит «волновому» механизму их генерации и его локализации во внешней зоне радиационных поясов. Пространственно-временная структура некоторых из наблюдавшихся событий схожа с мерцающими полярными сияниями, наблюдавшимися ранее (см., например, [Sakanoi *et al.*, 2005]). Тем не менее, полностью исключить «хвостовую» модель их генерации нельзя, т.к. деформация магнитного поля, которая должна наблюдаться во время усиления геомагнитной активности (что было отмечено в описанных событиях), также должна приводить к смещению границы замкнутых силовых линий к Земле, и зарегистрированные события могли оказаться на открытых силовых линиях. Поэтому необходимы дальнейшие исследования орбитальными детекторами УФ излучения наряду с измерениями потоков электронов, которые позволяют получить глобальную картину генерации событий такого типа. Сравнение с данными наблюдений наземных геофизических обсерваторий в полярных широтах и со спутниковыми данными о потоках заряженных частиц также поможет выявить природу явления.

Благодарности. Данная работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Роскосмос и Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова в рамках программы «Перспективные направления развития».

Список литературы

- Beach R., Cresswell G.R., Davis T.N., Hallinan T.J., Sweet L.R., Flickering, a 10-cps fluctuation within bright auroras // *Planetary and Space Science*, V. 16, No. 12, p. 1525-1526, in9-in10, 1527-1529, 1968.
- Garipov G.K., Khrenov B.A., Klimov P.A., *et al.*, Program of transient UV event research at Tatiana-2 satellite // *J. Geophys. Res.*, V. 115, 2010.
- Demekhov A.G., Trakhtengerts V.Y., A mechanism of formation of pulsating aurorae // *J. Geophys. Res.*, V. 99, No. 4, p. 5831-5841, 1994.
- Kawamura S., Hosokawa K., Kurita S., *et al.*, Tracking the region of high correlation between pulsating aurora and chorus: Simultaneous observations with Arase satellite and ground-based all-sky imager in Russia // *J. Geophys. Res.: Space Physics*, V. 124, p. 2769-2778, 2019.
- Khrenov B.A., Garipov G.K., Kaznacheeva M.A., *et al.*, An extensive-air-shower-like event registered with the TUS orbital detector // *JCAP*, 2020(03):033, 2020.
- Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A., *et al.*, The TUS detector of extreme energy cosmic rays on board the Lomonosov satellite // *Space Science Reviews*, V. 212, No. 3-4, p. 1687-1703, 2017.
- Klimov P.A., Khrenov B.A., Kaznacheeva M.A., *et al.*, Remote sensing of the atmosphere by the ultraviolet detector TUS onboard the Lomonosov satellite // *Remote Sensing*, V. 11, No. 20, 2019.
- Kunitake M., Ogoti T., Spatial-temporal characteristics of flickering spots in flickering auroras // *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, V. 36, No. 4, p. 121-138, 1984.
- Miyoshi Y., Katoh Y., Nishiyama T., *et al.*, Time of flight analysis of pulsating aurora electrons, considering wave-particle interactions with propagating whistler mode waves // *J. Geophys. Res.*, V. 115, A10312, 2010.
- Miyoshi Y., Oyama S., Saito S., *et al.*, Energetic electron precipitation associated with pulsating aurora: EISCAT and Van Allen Probes observations // *J. Geophys. Res.: Space Physics*, V. 120, p. 2754-2766, 2015.
- Nishimura Y., *et al.*, Multievent study of the correlation between pulsating aurora and whistler mode chorus emissions // *J. Geophys. Res.*, V. 116, A11221, 2011.
- Panasyuk M.I., Svertilov S.I., Bogomolov V.V., *et al.*, RELEC mission: Relativistic electron precipitation and TLE study on-board small spacecraft // *Advances in Space Research*, V. 57, No 3, p. 835-849, 2016.
- Sadovnichii V.A., Panasyuk M.A., *et al.*, "Lomonosov" satellite – space observatory to study extreme phenomena in space // *Space Science Reviews*, V. 212, No. 3-4, p. 1705-1738, 2017.
- Sakanoi K., Fukunishi H., Temporal and spatial structures of flickering aurora derived from high-speed imaging photometer observations at Syowa Station in the Antarctic // *J. Geophys. Res.: Space Physics*, V. 109(A1), A01221, 2004.
- Sakanoi K., Fukunishi H., Kasahara Y., A possible generation mechanism of temporal and spatial structures of flickering aurora // *J. Geophys. Res.*, V. 110, A03206, 2005.
- Sato N., Wright D.M., Carlson C.W., *et al.*, Generation region of pulsating aurora obtained simultaneously by the FAST satellite and a Syowa-Iceland conjugate pair of observatories // *J. Geophys. Res.*, V. 109, A10201, 2004.
- Sauvaud J.A., Kovrazhkin R.A., Two types of energy-dispersed ion structures at the plasma sheet boundary // *J. Geophys. Res.*, V. 109, A12213, 2004.
- Shumko M., Turner D.L., O'Brien T.P., *et al.*, Evidence of microbursts observed near the equatorial plane in the outer Van Allen radiation belt // *Geophysical Research Letters*, V. 45, p. 8044-8053, 2018.
- Yamatoto T., On the temporal fluctuations of pulsating auroral luminosity // *J. Geophys. Res.: Space Physics*, V. 93, No. A2, p. 897-911, 1988.
- Веденькин Н.Н., Дмитриев А.В., Гарипов Г.К., *и др.*, УФ-излучение атмосферы и сопоставление вариаций его интенсивности с вариациями потоков электронов с энергиями > 70 кэВ на орбите спутника (по данным ИСЗ «Университетский-Татьяна») // *Вестник МГУ Сер. физика и астрономия*, № 4, стр. 89-93, 2006.
- Гарипов Г.К., Панасюк М.И., Рубинштейн И.А., *и др.*, Детектор ультрафиолетового излучения научно-образовательного микроспутника МГУ «Университетский – Татьяна» // *Приборы и техника эксперимента*, №1, стр. 135-141, 2006.
- Садовничий В.А., Панасюк М.И., Бобровников С.Ю., *и др.*, Первые результаты исследований космической среды на спутнике Университетский-Татьяна // *Космические исследования*, Т. 45, № 4, стр. 291-305, 2007.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.027

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ В ЗАДАЧЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАГОРИЗОНТНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

Д.С. Котова, И.А. Носиков, М.В. Клименко

Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калининград

E-mails: darshu@ya.ru, igor.nosikov@gmail.com, maksim.klimenko@mail.ru

Аннотация. В работе представлены результаты моделирования загоризонтной радиолокации при заданной диаграмме направленности (ДН) плоской вертикальной антенной решётки. При моделировании лучевых траекторий и поглощения коротких волн в ионосфере использовалась численная модель распространения радиоволн, построенная в приближении геометрической оптики. Для описания среды распространения использовались эмпирическая справочная модель ионосферы IRI-2012 и модель нейтральной атмосферы MSIS-86.

Введение

Одним из основных подходов к решению задачи о моделировании распространения коротких радиоволн является приближение геометрической оптики, которое позволяет описать волновой процесс в виде семейств лучевых траекторий [1]. Для расчета лучевых траекторий коротких волн как в радиофизике, так и в сейсмологии, в задачах о волнах цунами и других областях [2, 3] широко применяется метод характеристик [4-6]. С математической точки зрения решение уравнения эйконала методом характеристик представляет собой задачу Коши, когда изначально известно положение источника и направление излучения (начальный импульс). Такая постановка наилучшим образом подходит для задач, когда известна ДН антенны источника сигнала. В этом случае можно исследовать область покрытия и устойчивого приема волны.

В данной работе мы представили предварительные результаты моделирования загоризонтной локации на примере среднеширотной гипотетической станции.

Метод и результаты

Использовалась численная модель распространения коротких радиоволн [7, 8], основанная на методе характеристик. Модель позволяет рассчитывать в трехмерно неоднородной анизотропной среде: радиотрассы, лучевые траектории и поглощение (дифференциальное и интегральное) вдоль каждой из них, изменение угла между лучевым вектором, вектором импульса и магнитным полем Земли в каждой точке рассчитываемых лучевых траекторий, время фазового и группового запаздывания радиосигнала между точками передачи и приема. Для описания среды распространения использовались эмпирическая справочная модель ионосферы IRI-2012 и модель нейтральной атмосферы MSIS-86. Рассматривались спокойные ночные летние условия. Для этого были заданы соответствующие значения индексов геомагнитной активности.

Использовалась ДН плоской вертикальной антенной решетки, представленная на Рис. 1. Для оценки напряженности электрического поля волны (E_m) в месте приема можно воспользоваться формулой из [9]: $E_m = E_m' e^{-\Gamma}$, где E_m' – амплитуда напряженности электрического поля, рассчитанная без учета поглощения радиоволн в ионосфере, Γ – суммарный коэффициент поглощения, учитывающий поглощение во всех слоях ионосферы.

На примере среднеширотной гипотетической станции с координатами (42° с.ш., 12° в.д.) рассмотрена область покрытия сигналом и зависимость поглощения в среде распространения радиоволн с частотой излучения 7.27 МГц (см. Рис. 2А и 2Б). Азимут направления главного излучения выбран 86°. На Рис. 2В и 2Г представлена зависимость поглощения радиоволны и дальности распространения от выбранных параметров угла места и азимута. Диапазон по азимуту был выбран $\pm 17^\circ$ от центрального азимута, по углу места от 0° до значений угла, при котором радиоволна проходит ионосферу насквозь и не отражается к Земле. Рис. 2 показывает, что максимальное поглощение получено при малых углах места, что также связано с большей

длительностью распространения в среде отклоняющего поглощения (пологая траектория). Поглощения сигнала порядка 2-3 дБ для дальности 3000-3500 км получено при углах места 6-10°. Пик поглощения в районе 55° в.д. на рис. 2А, который также виден на рис. 2В может быть связан с утренним терминатором и связанным с ним изменением параметров среды распространения. Чтобы сказать это точно, необходимо построить отдельно лучевые траектории, что не входило в рамки данного исследования и будет рассмотрено детально позже.

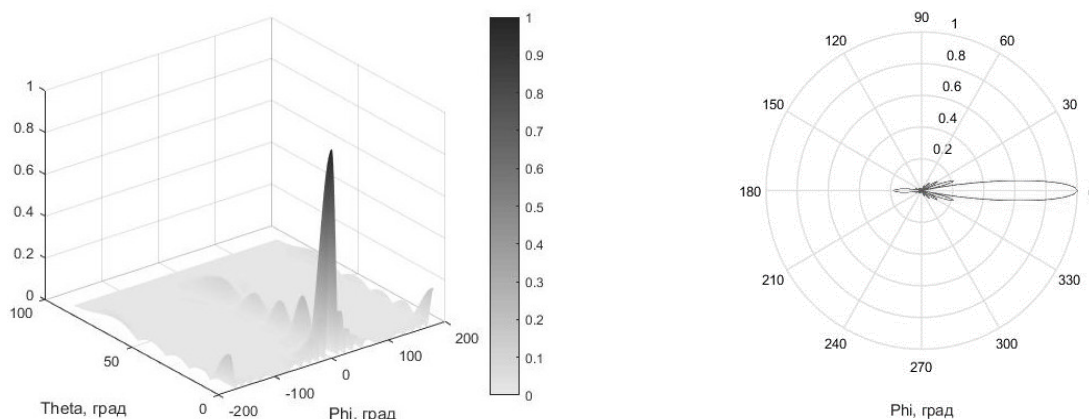


Рисунок 1. Нормированная ДН вертикальной антенной решетки в трехмерном представлении и в горизонтальной плоскости в полярной системе координат.

Заклучение

Метод характеристик позволяет получать семейство лучевых траекторий для задачи с начальными условиями, что применимо при моделировании загоризонтной радиолокации. Показана возможность применения развитой численной модели для исследования распространения радиоволн при заданных параметрах ДН излучающей антенны. Первичные результаты отражают необходимость продолжения проведения таких численных экспериментов.

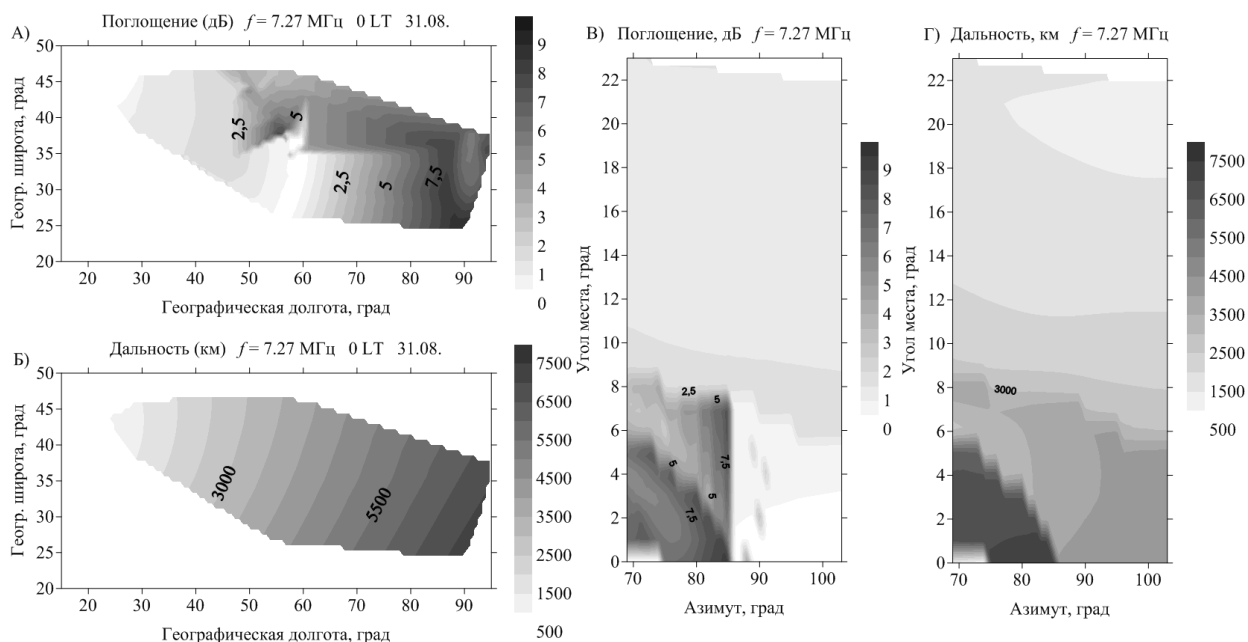


Рисунок 2. Карты интегрального поглощения в среде (А) и дальности распространения (Б) для частоты 7.27 МГц для ночных условий (0LT) 31 августа при заданной ДН излучающей антенны. Зависимость поглощения радиоволны (В) и дальности распространения (Г) от азимута и угла места излучения.

Благодарности. Исследование выполнено при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых ученых (МК-2584.2019.5). Работа Клименко М.В. выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-05-00594.

Литература

1. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. (1980) Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 306 с.
2. Satake K. (1988) Effects of bathymetry on tsunami propagation: Application of ray tracing to tsunamis. *Pure and Applied Geophysics*. Т. 126. №. 1. С. 27-36.
3. Rawlinson N., Pozgay S., Fishwick S. (2010) Seismic tomography: a window into deep Earth. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. Т. 178. №. 3-4. С. 101-135.
4. Haselgrove J. (1954) Ray theory and a new method for ray tracing. *Rroc. Camb. Conf. Phys. The Physical Society*. London. С. 355-364.
5. Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. (1967) Метод исследования распространения радиоволн в неоднородной магнитоактивной ионосфере. *Космические исследования*. Т. 5. №. 4. С. 593-600.
6. Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. (1969) Применение метода характеристик для численного решения задач распространения радиоволн в неоднородной и нелинейной среде. *Радиотехника и электроника*. Т. 14. №. 9. С. 1673-1677.
7. Захаров В.Е., Черняк А.А. (2007) Численная модель расчета радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере. *Вестник Балтийского федерального университета им. И. Канта. Серия: Физико-математические и технические науки*. №. 3. 36–40.
8. Котова Д.С., Захаров В.Е., Клименко М.В., Клименко В.В. (2015) Развитие модели распространения коротких радиоволн в ионосфере. *Химическая физика*. Т. 34, № 12, С. 62-71.
9. Грудинская Г.П. (1975) Распространение радиоволн. Изд. 2-е, перераб. и доп. - М.: Высшая школа, 280 с.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.028

АПРОБАЦИЯ МОДЕЛИ Е СЛОЯ АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ С РАЗЛИЧНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ИОНИЗАЦИИ

В.Д. Николаева¹, Е.И. Гордеев²

¹Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, ул. Беринга 38,
Санкт-Петербург, Россия, 199397

²Санкт-Петербургский Государственный университет, Университетская наб. 7/9,
Санкт-Петербург, Россия, 199034

Аннотация. Модель Е слоя авроральной ионосферы AIM-E позволяет рассчитывать концентрацию нейтралов NO , $N(4S)$, $N(2D)$, ионов O_2^+ , NO^+ , N_2^+ , $O^+(4S)$, $O^+(2D)$, $O^+(2P)$ и электронов Ne по всей авроральной зоне в диапазоне высот 90 - 150 км. Концентрации ионосферных составляющих рассчитываются в ходе решения системы уравнений неразрывности для 10 ионосферных компонент и 39 химических реакций, с учетом солнечного коротковолнового излучения и потоков электронов магнитосферного происхождения. AIM-E предусматривает два способа задания потока энергии электронов с использованием: (1) прямых измерений спектра высыпавшихся электронов на низкоорбитальных спутниках; (2) восстановленных спектров энергии электронов по расчетам модели высыпаний OVATION-Prime. Проведено сопоставление вертикальных профилей электронной концентрации AIM-E с данными радара некогерентного рассеяния EISCAT.

Ключевые слова: авроральный овал, Е-слой ионосферы, численное моделирование, суббури, ионный состав, электронная концентрация.

Структура модели AIM-E. Разработана модель химического состава аврорального Е-слоя ионосферы (Auroral Ionosphere Model, AIM-E), основанная на численном решении системы обыкновенных дифференциальных уравнений неразрывности для 10 ионосферных компонент и 39 химических реакций, с учетом солнечного коротковолнового излучения и потоков корпускулярных электронов. Начальным решением системы является квазистационарное состояние Е-слоя в заданных условиях солнечной и геомагнитной активности. Затем решение эволюционирует в соответствии с изменением входных параметров. Скорости химических реакций отличаются более чем на десять порядков, что приводит к высокой жесткости системы дифференциальных уравнений. Численное решение реализовано с использованием высокопроизводительного метода Гира [Gear, 1971], что позволяет в реальном времени рассчитывать временное и пространственное распределения концентраций ионосферных нейтралов NO , $N(4S)$, $N(2D)$, ионов O_2^+ , NO^+ , N_2^+ , $O^+(4S)$, $O^+(2D)$, $O^+(2P)$ и электронов Ne во всей авроральной ионосфере в диапазоне высот 90 - 150 км и для любого уровня геомагнитной активности.

Параметры нейтральной атмосферы задаются по модели NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002].

Плотность потока энергии солнечного рентгеновского излучения на верхней границе атмосферы от 0.05 до 0.8 нм определяется согласно [ГОСТ 25645.130-86], от 0.8 до 10 нм - по [ГОСТ 25645.145-88]. Модель потока крайнего ультрафиолетового излучения для аэрономических расчетов EUVAC [Richards et al., 1994] используется для задания потока фотонов УФ излучения от 10 до 105 нм.

Также в модели AIM-E учитывается ионизация электронами магнитосферного происхождения с энергией 10 эВ - 30 кэВ. Спорадическая ионизация играет доминирующую роль ночью и в периоды геомагнитных возмущений. В качестве источника корпускулярной ионизации используются измерения дифференциального потока электронов на низкоорбитальных спутниках либо восстановленных спектров энергии электронов по расчетным значениям средней энергии и величины потока электронов из модели высыпаний OVATION-Prime [Newell et al., 2010].

Поглощение энергии в толще атмосферы учтено с помощью расширенной функции Чепмена для коротковолнового солнечного излучения [Hart, 1968] и функции диссипации энергии для высыпавшихся электронов [Sergienko and Ivanov, 1993].

В работе показаны первые результаты численной модели Е-слоя авроральной ионосферы с различными источниками корпускулярной ионизации в условиях интенсивных высыпаний электронов и проведена ее апробация с использованием данных радара некогерентного рассеяния EISCAT.

Тестирование модели AIM-E. Проведено сопоставление модельного вертикального профиля электронной концентрации с профилем, измеренным радаром некогерентного рассеяния EISCAT. Расчеты AIM-E проводились с использованием различных методов задания источника высыпаний электронов: (1) - с использованием данных измерений потока электронов на низкоорбитальном спутнике REIMEI и (2) - по дифференциальному спектру энергии электронов, восстановленному по расчетным значениям модели высыпаний OVATION-Prime.

(1) Низкоорбитальный спутник INDEX (Innovative Technology Demonstration Experiment)/REIMEI [Saito *et al.*, 2011] проводит измерения спектра потока электронов от 11 эВ до 11 кэВ. Частицы этих энергий проникают на ионосферные высоты до 80 км и служат основным источником ионизации ночью, а также вносят значительный вклад в ионизацию авроральной ионосферы в дневное время. REIMEI имеет почти солнечно-синхронную орбиту на околополуденном меридиане (12:50 - 0:50 LT). Высота полета спутника составляет 610 - 670 км. Для расчета высотного профиля ионизации, измеряемые потоки электронов проецируются на высоту 110 км вдоль силовых линий магнитного поля по модели IGRF-12 [Thébault *et al.*, 2015].

(2) Эмпирическая модель высыпаний OVATION-Prime основана на данных низкоорбитальных спутников DMSP в высоких широтах и позволяет проводить расчеты и интервале геомагнитных широт от 60° до 90° на дискретной сетке $MLT \times MLAT = 0.25h \times 0.25^\circ$. Используя результаты расчетов OVATION-Prime в качестве входных параметров для модели AIM-E, мы можем получать распределение концентраций ионов и электронов для любой точки в высокоширотной ионосфере. В отличие от дифференциального спектра энергий, измеряемого непосредственно на борту спутников, модель предоставляет только три средних параметра высыпаний электронов в каждом узле заданной координатной сетки — общий поток энергии, общий поток электронов и среднюю энергию электронов. Последние две величины используются для восстановления энергетического спектра высыпавшихся электронов в предположении максвелловского распределения.

Для оценки результатов моделирования выбрано событие 5 декабря 2007 с интенсивным высыпанием электронов в авроральной зоне, при одновременном пролете спутника REIMEI и сеансе зондирования радара некогерентного рассеяния EISCAT в Тромсё, Норвегия (69° 35' с.ш., 19° 13' в.д.) (<https://portal.eiscat.se/schedule/schedule.cgi>). Во время пролета спутника радар EISCAT работал в режиме Common Program 1 (CP1) по программе зондирования Arc1 (диапазон высот: 96 - 422 км; пространственное разрешение: 0.9 км; временное разрешение: 0.44 с).

На рисунке 1а показаны результаты расчета электронной концентрации модели AIM-E вдоль траектории спутника REIMEI во время пересечения аврорального овала (00:35:45 - 00:37:17 UT) с использованием измеренного на спутнике спектра энергии электронов. Спутник пересекает авроральную зону по направлению к экватору. После прохождения спутником 69.5° магнитной широты расчеты модели AIM-E показывают увеличение электронной концентрации в слое E более чем на 2 порядка величины и образование спорадического слоя Es. Это связано с усилением потока электронов в диапазоне энергии между 1 и 11 кэВ. Электроны с различными энергиями вносят вклад в ионизацию на разных высотах, и существует прямая связь между интенсификацией потока электронов, увеличением модельной электронной концентрации и высотой максимума E слоя, демонстрируя качественное соответствие результатов моделирования.

Для момента пролета спутника над радаром (0:36:36 UT, $\Delta MLT \sim 4$ мин), дополнительно рассчитан профиль электронной концентрации с использованием восстановленного спектра энергии электронов по данным модели высыпаний OVATION-Prime. Результаты расчетов AIM-E с двумя способами задания потока высыпавшихся электронов были сопоставлены с прямыми измерениями электронной концентрации радара некогерентного рассеяния EISCAT. Из рисунка 1b видно хорошее совпадение величины электронной концентрации в максимумах обеих модельных кривых с данными радара EISCAT (ошибка в пределах 10%). Однако вертикальный профиль, рассчитанный с использованием спутниковых измерений потока электронов, и данные радара некогерентного рассеяния также совпадают и по высоте максимума профиля N_e , в отличие от расчетов с OVATION-Prime. Расхождение высоты максимума электронной концентрации AIM-E+OVATION-Prime с результатами измерений EISCAT составляет 13 км. Подобное несоответствие в высотном распределении электронной концентрации обусловлено различием формы спектра высыпавшихся электронов.

На рисунке 2 приведены спектр энергии высыпавшихся электронов со спутника REIMEI и восстановленный спектр по расчетам модели высыпаний OVATION-Prime. Видно, что спектр, восстановленный из модельных величин общего потока и средней энергии электронов с использованием максвелловского распределения, дает существенно завышенную величину потока для больших энергий. Электроны из хвоста распределения проникают на более низкие высоты, смещая максимум профиля концентрации вниз.

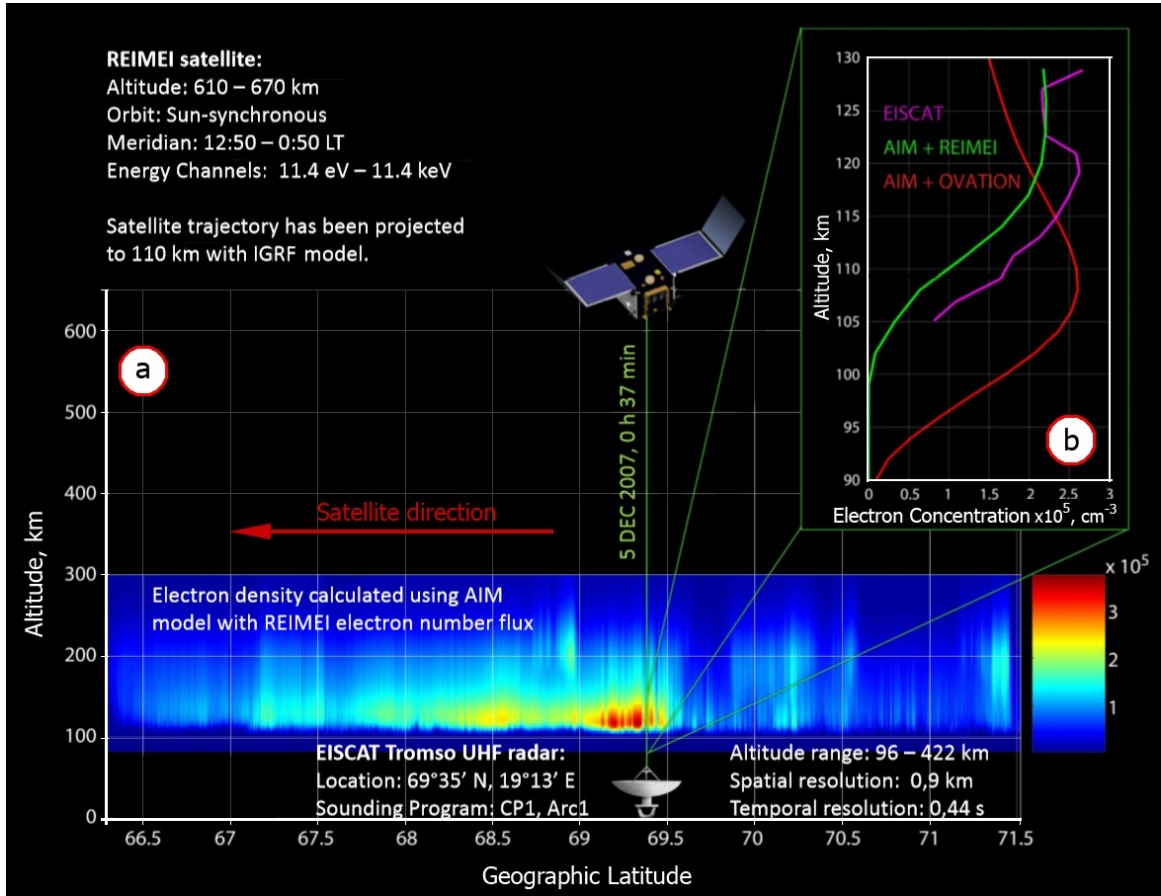


Рисунок 1. а - результаты расчетов электронной концентрации модели AIM-E вдоль траектории спутника REIMEI для 5 декабря 2007 года (00:35:45 - 00:37:17 UT); б - вертикальные профили электронной концентрации для момента сопряженных спутниковых и радарных измерений (0:36:36 UT). Зеленая линия - профиль N_e , рассчитанный по модели AIM-E с использованием спутниковых измерений потока электронов; красная линия - профиль N_e , рассчитанный по модели AIM-E с использованием расчетов с OVATION-Prime; розовая линия - данные радара некогерентного рассеяния EISCAT.

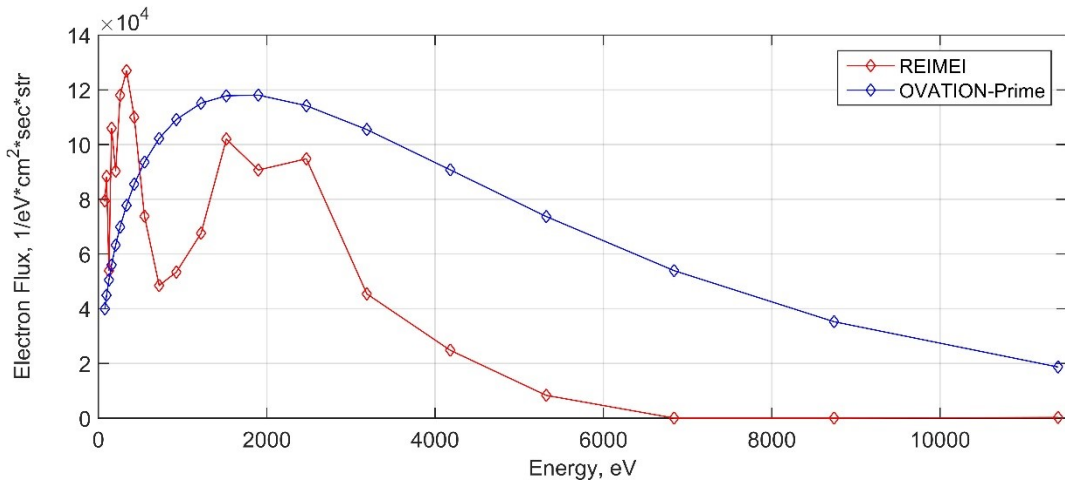


Рисунок 2. Спектр потока энергий со спутника REIMEI (красная линия) и спектр, восстановленный из расчетов модели высыпаний OVATION-Prime (синяя линия).

Заключение. Разработана и успешно опробована численная модель химического состава E-слоя авроральной области ионосферы АИМ-Е, которая может быть задействована как для оперативной диагностики состояния высокоширотной ионосферы, так и для решения широкого круга научных задач. АИМ-Е позволяет рассчитывать распределения концентрации ионов и электронов, ионосферной проводимости, электрических полей и токов. Модель также может быть внедрена как часть более сложных моделей космической погоды в качестве эффективного быстродействующего ионосферного модуля.

Благодарности. Работа проводится при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-80004).

Список литературы

- ГОСТ 25645.130-86 «Излучение рентгеновское солнечное. Амплитудные характеристики» - М.: Изд-во стандартов, 1986.
- ГОСТ 25645.145-88 «Излучение солнечное рентгеновское мягкое. Модель плотности потоков при отсутствии вспышек» - М.: Изд-во стандартов, 1990.
- EISCAT data page. <https://portal.eiscat.se/schedule/schedule.cgi>
- Gear C.W. (1971), Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations. Prentice-Hall, Upper Saddle River.
- Hart J. F. (1968), Computer Approximations, p. 136, John Wiley, New York.
- Newell P.T., Sotirelis T., and Wing S. (2010), Seasonal variations in diffuse, monoenergetic, and broadband aurora // J. Geophys. Res., 115, A03216, doi:10.1029/2009JA014805
- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., and Aikin A.C. (2003), NRL-MSISE-00 Empirical Model of the Atmosphere: Statistical Comparisons and Scientific Issues // J. Geophys. Res., doi:10.1029/2002JA009430
- Richards P.G., Fennelly J.A., and Torr D.G. (1994), EUVAC: a solar EUV flux model for aeronomic calculations // J. Geophys. Res., 99, 8981.
- Saito H., Hirahara M., Mizuno T., Fukuda S., Fukushima Y., Asamura K., Masumoto Y. (2011), Small satellite REIMEI for auroral observations // Acta Astronautica, 69(7–8), 499–513. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2011.05.007>
- Sergienko T.I., Ivanov V.E. (1993), A new approach to calculate the excitation of atmospheric gases by auroral electron impact // Ann. Geophys. V. 11. P. 717-727.
- Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D. et al. (2015), International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // Earth, Planets and Space, 67, 79. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9>

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.029

МОНИТОРИНГ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ РАДИОВОЛН В АРКТИЧЕСКОМ РЕГИОНЕ РФ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Д.Д. Рогов

Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург;
E-mail: rogovdenis@mail.ru

Аннотация

Приведены результаты экспериментальных работ по мониторингу условий распространения КВ радиоволн в Арктическом регионе РФ. Определяются максимальные и наименьшие наблюдаемые частоты сигналов на ионограммах НЗИ, а также модовая структура сигналов в различных частотных диапазонах. Реализован отдельный анализ отражений от спорадических слоев Es ионосферы, который позволяет значительно улучшить качество рекомендаций для радиосвязи в данном регионе.

Введение

В Арктическом регионе РФ развернута сеть наклонного зондирования в КВ диапазоне частот [Рогов и Выставной, 2014; Рогов и др., 2020] для исследования высокоширотной ионосферы. По результатам зондирования могут быть определены следующие основные параметры на радиотрассах: наименьшая и максимальная наблюдаемые частоты (ННЧ и МНЧ), отношение сигнал/шум и межмодовые задержки. В работе [Рогов, 2020] представлены разработанные ранее алгоритмы для оперативного мониторинга условий КВ радиосвязи в Арктике. В данной работе будут предложены результаты автоматического выделения параметров условий распространения радиоволн с отражениями от спорадических Es слоев ионосферы.

Высокоширотная сеть наклонного зондирования ионосферы

Исследование ионосферы и распространения радиоволн КВ диапазона в Арктическом регионе России осуществляется с помощью современных цифровых ионозондов наклонного зондирования ионосферы (НЗИ) с линейно-частотной модуляцией (ЛЧМ) [Иванов и др., 2003], установленных на геофизических станциях Горьковская (GRK), Ловозеро (LOZ), Амдерма (AMD), Салехард (SAH), Диксон (DIK) и Певек (РВК) [Рогов и Выставной, 2014; Рогов и др., 2020]. В этих пунктах осуществляется прием сигналов как российских, так и зарубежных ЛЧМ передатчиков – обсерватории Соданкюла (SOD, Финляндия) и о. Кипр (Сургус, о. Кипр). Сеть радиотрасс наклонного зондирования ионосферы представлена на рисунке 1.

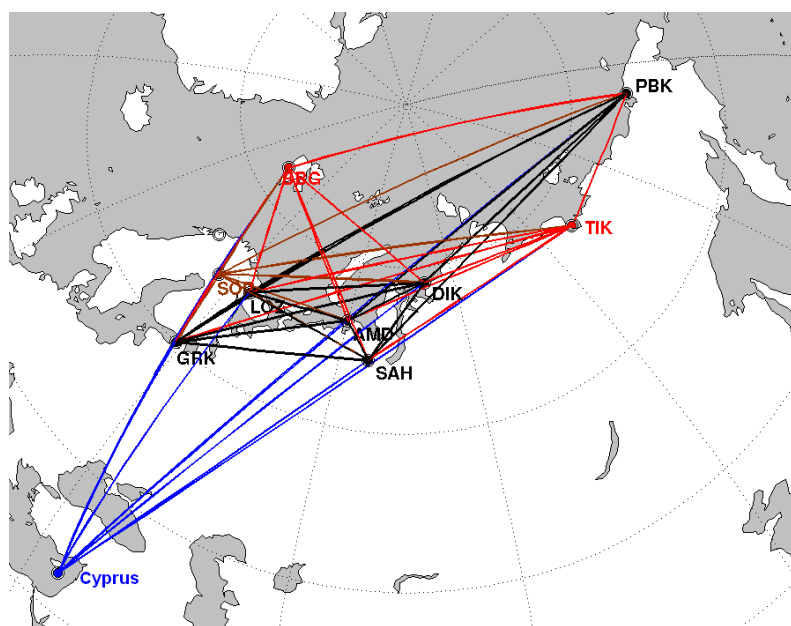


Рисунок 1. Сеть трасс наклонного зондирования ионосферы в Арктическом регионе РФ.

Условия КВ радиосвязи в Арктике

Для определения параметров распространения радиоволн, условий КВ радиосвязи и режимов работы других КВ радиотехнических средств (например, загоризонтная радиолокация) были разработаны алгоритмы автоматической обработки ионограмм (очистка от помех и выделение полезных сигналов); определения максимальных (МНЧ) и наименьших (ННЧ) наблюдаемых частот отдельно для отражений от F- и E-областей ионосферы; разделения отражений от E-слоя и Es-слоя ионосферы. Для наглядности полученных результатов предложен метод анализа условий многолучевости по сетке частот, соответствующей радиолюбительским диапазонам (2, 3.5, 7, 14, 21 и 28 МГц – алгоритмы обеспечивают выбор произвольного набора диапазонов частот), представляются графики с информацией о наличии или отсутствии распространения радиоволн данных частот на ряде радиотрасс [Рогов, 2020]. Пример работы данного алгоритма для периода с 17 по 18 октября 2020 г. для радиотрасс Ловозеро – Амдерма и Салехард - Диксон приведен на рисунке 2а и 2в соответственно. Слева отмечаются суточные хода основных параметров распространения радиоволн (максимальные и наименьшие наблюдаемые частоты отражений от F- и E-областей ионосферы). На правой панели цветом показаны условия многолучевости сигналов на выбранной частоте с оценкой вероятности связи в каждом отдельно взятом диапазоне на отдельной радиотрассе (вероятность связи рассчитывается как отношение числа ионограмм с сигналами на данной частоте, к общему числу зарегистрированных ионограмм). Подобная реализация имеет удобное практическое применение, когда оператор может выбрать диапазон частот, на котором вести более качественную КВ радиосвязь.

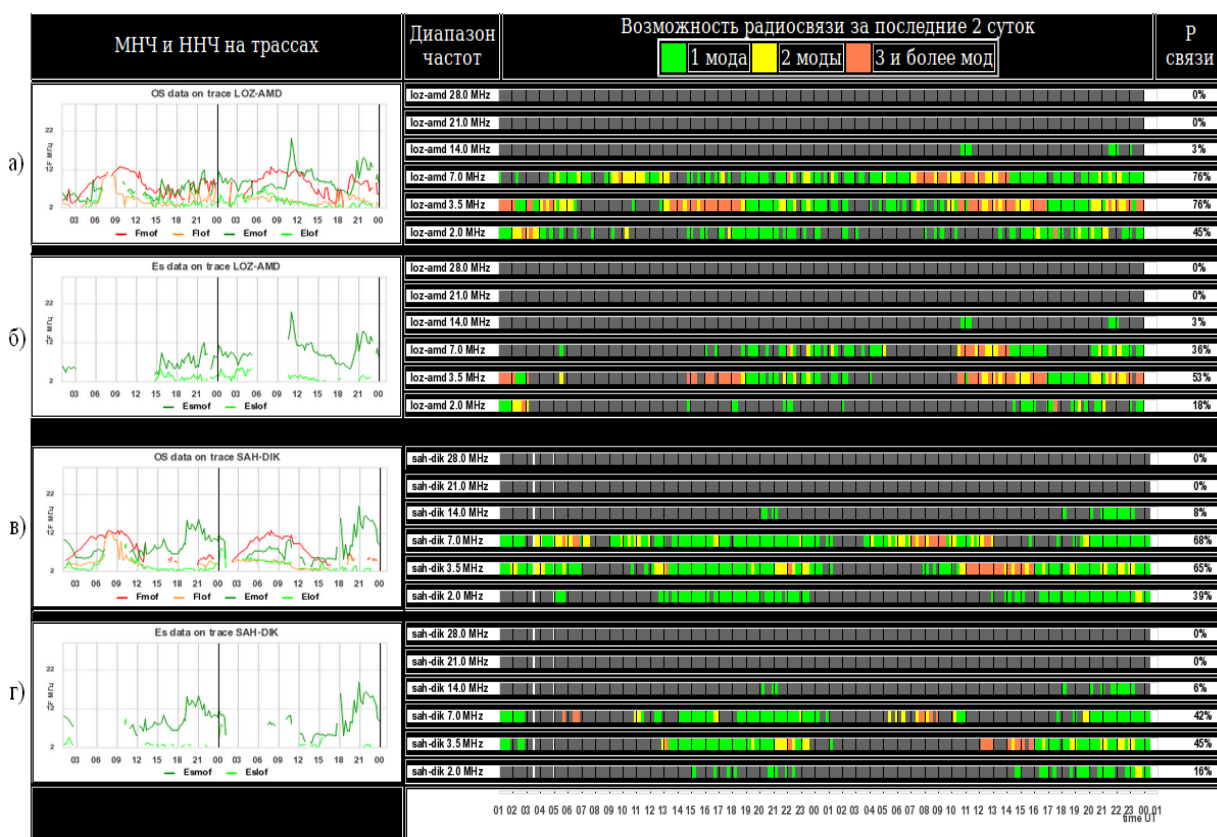


Рисунок 2. Панели (а) и (в) МНЧ и ННЧ на трассах наклонного зондирования ионосферы Ловозеро – Амдерма и Салехард - Диксон (левый столбец) и возможность радиосвязи с указанием условий многолучевости за двое суток с 17 по 18 октября 2020 г. (правый столбец). Панели (б) и (г) – МНЧ и ННЧ отражений от спорадических Es слоев ионосферы для этих же радиотрасс (левый столбец) возможность радиосвязи с отражениями от спорадических Es слоев ионосферы с указанием условий многолучевости за двое суток с 17 по 18 октября 2020 г. (правый столбец).

Панели (б) и (г) рисунка 2 показывают МНЧ и ННЧ отражений от спорадических Es слоев ионосферы для этих же радиотрасс (левый столбец) возможность радиосвязи с отражениями от спорадических Es слоев ионосферы с указанием условий многолучевости за двое суток с 17 по 18 октября 2020 г. (правый столбец). Методика разделения отражений от регулярного слоя E ионосферы и спорадических слоев Es предложена в

[Rogov, 2019]. Видно, что на данных радиотрассах даже в относительно спокойных условиях до 45-53% сеансов наблюдений показывают наличие интенсивных отражений от спорадических Es слоев. Что имеет большое значение для всех КВ радиотехнических систем в данном регионе. В [Rogov, 2019] показано, что в авроральной и субавроральной зонах процент Es отражений может составлять до 25-30% в сутки в спокойных условиях и до 80-95% с ростом магнитосферно-ионосферной возмущенности.

Условия появления сигналов, отраженных от спорадических Es слоев ионосферы улучшают условия КВ радиосвязи в высокоширотной ионосфере, а в условиях геомагнитных возмущений оказывают наибольшее влияние [Калинин и Черенкова, 1971]. Для оперативного определения появления таких условий необходим постоянный мониторинг высокоширотной ионосферы, что может быть осуществлено с помощью рассмотренной сети ионосферных наблюдений и представленных методик.

На рисунке 3 показана возможность радиосвязи в арктическом регионе РФ с указанием условий многолучевости за двое суток (17-18 октября 2020 г.) с группировкой по частотным диапазонам. А на рисунке 4 для этого же периода и этих же радиотрасс приводится возможность радиосвязи в моменты наличия отражений от спорадических Es слоев с указанием условий многолучевости. В данном случае видно, что при наличии спорадических слоев Es могут регистрироваться и другие сигналы (регулярного распространения) – когда отмечается больше 1 моды распространения (рисунок 4). В то же время значительный процент таких отражений позволяет обеспечить одномодовое распространение, что значительно расширяет возможности радиосвязи в данном регионе.

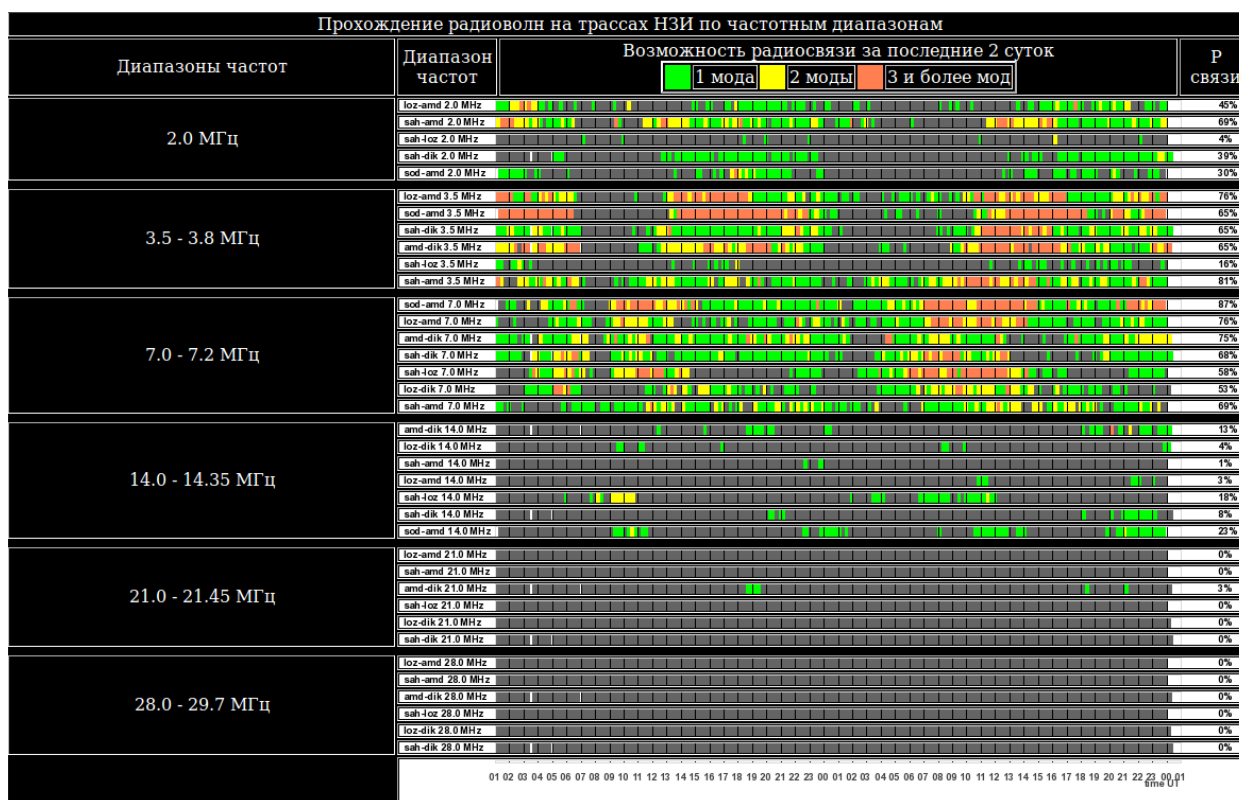


Рисунок 3. Возможность радиосвязи в арктическом регионе РФ с указанием условий многолучевости за двое суток (17-18 октября 2020 г.) с группировкой по частотным диапазонам.

Заключение

Для уверенного определения условий функционирования любых КВ радиосистем в этом регионе необходим мониторинг ионосферы и условий распространения радиоволн. Предложенные алгоритмы позволяют в режиме реального времени получать информацию об условиях распространения КВ радиоволн во всей Арктической зоне РФ. Определяются максимальные и наименьшие наблюдаемые частоты сигналов на ионограммах НЗИ, а также модовая структура сигналов в различных частотных диапазонах. Реализован отдельный анализ отражений от спорадических слоев Es ионосферы, который позволяет значительно улучшить качество рекомендаций для радиосвязи в данном регионе.

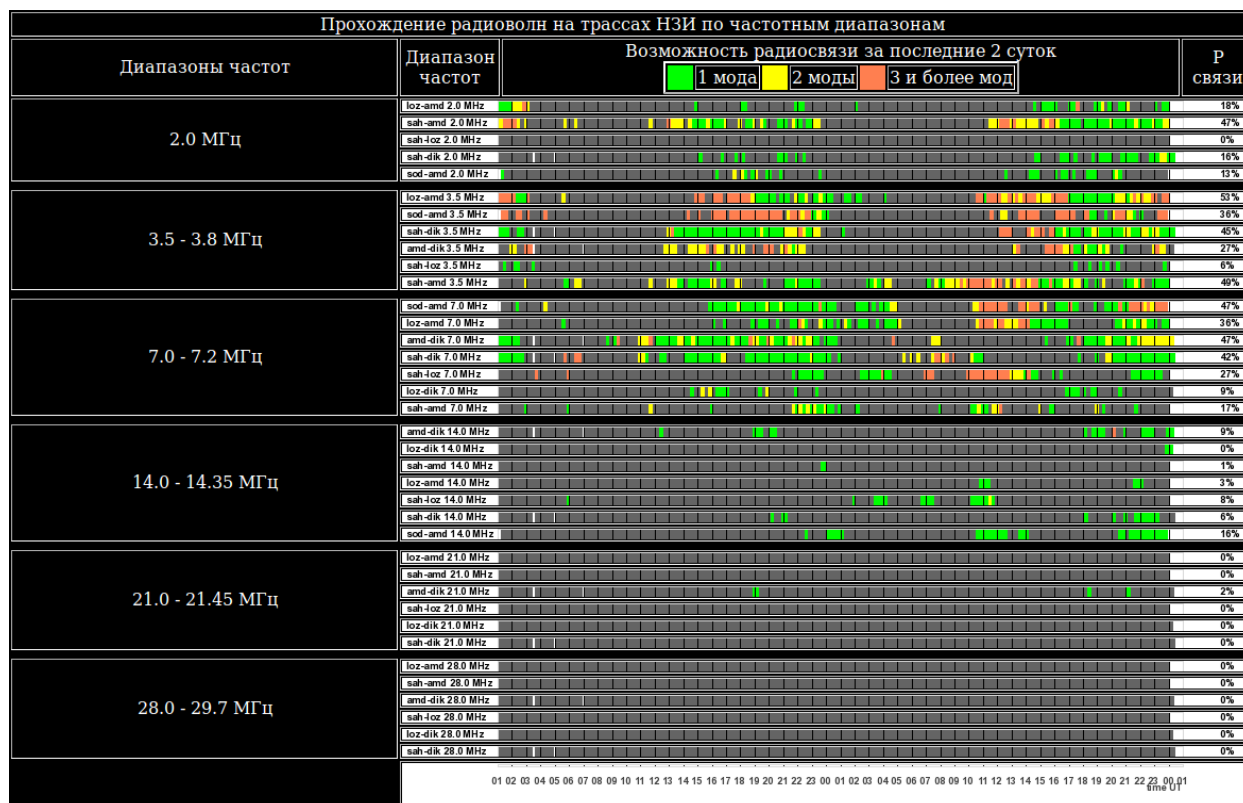


Рисунок 4. Возможность радиосвязи в арктическом регионе РФ отдельно в моменты наличия отражений от спорадических Es слоев с указанием условий многолучевости за двое суток (17-18 октября 2020 г.) с группировкой по частотным диапазонам.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 18-05-80004.

Литература

- Rogov D.D. Study of the sporadic Es layers occurrence probability based on the ionospheric oblique sounding network data in the Russian Arctic region // Conference Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW) 2019, DOI:10.1109/RSEMW.2019.8792696
- Иванов В.А. и др. ЛЧМ ионозонд и его применение в ионосферных исследованиях // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 11. С. 919-952.
- Калинин А.И., Черенкова Е.Л. Распространение радиоволн и работа радиoliniй // М.: Связь, 1971.
- Рогов Д.Д. Оперативный мониторинг условий КВ радиосвязи в Арктическом регионе РФ // Материалы VI Всероссийской научной конференции «Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды», СПб.: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2020. С. 257-261.
- Рогов Д.Д., Выставной В.М. Исследование параметров распространения дециметровых радиоволн на сети трасс наклонного зондирования ионосферы в арктическом регионе РФ // Мир измерений. 2014. Т. 7. С. 20-26.
- Рогов Д.Д., Выставной В.М., Калишин А.С., Новиков С.В. Арктическая сеть наклонного зондирования для исследования высокоширотной ионосферы // Тезисы докладов международной научной конференции «Комплексные исследования природной среды Арктики и Антарктики, 2020. С. 353-354.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.030

РИОМЕТРИЧЕСКАЯ ЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ КВ РАДИОВОЛН ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК

Д.Д. Рогов

*Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт (ФГБУ «АНИИ»),
г. Санкт-Петербург; e-mail: rogovdenis@mail.ru*

Аннотация

Для расчета поглощения в нижней ионосфере Земли в период солнечных рентгеновских вспышек предложена простая эмпирическая модель. Был проведен статистический анализ переобработанных экспериментальных данных, полученных с помощью сети канадских риометров в период с 1989 по 2019 годы. В течение этого интервала времени было зарегистрировано более 3800 высокоинтенсивных солнечных рентгеновских вспышек (М- и X-классов), что позволило выявить особенности этого эффекта в различных ионосферных условиях. Показано хорошее соответствие результатов моделирования и экспериментальных данных.

Введение

В освещенной нижней ионосфере Земли в период рентгеновских вспышек на Солнце наблюдается резкий рост ионизации, что приводит к значительному ослаблению сигналов КВ диапазона. Это сказывается как на экспериментальных средствах диагностики ионосферы, так и на всех других радиосистемах (связь, загоризонтная радиолокация). Прямым следствием такого усиления является соответствующее увеличение скорости ионообразования на высотах области D и нижней части области E, а, следовательно, резкое увеличение электронной концентрации (до порядка величины) и появления затухания КВ-радиоволн из-за поглощения в D-области – эффект Внезапного Ионосферного Возмущения (ВИВ) [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. В работе [Рогов, 2019] была предложена модель поглощения, вызванного солнечными рентгеновскими вспышками на основе анализа экспериментальных данных канадских риометров за период с 1998 по 2015 гг. (около 2000 вспышек М- и X-классов). Было продолжено уточнение предложенной модели за счёт расширения статистики экспериментальных данных: вместо 17 лет наблюдений, используемых ранее [Рогов, 2019], теперь рассматриваем 30 лет (с 1989 по 2019 гг.), количество событий увеличилось с 2000 до 3800. Распределение за период с 1989 по 2019 гг. количества вспышек М- и X-классов по годам показано на рисунке 1.

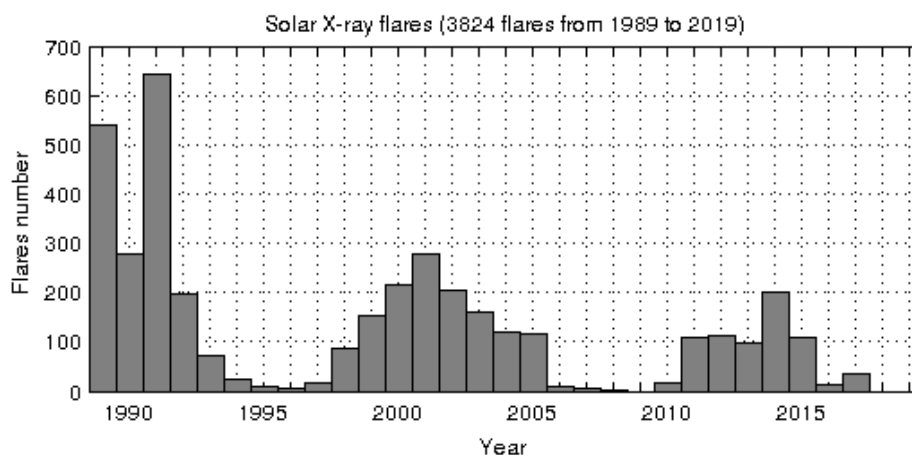


Рисунок 1. Солнечные рентгеновские вспышки М- и X-классов за период с 1989 по 2019 гг.

Пример регистрации вспышек по данным риометров

На рисунке 2 приведен пример регистрации двух солнечных рентгеновских вспышек по данным финской и российской (арктической) риометрических цепочек. В верхней части каждого рисунка показан поток солнечного рентгеновского излучения, измеренный спутником GOES, а на нижних панелях – вариации зенитного угла солнца для каждой станции. Видно, что интенсивность проявления рентгеновской вспышки сильно зависит от солнечного зенитного угла (хорошо заметно, что на станции Тикси (71.6°N, 129.0°E) проявление эффекта минимально, плюс накладывается на эффект аврорального поглощения).

SWPC модель поглощения

Поглощение в полярных регионах во время событий солнечных вспышек может быть рассчитано по простым эмпирическим алгоритмам, представленным на сайте американского Space Weather Prediction Centre и предложенным в [Stonehocker, 1970; <http://www.swpc.noaa.gov/>]. Данная модель на качественном уровне удовлетворительно описывает влияние вспышки на ионизацию нижней ионосферы. Однако расчеты, полученные с использованием этой модели, дают заниженные значения поглощения относительно экспериментально наблюдаемых [Rogov et al., 2015].

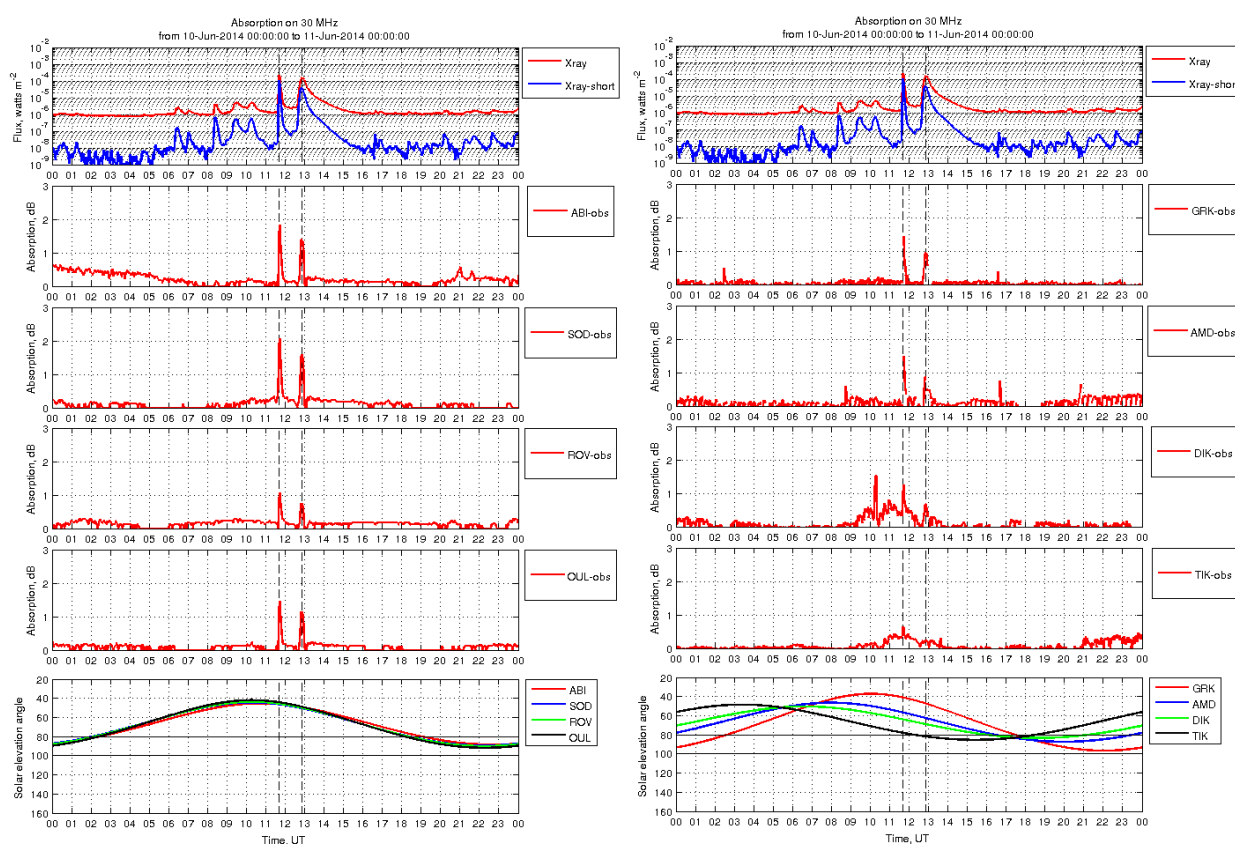


Рисунок 2. Поглощение, вызванное двумя солнечными рентгеновскими вспышками 10 июня 2014 г., по данным финской и российской риометрических цепочек. Экспериментальные данные.

Переобработка риометрических данных

Ввиду того, что значения поглощения в период рентгеновских вспышек средней интенсивности имеют на частоте 30 МГц относительно малую амплитуду поглощения, то для сбора надежной статистики для разработки модели было крайне необходимо провести переобработку экспериментальных данных. На рисунке 3 показан пример данной переобработки для канадской станции CHU в период с 3 по 6 июня 1989 г. На верхней панели красным цветом показан суточный ход уровня записи риометра. На нижней панели тем же красным цветом показан ход поглощения, рассчитанный в автоматическом режиме (без проверок). Здесь хорошо заметны ежесуточные всплески поглощения, которые являются следствием ошибок в построении кривой спокойного дня (невозмущенного уровня, от которого отсчитывается поглощение в данный момент

времени). Переобработка заключалась в индивидуальном рассмотрении каждого события и новом построении кривой спокойного дня. Результат этой работы показан на рисунке 3 синим цветом: на верхней панели это новая кривая спокойного дня (видно хорошее согласие с экспериментальным уровнем), а на нижнем – это новое поглощение. Но временной оси каждой панели черными прямоугольниками отмечены моменты рентгеновских вспышек (по данным GOES) - видно, насколько улучшились данные поглощения в эти периоды (сравнение красной и синей кривой на нижней панели).

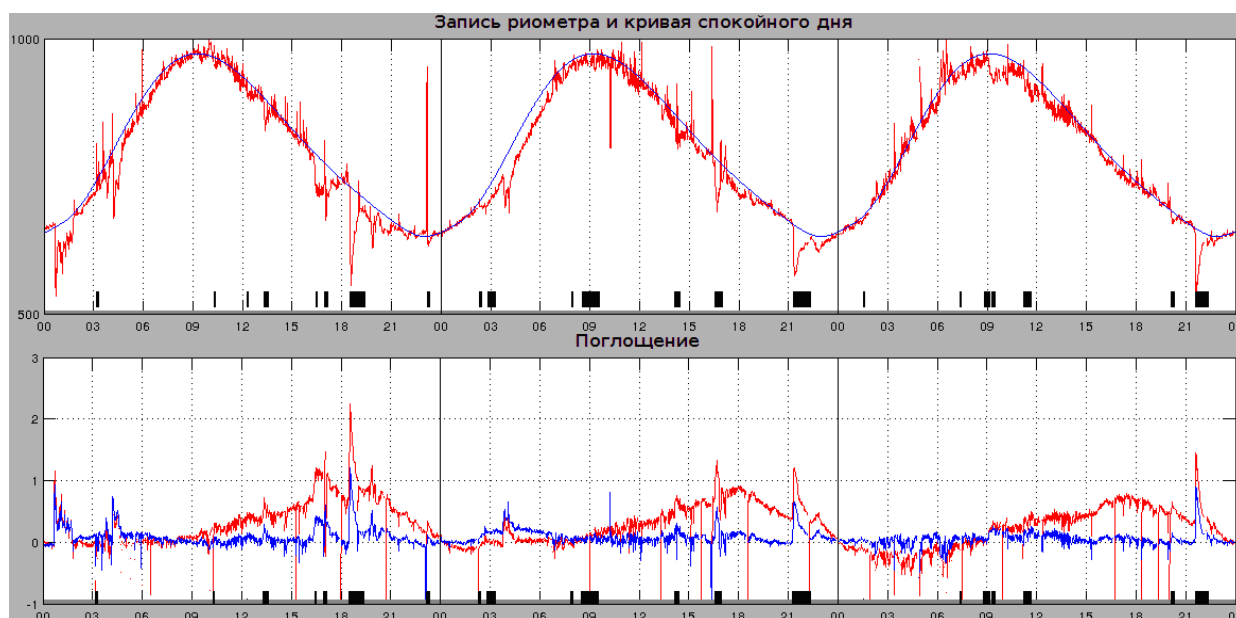


Рисунок 3. Пример переобработки экспериментальных данных.

Результат модели

В данный момент модель продолжает уточняться (не весь массив ещё обработан, плюс планируется дополнить данные других риометрических сетей (финской и российской) по отдельным событиям). Предварительные результаты приведены на рисунках 4 и 5. На рисунке 4 показан ход экспериментальной регистрации поглощения на финской станции Соданкюля 10 июня 2014 г. (это событие уже рассматривали ранее – рисунок 2) – красный цвет. Зеленым цветом показан расчет поглощения по данным модели SWPC, а синим – новой модели, предложенной в данной работе.

На рисунке 5 показано сравнение экспериментальных данных поглощения и рассчитанных по новой модели (по результатам обработки около 3000 событий). Видно хорошее согласие с экспериментальными данными – коэффициент корреляции 0.93.

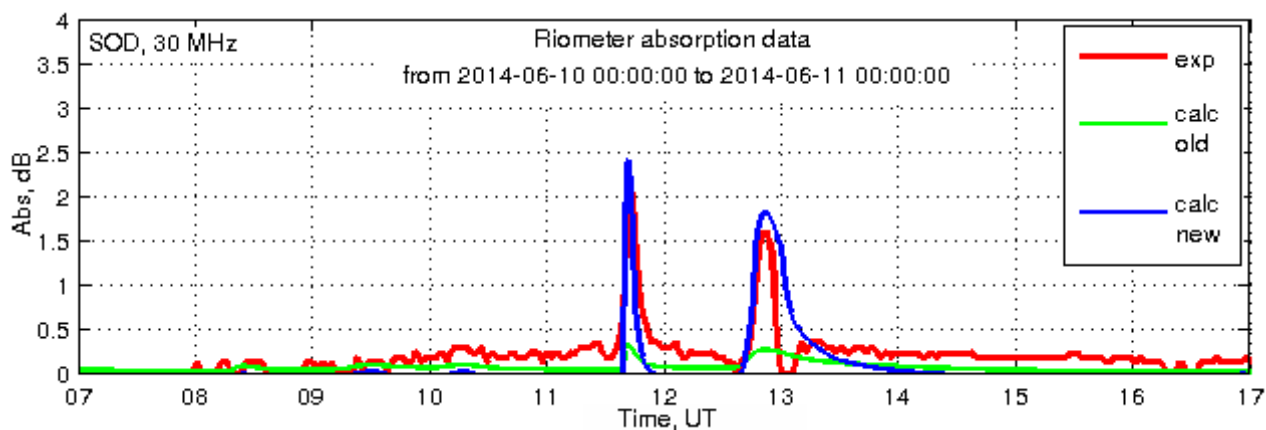


Рисунок 4. Поглощения по данным финской станции Соданкюля 10 июня 2014 г. (эксперимент и модельные расчеты).

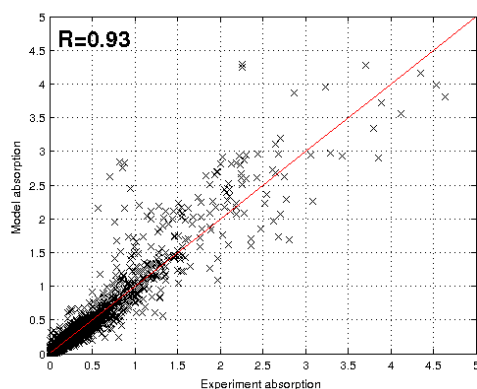


Рисунок 5. Сравнение экспериментальных данных поглощения и рассчитанных по новой модели.

Заключение

Разработана новая простая эмпирическая модель ионосферного поглощения КВ радиоволн в период солнечных рентгеновских вспышек. Коэффициенты зависимости поглощения и потока солнечного излучения в рентгеновском диапазоне подобраны по большому массиву обработанных экспериментальных риометрических данных. Показано хорошее соответствие экспериментальных данных поглощения с результатами расчета.

Благодарности. Авторы выражают благодарность зарубежным коллегам за доступ к данным канадских и финских риометров, а также к данным спутников GOES.

Литература

Rogov D.D., Moskaleva E.V., Zaalov N.Y. Modeling of high frequency radio wave absorption on oblique soundings during a solar X-ray flare // *Advances in Space Research*. 2015. V. 55, P. 597-604.

Stonehocker G.H. Advanced telecommunication forecasting technique // In AGY, 5th, Ionospheric forecasting, AGARD Conf. Proc., No. 29, 1970, P. 27-31.

Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988.

Рогов Д.Д. Эмпирическая модель поглощения радиоволн КВ-диапазона в ионосфере в период солнечных рентгеновских вспышек // Сборник трудов XVI конференции молодых ученых “Взаимодействие полей и излучения с веществом”, г. Иркутск, 2019, С. 201-203.

<http://www.swpc.noaa.gov/>

<http://www.sgo.fi/>

http://data.phys.ucalgary.ca/sort_by_project/NORSTAR/

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.031

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ АВРОРАЛЬНОЙ ДУГИ НА СВОЙСТВА СВЯЗАННЫХ С НЕЙ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

В.В. Сафаргалеев¹, Т.И. Сергиенко², К. Хосокава³, В.Н. Митрофанов¹,
Я. Огава⁴, Ё. Миоши⁵, Ш. Ояма^{5,6,3}, С. Курита⁷, Р. Фуджий⁸

¹ФГБНУ «Полярный геофизический институт», Апатиты, Россия

²Шведский институт космической физики, Кируна, Швеция

³Университет электро-коммуникаций, Токио, Япония

⁴Национальный институт полярных исследований, Токио, Япония

⁵Институт околоземного космического пространства, Нагойский университет, Япония

⁶Университет Оулу, Финляндия

⁷Исследовательский институт экологии человека, Киотский университет, Япония

⁸Исследовательская организация информационных систем, Токио, Япония

E-mail: Vladimir.safargaleev@pgia.ru

Аннотация. Проанализировано две ситуации в пульсирующих полярных сияниях, в которых ориентация пульсирующих квазидуг была принципиально разной – вдоль и поперек меридиана. В обоих случаях геомагнитные пульсации, ассоциированные с высокочастотными пульсациями светимости, были более выражены в магнитной компоненте, перпендикулярной к пульсирующей дуге, чем в компоненте вдоль дуги. Это позволяет связать геомагнитные пульсации данного частотного диапазона скорее с модуляцией ионосферного тока, текущего вдоль дуги, чем с приходом в ионосферу модулирующей волны. Результат может быть полезен при поиске причин высокочастотной модуляции потока высыпающихся электронов.

Введение

Пульсирующие сияния (ПС) относятся к разновидности диффузного свечения и имеют форму нерегулярных пятен или более регулярных дугообразных структур с квазипериодическим включением-выключением их интенсивности. Пятна имеют неправильную форму и различную ориентацию. Пульсирующие дуги вытянуты преимущественно вдоль геомагнитной широты. Их длина составляет ~ 1000 км. Длина ПС в виде сегментов дуг - первые сотни километров, а их ориентация не обязательно привязана к геомагнитной широте. ПС появляются на фазе восстановления суббури. Период пульсаций лежит в диапазоне 2-20 с и может быть разным для разных структур. Характеристики ПС суммированы в обзорах [1, 2].

Текущее исследование фокусируется на сегментах дуг, которые характеризуется смесью двух различных периодичностей, сосуществующих иерархически. «Главные пульсации» представляют собой периодичность в диапазоне от нескольких до нескольких десятков секунд. «Внутренняя модуляция» проявляется как более быстрое мерцание светимости (3 ± 1 Гц), заключенное в единичный импульс включения главных пульсаций. Частота мерцания может меняться как во времени, так и в пространстве. Внутренняя модуляция проявляется более чем в 50% всех событий ПС.

Теория предсказывает важную роль активных ионосферных процессов в возникновении и/или изменении пульсирующих ПС [3]. Радарные измерения показали, что концентрация электронов и холловская проводимость изменяются в соответствии с оптическими пульсациями [4]. Это означает, что ПС может модулировать ионосферную токовую систему квазипериодическим образом. По данным спутника Swarm, к полюсу и экватору пульсирующих пятен обнаружены сильные нисходящие токи [5]. Восходящие токи наблюдаются во внутренней части пятен, что позволяет авторам предположить, что токи могут замыкаться через горизонтальные токи в ионосфере. Пульсирующие ионосферные токи могут вызывать магнитные пульсации в диапазоне периодов в несколько секунд. В работе [6] определили, что эти токи должны быть ориентированы в направлении север-юг. Отметим, что приведенные выше экспериментальные результаты относятся к пульсирующим пятнам (за исключением результата [6], полученного по данным фотометра, то есть без указания на формы ПС). Пульсирующие дуги имеют меньшие (поперечные) размеры, что затрудняет корректную ассоциацию спутниковых и радарных измерений со светящейся областью в ионосфере [7].

Считается, что электроны, ответственные за пульсирующие полярные сияния, высыпаются в ионосферу посредством питч-углового рассеяния на волнах. Кандидатами на рассеяние являются «хоры» и электростатические электронные циклотронные волны. Главные пульсации ПС связывают с циклотронными волнами, а внутреннюю модуляцию – с хорами [8]. Последнее утверждение было подкреплено результатами исследования двух событий сопряжения спутника Agase с наземной оптической аппаратурой [9].

Таким образом, магнитные осцилляции на земной поверхности могут быть результатом как модуляции ионосферного тока высыпающимися частицами, так и проникновения (тем или иным способом) самих рассеивающих волн из магнитосферы сначала в ионосферу, а потом на земную поверхность. В данной работе исследуется отклик геомагнитного поля на пульсации светимости в диапазоне внутренней модуляции (частота 2-3 Гц). Цель исследования – прояснить, может ли предложенная нами методика дать ответ на вопрос, что является их источником падающая волна или модулированный высыпаниями ионосферный ток.

Методика, аппаратура и данные

Суть методического подхода заключается в сравнении параметров геомагнитных пульсаций в диапазоне внутренней модуляции, регистрируемых индукционным магнетометром под пульсирующими квазидугами, ориентированными в одном случае вдоль, а в другом - поперек широты. Мы предполагаем, что при продольной ориентации авроральной структуры магнитные пульсации будут отчетливее проявляться в X-компоненте, а при NS-ориентации – в Y-компоненте. Последнее предположение основано на надежно установленной связи NS-структур типа омега-сияний и авроральных факелов с характерными вариациями в Y-компоненте геомагнитного поля [10]. Вариация в этой компоненте указывает наличие в структуре ионосферного тока, текущего вдоль меридиана. Если в пульсирующей NS структуре также присутствует меридиональный ток, то модуляция ионосферной проводимости высыпающимися частицами приведет к генерации пульсаций в Y-компоненте геомагнитного поля.

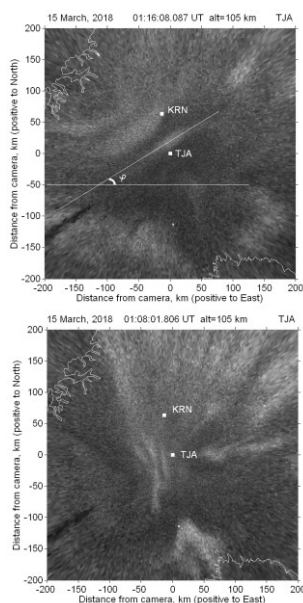


Рисунок 1. Ориентация пульсирующих дуг.

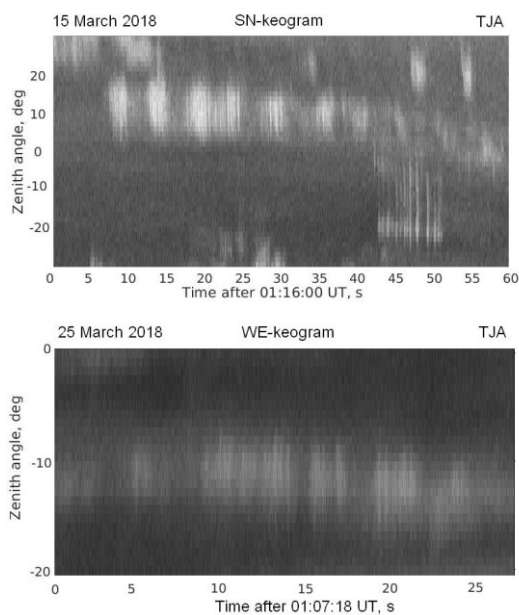


Рисунок 2. Главные пульсации и внутренняя модуляция.

Базовым инструментом исследования явилась камера полного обзора неба PSA EMCCD в пункте Tjautjas (TJA; 67.31 ° N, 20.73 ° E), Швеция, которая используется в рамках проекта PWING (например, [11]) и дает 100 изображений в секунду, что позволяет обнаруживать внутреннюю модуляцию в ПС. Регистрация вариаций геомагнитного поля с частотой опроса 160 Гц производилась в пункте Kiruna (KRN; 67.88°N, 20.42°E), расположенном неподалеку от камеры (см. Рис. 1).

Период наблюдения ПС относился к фазе восстановления суббури 15 марта 2018 г., так что пульсирующие сияния можно характеризовать как типичное явление. Были отобраны два интервала, когда интересующие нас структуры находились в области зенита TJA (Рис. 1). Во время первого интервала серия пульсирующих квазидуг была ориентирована примерно вдоль меридиана (Рис. 1, нижняя панель), то есть в направлении X-компоненты геомагнитного поля. Отметим, что такая ситуация реализуется редко. Во время второго интервала система квазидуг была ориентирована примерно вдоль геомагнитной широты (Рис. 1, верхняя

панель). Угол φ , на который дуга отклонена от географической параллели, использовался для пересчета компонент магнитного поля в систему координат с осью X, направленной перпендикулярно дуге.

Результаты

Главные пульсации и внутренняя модуляция отчетливо видны на кеограммах и на вариациях светимости в квазидугах, представленных на Рис. 2 и 3 (соответственно). Кеограмма на нижней панели Рис. 2 построена вдоль широты, проходящей через зенит TJA, перпендикулярно серии NS структур. Кеограмма на верхней панели построена традиционным способом и отражает динамику структур вдоль меридиана. Положительным значениям зенитного угла на верхней кеограмме соответствует направление на север, а на нижней – на восток.

Рисунок 3 показывает вариации среднего значения светимости дуг. Видно, что короткоживущие всплески светимости имеют нерегулярный характер. Для наглядности, на верхней панели у вершин пиков приводится время достижения пикового значения в сотых долях секунды («координата» X), так что разность этих значений есть время между пиками. Обратная величина этого времени указывает на частоту, которую можно ожидать при спектральном анализе геомагнитных вариаций.

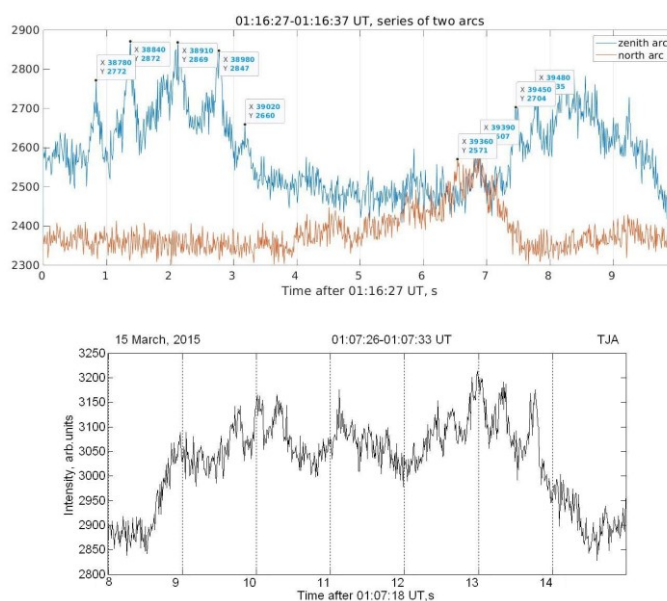


Рисунок 3. Вариации свечения в дуге.

На Рисунке 4 представлен спектр вариаций в компонентах геомагнитного поля. На легенде индекс 1 означает, что для этой ситуации был произведен пересчет компонент в систему координат дуги, которая повернута относительно традиционной XY на угол φ (см. Рис. 1). Таким образом, компонента X1 направлена перпендикулярно дуге, а Y1 – вдоль дуги. Интервал частот, в котором ожидаются пульсации, выделен серым. Сравнение спектров на правой левой панелях указывает на то, что магнитные пульсации, которые по частоте можно ассоциировать с оптическими пульсациями диапазона внутренней модуляции, сильнее проявляются в компоненте X1 на левой панели Рис. 4 и в Y-компоненте на правой панели. Учитывая ориентацию дуг, приходим к выводу, что в обоих случаях внутренняя модуляция сияний проявилась в геомагнитной компоненте, направленной поперек дуги и могла быть обусловлена модуляцией тока, текущего вдоль дуги.

Заключение

Полученный результат согласуется с предположением о потенциальной возможности модуляции ионосферных токов модулированным потоком высыпавшихся электронов [4]. Авторы пришли к такому выводу для пульсирующих сияний с периодом 8–17 с (главные пульсации). Наш результат относится к пульсациям типа внутренней модуляции. Он может указывать на то, что магнитные пульсации на частоте внутренней (оптической) модуляции могут быть обусловлены, скорее, модуляцией ионосферного тока высыпавшимися частицами, чем приходом в ионосферу модулирующей волны.

В рамках дискуссии мы также хотим отметить поведение двух дуг, находящихся вблизи друг от друга, вариации светимости в которых представлены на Рис. 3 (верхняя панель). Ослабление (выключение) зенитной дуги, в которой присутствует внутренняя модуляция, кажется связанным с усилением

(включением) полюсной дуги без внутренней модуляции. Затем зенитная дуга вновь включается, а полюсная ослабевает. Такое противофазное поведение двух обычных дуг было описано ранее в работе [12] и объяснялось, в частности, изменением ионосферного электрического поля разгорающейся дугой. В нашем случае, можно увидеть, что при повторном включении зенитной дуги частота внутренней модуляции изменилась. Нестабильный характер пульсаций светимости отмечался многими авторами, но пока не нашел объяснения. Потенциальная возможность дуги влиять на динамику соседней, возможно, будет полезной при поиске причин нестабильности частоты внутренней модуляции.

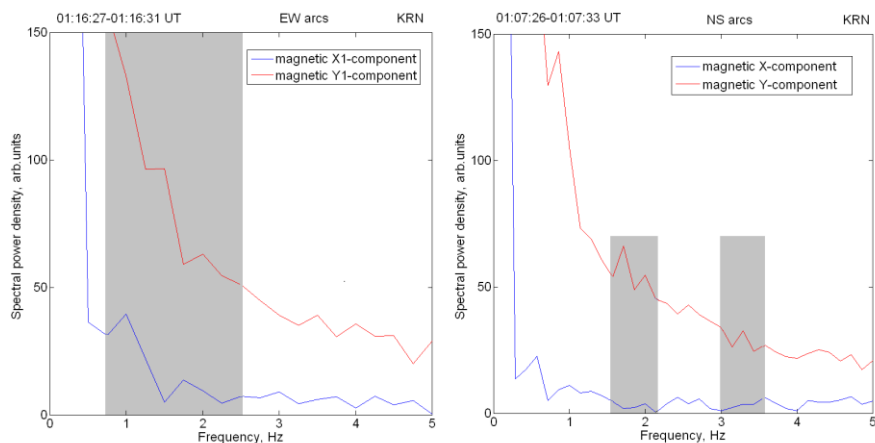


Рисунок 4. Спектр вариаций компонент геомагнитного поля.

Благодарности. Работа российских авторов поддержана грантом РФФИ 19-52-50025 ЯФ_а. This work has been supported by JSPS KAKENHI JP 15H05747 and 16H06286. The operation of the EMCCD camera at Tjautjas has been supported by Swedish Institute of Space Physics.

Список литературы

1. Lessard M.R. in *A review of Pulsating Aurora. Auroral Phenomenology and Magnetospheric Processes: Earth and Other Planets*. Geophys. Monogr. Ser., 197, 55, doi: 10.1029/2011GM001187, 2013.
2. Nishimura Y., Lessard M.R., Katoh Y., et al.: Diffuse and Pulsating Aurora. *Space Sci. Rev.*, 216 (4), doi: 10.1007/s11214-019-0629-3, 2020.
3. Stenbaek-Nielsen H.S.: Pulsating aurora: the importance of the ionosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 7, 728, doi: 10.1029/GL007i005p00353, 1980.
4. Hosokawa K., Ogawa Y., Kadokura A., et al.: Modulation of ionospheric conductance and electric field associated with pulsating aurora. *J. Geophys. Res.*, 115, A03201, <http://doi.org/10.1029/2009JA014683>, 2010.
5. Gillies D.M., Knudsen D., Spanswick E.: Swarm observations of field-aligned currents associated with pulsating auroral patches. *J. Geophys. Res.*, 120, 9484, doi: 10.1002/2015JA021416, 2015.
6. Arnoldy R.L., Dragoon K., Cahill L.J.: Detailed correlations of magnetic field and riometer observations at L=4.2 with pulsating aurora. *J. Geophys. Res.*, 87, 10449, doi: 10.1029/ja087ia12p10449, 1982.
7. Safargaleev V., Safargaleeva N.: On the accuracy of the conjugation of high-orbit satellites with small-scale regions in the ionosphere. *Cosmic Research*, 56, 115, doi: 10.1134/S0010952518020089, 2018.
8. Fukizawa M., Sakanoi T., Miyoshi Y., et al.: Electrostatic electron cyclotron harmonic waves as a candidate to cause pulsating aurora. *Geophys Res. Lett.*, 45, 12661, doi: 10.1029/2018GL080145, 2018.
9. Hosokawa K., Miyoshi Y., Ozaki M., et al.: Multiple time-scale beats in aurora: precise orchestration via magnetospheric chorus waves. *Sci Rep.*, 10, 3380, doi: 10.1038/s41598-020-59642-8, 2020.
10. André D., Baumjohann W.: Joint two-dimensional observations of ground magnetic and ionospheric electric fields associated with auroral currents. 5. Current system associated with eastward drifting omega bands, *J. Geophysics*, 50, 194, doi: 10.1016/0032-0633(81)90087-8, 1982.
11. Shiokawa K., Katoh Y., Hamaguchi Y., et al.: Ground-based instruments of the PWING project to investigate dynamics of the inner magnetosphere at subauroral latitudes as a part of the ERG-ground coordinated observation network. *Earth Planets Space*, 69, 160, doi: 10.1186/s40623-017-0745-9, 2017.
12. Safargaleev V., Lyatsky W., Tagirov V.: Luminosity variations in several parallel auroral arcs before auroral breakup, *Ann. Geophysicae*, 15, 959, doi: 10.1007/s00585-997-0959-4, 1997.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.032

СУБАВРОРАЛЬНЫЕ ПОТОКИ ИОНОВ ИЗ ИОНОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ РАЗВИТИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ДЖЕТА

А.Е. Степанов¹, В.Л. Халипов², А.Ю. Гололобов³, И.А. Голиков¹, С.Е. Кобякова¹, Е.Д. Бондарь¹

¹Институт космофизических исследований и аэронавтики им. Ю.Г. Шафера СО РАН,
Якутский научный центр СО РАН, г. Якутск, Россия

²Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

³Северо-восточный федеральный университет, г. Якутск, Россия

E-mails: a_e_stepanov@ikfia.ysn.ru; khalipov@iki.rssi.ru; golart87@gmail.com;
iagolikov@ikfia.ysn.ru; s.e.kobyakova@ikfia.ysn.ru; scisecr@ikfia.ysn.ru

Аннотация. Изучены и классифицированы быстропротекающие динамические процессы, возникающие в системе нейтральной атмосферы и ее ионизованной компоненты в верхней области F2 при воздействии на среду мощного электрического поля с амплитудой 50–100 мВ/м, иногда до 150 мВ/м. Сделан статистический анализ развития восходящих потоков плазмы из ионосферы в плазмосферу для различных геофизических условий. По данным доплеровских измерений на субавроральной ионосферной станции Якутск впервые обнаружены новые, ранее неизвестные, динамические явления во время развития поляризационного джета. Проведенное исследование горизонтальных и вертикальных скоростей дрейфов ионосферы выявило, что в периоды наблюдения поляризационного джета пик вертикальной компоненты скорости не всегда совпадает с пиком горизонтальной составляющей. Скорости горизонтального дрейфа плазмы составляют, в среднем, ~300–600 м/с (есть события со скоростями 900–1000 м/с). Скорости вертикальной составляющей дрейфа, также в среднем, составляют 30–50 м/с (есть события со скоростями 100–150 м/с). По результатам анализа наземных ионосферных данных установлено, что все события с развитием поляризационного джета над Якутском подразделены равномерно на 4 группы, где первая группа – это когда значения вертикальных скоростей в полосе поляризационного джета достигали максимума одновременно с горизонтальными скоростями. В двух других группах времена пиков вертикальных скоростей сдвинуты в обе стороны от реперного времени на ± 1 ч, а в последнем случае вертикальные скорости имеют равнозначные пики по обе стороны от пиковых значений горизонтальных скоростей.

Введение. Поляризационный джет (ПД) – узкая полоса быстрого западного дрейфа плазмы вблизи проекции плазмопаузы на высотах области F ионосферы – впервые был зарегистрирован по данным спутника Космос-184 [Гальперин и др., 1973]. В настоящее время при описании явления ПД употребляется равноправно также термин SAPS – субавроральный поляризационный поток (SubAuroral Polarization Stream) [Foster and Burke, 2002]. Под этим термином авторы объединили два вида наблюдений субавроральных электрических полей: узкие полосы (1–2 град) ионного дрейфа (ПД) и широкие (до 10 град) области ионосферной конвекции к западу с большими скоростями, описанные в работе [Yeh et al., 1991]. Цифровой ионозонд DPS-4, установленный в Якутске, благодаря доплеровской выборке и измерениям углов прихода радиоволн дает возможность определить три проекции скорости для неоднородностей: V_z , V_N и V_E , что позволяет подсчитать средние скорости за сеанс зондирования, а также дисперсии скоростей [The digisonde..., 2007].

Целью данной работы является исследование скоростей дрейфов ионосферной плазмы и вариаций параметров слоя F2 во время развития полосы поляризационного джета в зените ст. Якутск.

Анализ данных и обсуждение результатов. В работе анализируются данные вертикального радиозондирования и доплеровские измерения на ст. Якутск за 2006 и 2012–2016 гг. Выборка дней для просмотра, обработки и анализа ионосферных данных производилась по планетарному АЕ-индексу. В ходе наземных измерений было установлено, что на широтах ст. Якутск проявления поляризационного джета в большинстве случаев развиваются после активизаций геомагнитного возмущения с пороговой величиной ≥ 500 нТл [Халипов и др., 2001]. Проявление поляризационного джета на ионограммах субавроральных станций подробно описано в работах [Galperin et al., 1986; Степанов и др., 2017] и кратко сводится к следующему: на ионограммах вертикального зондирования при развитии поляризационного джета регистрируются дополнительные следы отражений, меньшие по частоте и расположенные на большей дальности, чем регулярные фоновые следы. После появления таких отражений критические частоты

фонового слоя $F2$ могут резко уменьшаться в течение 15 – 30 мин на 2–4 МГц и более, т.е. происходит «срыв» частоты, который четко прорисовывается на суточных f -графиках ионосферных данных.

На рисунке 1 приведен пример измерений скоростей дрейфа ионосферной плазмы и вариаций параметров слоя $F2$ над ст. Якутск за 4 сентября 2016 г. На левой стороне рисунка показаны вариации вертикальной (V_z) и горизонтальной (V_h) скоростей, а также направление дрейфа ионосферной плазмы (Azimuth), где 270° – западное направление. На правой стороне приведен фрагмент суточных вариаций критической частоты (светлые кружочки) и минимальной высоты отражений от $F2$ -слоя ионосферы (черные квадратик). Здесь же жирной черной линией показан прогнозный ход критических частот по модели IRI. Видно, что в период развития поляризационного джета над станцией наблюдаются повышенные значения скоростей дрейфа ионосферной плазмы в западном направлении, рост вертикальной составляющей дрейфа плазмы, а также существенные вариации ионосферных параметров – «срыв» частоты и рост минимальной высоты отражений.

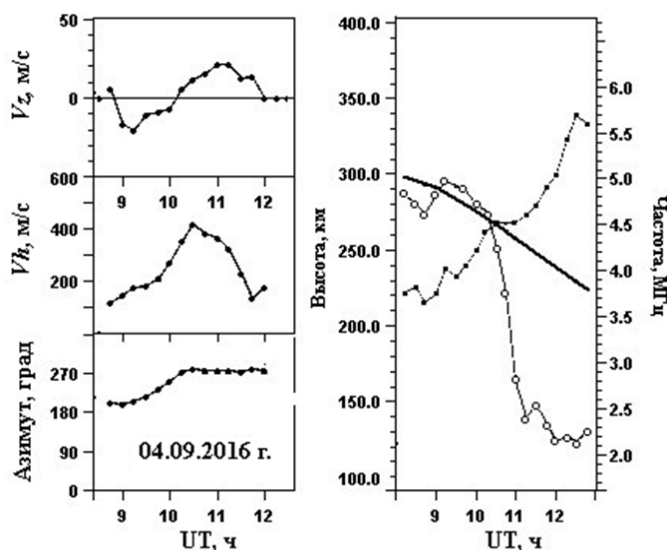


Рисунок 1. Вариации скоростей дрейфа ионосферной плазмы (слева) и ионосферных параметров (справа) над Якутском 4 сентября 2016 г.

Всего в ходе анализа ионосферных материалов было обнаружено и рассмотрено 110 событий поляризационного джета. Выявлено, что в периоды наблюдения поляризационного джета скорости горизонтальных и вертикальных дрейфов существенно выше, чем их фоновые движения. Скорости горизонтального дрейфа плазмы составляют, в среднем, ~ 300 – 600 м/с (есть события со скоростями 900 – 1000 м/с). Скорости вертикальной составляющей дрейфа, также в среднем, составляют 30 – 50 м/с (есть события со скоростями 100 – 150 м/с).

Чтобы сопоставить составляющие скоростей дрейфа ионосферной плазмы мы использовали метод наложения эпох. В каждом событии рассматривался 4-часовой интервал измерений скоростей дрейфа: по 2 ч до и после реперного времени. Отметим, что все значения скоростей были нормализованы по максимуму. За реперное время (0 на оси абсцисс) принималось время максимума горизонтальных скоростей во время наблюдения поляризационного джета. По оси ординат откладывались средние значения нормализованных вертикальных скоростей. Результаты анализа приведены на рис. 2, где все события с развитием ПД над Якутском подразделены на 4 ситуации. Было обнаружено, что только в $\sim 28\%$ случаев максимальные значения вертикальных скоростей в полосе поляризационного джета совпадали с максимумом горизонтальных скоростей (1-я ситуация – см. рис. 2а). Оставшиеся события распределены приблизительно в равных пропорциях между еще тремя ситуациями (рис. 2б, в, г): 1) пик вертикальных скоростей за ~ 1 ч до реперного времени; 2) пик вертикальных скоростей спустя ~ 1 ч после реперного времени и 3) два пика вертикальных скоростей: первый за ~ 1 ч до максимума горизонтальных скоростей, второй спустя ~ 1 ч после максимума горизонтальных скоростей.

На рисунке также приведены коэффициенты детерминации (R^2) и значения стандартных отклонений (SD), определенные для уравнений регрессии, в которых зависимости компонентов скорости дрейфа плазмы от времени аппроксимированы полиномами шестой степени, а также количество рассмотренных событий (N).

Природу такого поведения вертикальных скоростей относительно горизонтальных, при несовпадении пиков скоростей и наличии электрического поля северного направления, можно попытаться объяснить следующим образом: пик до реперного времени возникает за счет джоулева нагрева из-за столкновений ионов с нейтралами; далее, при максимуме горизонтальной скорости (в 0 ч) нейтралы уже вовлечены в движение, и разность скоростей меньше и, следовательно, нагрев меньше; после максимума ионы

при тормаживают, а нейтралы движутся со старой, приданной им ионами скоростью, разность скоростей снова нарастает и, в результате, снова растет джоулев нагрев и вертикальный вынос.

Могут быть и другие механизмы, объясняющие наличие пиков вертикальных скоростей, например, связанные с продольными токами зон 1 и 2 [Figueiredo et al., 2004].

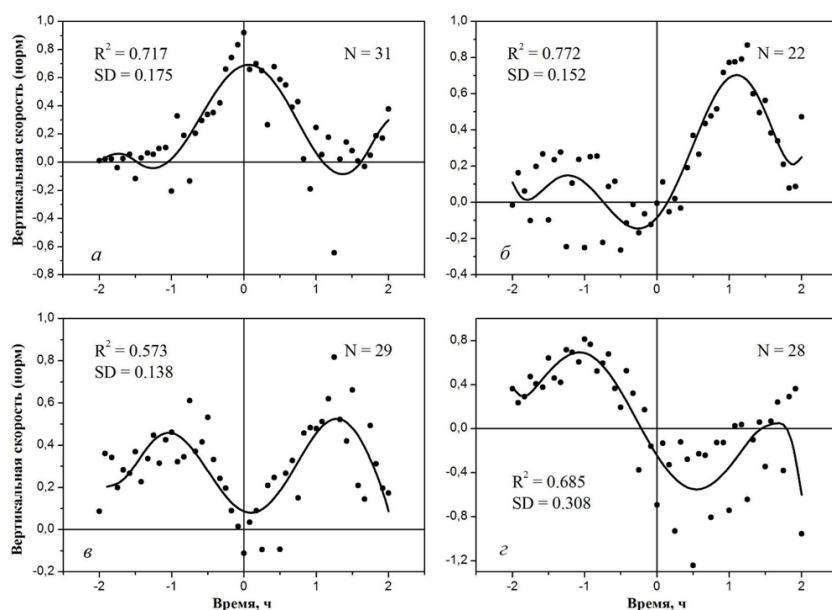


Рисунок 2. Горизонтальные и вертикальные скорости дрейфа ионосферной плазмы в полосе поляризационного джета. Кривые на рисунках – аппроксимирующие линии, точки – нормализованные значения скоростей.

Заключение

1. По наземным доплеровским измерениям на ионосферной ст. Якутск обнаружено, что в периоды наблюдения поляризационного джета скорости горизонтальных и вертикальных дрейфов существенно выше, чем их фоновые значения. Скорости горизонтального дрейфа плазмы составляют, в среднем, ~300–600 м/с (есть события со скоростями 900–1000 м/с). Скорости вертикальной составляющей дрейфа, также в среднем, составляют 30–50 м/с (есть события со скоростями 100–150 м/с).

2. Результаты доплеровских измерений на субавроральной ионосферной станции Якутск показывают, что при развитии поляризационного джета над станцией наблюдения значения пиков вертикальных скоростей дрейфа плазмы относительно пиков горизонтальных скоростей могут не совпадать по времени и направлению, вызывая различные ситуации их взаиморасположения.

Благодарности. Работа выполнена в рамках государственного задания по проекту П.16.2.1 (номер госрегистрации № АААА-А17-117021450059-3) и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-45-140037) и программы РАН П28.

Список литературы

- Гальперин Ю.И., Пономарев В.Н., Зосимова А.Г. Прямые измерения скорости дрейфа ионов в верхней ионосфере во время магнитной бури // Космич. исслед. Т. 11. Вып. 2. С. 273–296. 1973.
- Степанов А.Е., Халипов В.Л., Голиков И.А., Бондарь Е.Д. Поляризационный джет: узкие и быстрые дрейфы субавроральной ионосферной плазмы. Якутск: Издательский дом СВФУ, 176 с. 2017.
- Халипов В.Л., Гальперин Ю.И., Степанов А.Е., Шестакова Л.В. Формирование поляризационного джета в ходе взрывной фазы суббури: результаты наземных измерений // Космич. исслед. Т. 39. Вып. 3. С. 244–253. 2001.
- Figueiredo S., Karlsson T., Marklund G. T. Investigation of subauroral ion drifts and related field-aligned currents and ionospheric Pedersen conductivity distribution // Ann. Geophysicae. V. 22. N 3. P. 923–934. 2004.
- Foster J.C., Burke W.J. SAPS: A new categorization for subauroral electric fields // EOS Trans. AGU. V. 83. P. 393–394. 2002.
- Galperin Yu.I., Khalipov V.L., Filippov V.M. Signature of rapid subauroral ion drifts in the high-latitude ionosphere structure // Ann. Geophys. V. 4. N A2. P. 145–154. 1986.
- The digisonde portable sounder – DPS. Technical manual. Ed. Reinisch B. University of Massachusetts. Lowell Center for Atmospheric Research. USA. 221p. 2007.
- Yeh H.C., Foster J.C., Rich F.J., Swider W. Storm time electric field penetration observed at mid-latitude // J. Geophys. Res. V. 96. N A4. P. 5707–5721. 1991.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.033

СЕЗОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЯВЛЕНИЯ ЭФФЕКТА УТРЕННЕГО ПониЖЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ППШ

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

Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт (АНИИ, СПб)

E-mail: vauliev@yandex.ru

Аннотация. В работе приводятся примеры проявления эффекта утреннего понижения (УП) поглощения в период событий ППШ в равноденственные и летние сезоны. В сравнении с модельными значениями поглощения показаны отклонения экспериментальных риометрических данных от их ожидаемой величины (в отсутствие эффекта УП). Высказаны предположения о возможной природе данного эффекта и объяснения его сезонной зависимости.

Введение

В работе [Ульев и др., 2019] описан новый эффект в явлениях ППШ. Эффект заключается в том, что в некоторых ППШ на станциях в центральной части полярной шапки (ППШц) в утренние часы вплоть до местного полудня наблюдается пониженное поглощение, которое названо эффектом утреннего понижения поглощения (УП). Эффект УП не коррелирует с изменением потоков протонов в рассматриваемый период. В данной работе анализируются примеры появления УП в различные сезоны года.

Экспериментальные данные

На рисунке 1 (а - г) приведены экспериментальные риометрические данные проявления эффектов УП в различные сезоны года по результатам регистрации явлений ППШ за период 1998 – 2019 гг. на высокоширотных станциях, расположенных в ППШц: Восток (VOS) ($\Phi' = -83.3^\circ$), Мирный (MR) ($\Phi' = -77.2^\circ$) и Прогресс (PRG) ($\Phi' = -74.4^\circ$) – в Южном полушарии, Антарктида, российские станции), а также TAL ($\Phi' = 78.0^\circ$) и RAN ($\Phi' = 71.9^\circ$) – в Северном полушарии, Арктика, канадские станции – для 13 сентября 2017 г. (а), 11 сентября 2005 г. (б), 9 марта 2012 г. (в) и 14 декабря 2006 г. (г).

Каждая панель рис. 1 состоит из трех секций: верхняя – поток протонов, зарегистрированный спутниками GOES, две нижние – экспериментальные данные риометров (красная кривая) и расчетное значение поглощения (черная кривая) для двух риометров. Расчетное значение получено с помощью эмпирических формул пересчета значений интенсивности ПП в значения поглощения [Sauer and Wilkinson, 2008; Дриацкий, 1974; Рогов и др., 2015].

События, приведенные на рис. 1а, б, в зафиксированы в сезоны равноденствия, событие на рис. 1г – в летний сезон (для ст. Восток и Мирный Южного полушария).

ППШ в местный зимний сезон года не рассматривались, так как зимой ионосфера над высокоширотными станциями не освещена и поглощение ППШ имеет малую величину, что не позволяет определить наличие эффекта УП. В другие сезоны года анализировались ППШ средней и большой интенсивности с величиной поглощения в выбранный день ППШ более 1 дБ.

Анализ

На рисунке 1а показаны потоки протонов (ПП) (верхняя панель) и поглощение на ст. TAL ($\Phi' = 78.0^\circ$) и PRG ($\Phi' = -74.4^\circ$) с 18 UT 12 сентября по 00 UT 14 сентября 2017 г. (средняя и нижняя панели). По характерному возрастанию потоков протонов видно, что примерно в 21 UT 12 сентября 2017 г. наблюдается достижение орбиты Земли ударной волны и последующим приходом ПП магнитного облака. По экспериментальным данным в полярных шапках регистрируется пониженное значение поглощения (красная линия относительно черной) в период с 09 до 15 UT для ст. TAL и с 00 до 06 UT для ст. PRG. Этот эффект и был назван эффектом утреннего понижения поглощения (УП) [Ульев и др., 2019].

Аналогичные данные приведены отдельно для станций Северной полярной шапки TAL ($\Phi' = 78.0^\circ$) и RAN ($\Phi' = 71.9^\circ$) для двух событий, относящихся к сезонам осеннего 11 сентября 2005 г. (рис. 1б) и весеннего равноденствия 9 марта 2012 г. (рис. 1в).

На рисунке 1г показаны данные риометров VOS ($\Phi' = -83.3^\circ$) и MIR ($\Phi' = -77.2^\circ$) для 14 декабря 2006 г. (летний период для станций Южной полярной шапки). Видно, что после пикообразного возрастания поглощения (наблюдаемого при прохождении орбиты Земли потоков протонов ударной волны) и последующего прихода ПП вместе с магнитным облаком (примерно до 15 UT 14 декабря 2006 г.) до изменения спектра потока протонов вследствие прихода частиц от новой протонной вспышки (в 22 UT 14 декабря 2006 г.) наблюдалось хорошее согласие экспериментальных данных по поглощению (красная кривая) с его расчетными значениями (черная кривая). Таким образом, в те же часы, когда в равноденственных ППШ регистрировался эффект УП, в летний сезон этот эффект не проявился.

Таким образом, на основе анализа приведённых примеров можно предположить, что существует зависимость появления эффекта УП от сезона года. Предложено следующее объяснение этой связи. После мощных солнечных вспышек генерируются потоки ускоренных частиц (в основном потоки протонов – ПП). С другой стороны происходит выброс корональной массы (ВКМ) и возникает магнитное облако (МО). МО состоит из магнитных петель (МП), образующих центральную и внешнюю области МО. Центральную область МО составляют замкнутые МП (МПз), у которых оба конца находятся в короне Солнца, а внешнюю – открытые МП (МПо), у которых только один конец (как правило «восточный») находится в короне Солнца. МП заполняются ПП и при этом в МП формируется 2 потока ПП: ППзп и ППвп, которые соответственно движутся в западной и восточной частях МП [Malandraki et al., 2002a].

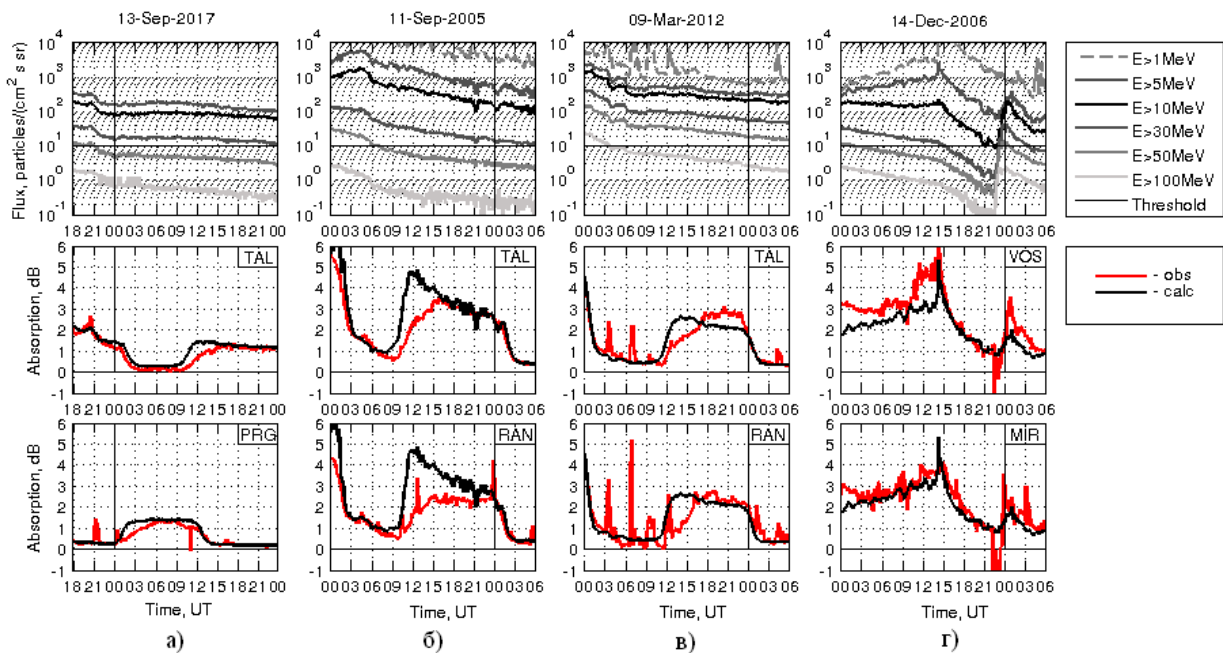


Рисунок 1. Потоки протонов, экспериментальные и модельные значения поглощения по данным риометров Северной и Южной полярной шапок для ППШ в сезон равноденствия (панели а, б и в) и в летний сезон (панель г).

Центральная часть МО при движении от Солнца находится в плоскости солнечного экватора, а внешняя область МО – выше и ниже этой плоскости. Таким образом МПз и МПо располагаются соответственно «в» и «вне» плоскости солнечного экватора. В сезоны солнцестояния (в частности в местный летний сезон) Земля находится в плоскости солнечного экватора. Когда МО достигает орбиты Земли хвост магнитосферы попадает в центральную область МО, состоящую из МПз с ППзп \leq ППвп [Malandraki et al., 2002a]. При пересоединении МПз с хвостом магнитосферы ППзп/ППвп движутся вдоль западной/восточной стороны хвоста и проникают соответственно в утренний/вечерний сектора ПШц. Так как ППзп и ППвп примерно одинаковы, то они вызывают примерно одинаковые значения поглощения типа ППШ в утреннем/вечернем секторах ПШц (ППШу \leq ППШв). В результате УП не проявляется.

В равноденственные сезоны года Земля находится примерно на $\pm 7^\circ$ выше/ниже плоскости солнечного экватора. Когда МО достигает орбиты Земли, хвост магнитосферы попадает во внешнюю область МО, в которой находятся МПо [Malandraki et al., 2002b] с ППЗп \ll ППВп. Поэтому при пересоединении МПо с хвостом магнитосферы в утренний/вечерний сектор ПШц проникают ППЗп/ППВп соответственно малой/большой интенсивности, которые вызывают слабое утреннее/сильное вечернее поглощение ППШу \ll ППШв. В результате регистрируется эффект УП большой амплитуды.

Заключение

Проанализированы экспериментальные примеры проявления эффекта УП в разные сезоны года и установлено, что эффект УП проявляется в ППШ, происшедших в равноденственные сезоны года, и отсутствует в летнем ППШ. Предложено следующее объяснение этой связи.

В равноденственные / летние сезоны Земля (хвост магнитосферы) находится выше (или ниже) / в плоскости солнечного экватора и попадает в область МПо/МПз, в которых ППЗп \ll ППВп / ППЗп \leq ППВп. Поэтому в равноденственные сезоны года при ППЗп \ll ППВп в утреннем / вечернем секторе ПШц возникает малое/большое поглощение ППШу/ППШв и т.о. эффект УП проявляется. В летний сезон года при ППЗп \leq ППВп в утреннем /вечернем секторе ПШц возникает примерно равное поглощение и т.о. эффект УП отсутствует или имеет малую амплитуду.

Литература

- Malandraki O.E. et al. (2002a), Solar energetic particles inside a coronal mass ejection event observed with the ACE spacecraft, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64: 517-525.
- Malandraki O.E., Trochoutsos P. and Sarris E. (2002b), Magnetic topology of in and out of the ecliptic ICMEs: ULYSSES/HI-SCALE and ACE/EPAM Energetic particle observations, 34th COSPAR Scientific Assembly, The Second World Space Congress held 10-19 October 2002 in Houston USA, meeting abstract, id. 93.
- Sauer H.H., Wilkinson D.C. (2008), Global mapping of ionospheric HF/VHF radio wave absorption due to solar energetic protons, *Space Weather*, № 6, S12002.
- Дриацкий В.М., Природа аномального поглощения космического радиоизлучения в нижней ионосфере высоких широт. Л.: Гидрометеиздат, 1974, 224 с.
- Рогов Д.Д., Заалов Н.Ю., Москалева Е.В., Ульев В.А. (2015), Моделирование влияния поглощения полярной шапки на распространение КВ радиоволн в арктическом регионе России, Сборник трудов XIV конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом», г. Иркутск, 2015, С. 184-187.
- Ульев В.А., Рогов Д.Д., Франк-Каменецкий А.В. (2019), Эффект утренне-дневной аномалии (УДА) во время поглощения типа полярной шапки (ППШ) в сентябре 2017г., "Physics of Auroral Phenomena", Proc. XLII Annual Seminar, Apatity, pp. 194-197, 2019. ©Polar Geophysical Institute, 2019.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.034

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЧАСТНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 11 АВГУСТА 2018 ГОДА НА СЕТИ ТРАСС НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЕВРОАЗИАТСКОМ РЕГИОНЕ

В.П. Урядов¹, В.И. Куркин², Ф.И. Выборнов^{1,3}, А.В. Першин¹, О.А. Шейнер¹

¹НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия;

E-mail: vybornov@nirfi.unn.ru

²ИСЗФ СОРАН, г. Иркутск, Россия

³ФГБОУ ВО «ВГУВТ», г. Нижний Новгород, Россия

Аннотация. Представлены результаты наблюдений частного солнечного затмения 11 августа 2018г. на трассах наклонного ЛЧМ-зондирования: Ловозеро – Васильсурск, Норильск – Васильсурск, Иркутск – Нижний Новгород и Хабаровск – Васильсурск при степени покрытия Луной солнечного диска в пределах 12÷53% в зависимости от ориентации и протяженности трассы. Показано, что на всех трассах в интервале затмения наблюдался эффект уменьшения максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) на 8-10% для F -слоя ионосферы и увеличение на 15% для E_s -слоя на трассе Ловозеро – Васильсурск. Во время солнечного затмения на трассах Ловозеро – Васильсурск и Норильск – Васильсурск наблюдались квазипериодические вариации МНЧ E_s и МНЧ $1F$ с периодами ~ 30 и 50 минут соответственно.

Введение. Во время солнечного затмения на пути движения лунной тени в атмосфере Земли активность фотохимических реакций снижается почти до уровня ночной ионосферы, а затем сравнительно быстро возвращается к условиям дневной ионосферы. Ионосферный отклик на солнечное затмение обычно проявляется в уменьшении общего содержания электронов, в том числе в падении электронной концентрации в окрестности максимума F -слоя и увеличении эффективных высот отражения, что характерно для условий ночной ионосферы. Кроме того, сверхзвуковое движение лунной тени нарушает тепловой баланс атмосферы и может являться источником акустико-гравитационных волн (АГВ) [1]. Согласно многочисленным исследованиям, АГВ, инициированные солнечным затмением, имеют периоды в интервале от 20 до 60 минут [2-4].

Значительный интерес представляют исследования влияния солнечного затмения на спорадический слой E_s . Так, в ряде работ сообщается об уменьшении наблюдаемых значений критических частот слоя E_s во время солнечного затмения [5, 6]. В то же время в некоторых исследованиях было зафиксировано усиление ионизации E_s во время солнечного затмения [7, 8]. Вследствие довольно редкого сочетания солнечного затмения и E_s данных о влиянии солнечного затмения на параметры E_s немного. Поэтому такие исследования, несомненно, являются актуальными.

В докладе представлены предварительные результаты исследования влияния солнечного затмения 11 августа 2018 г. на характеристики КВ-сигналов по данным наклонного зондирования ионосферы на протяженных радиопутьях в Евроазиатском регионе.

Результаты эксперимента. Эксперимент проводился 10 – 12 августа 2018 г. Карта покрытия поверхности Земли лунной тенью во время частного солнечного затмения (СЗ) 11 августа 2018 г. доступна в [9]. Контрольные наблюдения проводились нами 10 и 12 августа. На территории России наибольшая фаза покрытия приходилась на северо-восточные районы. Для изучения отклика ионосферы на СЗ осуществлялось наклонное ЛЧМ зондирование на трассах различной протяженности и ориентации. При зондировании использовались ЛЧМ-передатчики, расположенные в следующих пунктах: Ловозеро Мурманской обл. (68°N; 35,02°E), Норильск (69,36°N; 88,36°E), Иркутск (51,8°N; 104°E) и Хабаровск (47,5°N; 13,5°E). Прием ЛЧМ сигналов осуществлялся в Васильсурске Нижегородской обл. (56,1°N; 46,1°E) и Нижнем Новгороде (56,1°N; 44,1°E). Геомагнитная обстановка была спокойной с магнитным индексом $K_p \sim 2-3$.

В таблице 1 приведены параметры затмения для средних точек трасс для высоты 200 км в ионосфере (для трассы Ловозеро – Васильсурск первое значение соответствует высоте 110 км для слоя E_s). Для трассы Хабаровск – Васильсурск характеристики даны для средних точек 1-го и 2 скачков. Из таблицы 1 можно

видеть, что во время наблюдения солнечного затмения степень покрытия Луной солнечного диска находилась в пределах $\sim 12 \div 53\%$ в зависимости от ориентации и протяженности трассы.

Эффект солнечного затмения проявился, в первую очередь, в уменьшении максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) при отражении от F -слоя ионосферы на трассах наклонного ЛЧМ зондирования различной протяженности.

Временные зависимости МНЧ для различных трасс и мод распространения в день затмения 11 августа 2018 г. и в контрольные дни 10 и 12 августа 2018 г. показаны на рисунках 1-5 соответственно красным и синим цветами. Интервал затмения для средних точек трасс зондирования для высоты 200 км (на рисунке 1 для высоты 110 км) выделен цветным прямоугольником. На рисунке 4 интервал затмения для средних точек 1-го и 2-го скачков отмечен прямоугольниками зеленого и синего цветов соответственно. Согласно полученным данным на всех трассах в интервале затмения наблюдался довольно четкий эффект уменьшения МНЧ при распространении через F -слой на 8-10%, а также увеличение МНЧ E_s на трассе Ловозеро – Васильсурск на 15%.

Таблица 1. Параметры солнечного затмения для средних точек трасс для высоты 200 км в ионосфере.

Трасса	Длина, км	Координаты средней точки	Время начала UT	Время максим. фазы UT	Время окончания UT	Степень покрытия %
Ловозеро – Васильсурск	1440	62°9'25"N 41°38'36"E	08:53:49 08:51:45	09:36:10 09:35:54	10:18:11 10:19:41	11.8 13.4
Норильск – Васильсурск	2532	64°14'10"N 62°14'58"E	09:01:38	09:53:21	10:43:37	27.9
Иркутск – Нижний Новгород	3709	57°29'44"N 76°41'3"E	09:25:04	10:15:27	11:03:32	26.8
Хабаровск – Васильсурск	5733	1-ый скачок 55°31'38"N 118°12'45"E	09:38:22	10:27:51	11:15:00	53.1
		2-ой скачок 60°41'13"N 69°13'33"E	09:13:28	10:04:29	10:53:35	26.5

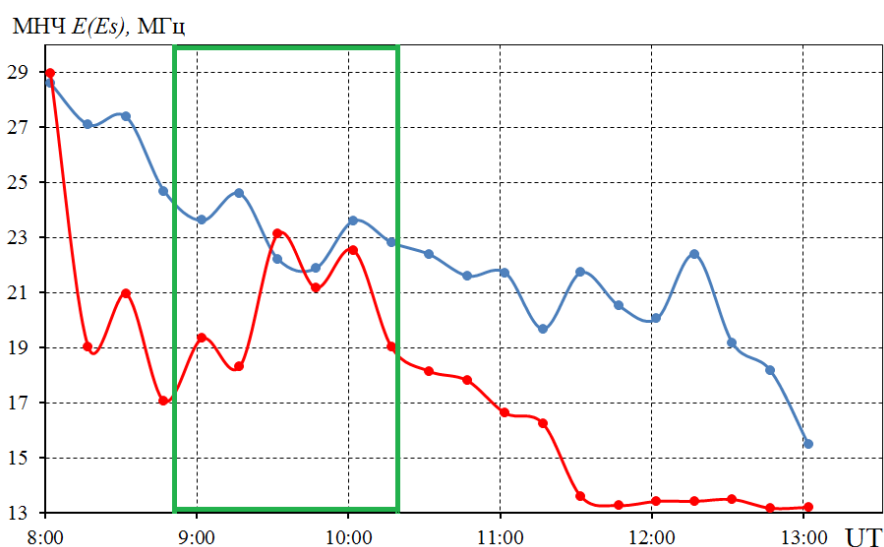


Рисунок 1. Зависимость МНЧ E/E_s для трассы Ловозеро – Васильсурск: 11 августа 2018 г. (красным) и среднее для контрольных дней 10 и 12 августа 2018 г. (синим).

Предложены различные механизмы усиления E_s во время солнечного затмения. Так, увеличение концентрации электронов, сопровождающее гравитационные волны в слое E_s , может быть связано с наблюдаемыми гравитационными волнами. Согласно [10] взаимодействие гравитационной волны со слоем E_s приводит к очень сильному горизонтальному перераспределению плотности ионов, и этот механизм может быть ответственным за повышение плотности ионов. Кроме того, увеличение концентрации слоя E_s может происходить за счет ветрового сдвига, создаваемого градиентами температуры при прохождении лунной тени в атмосфере Земли [8].

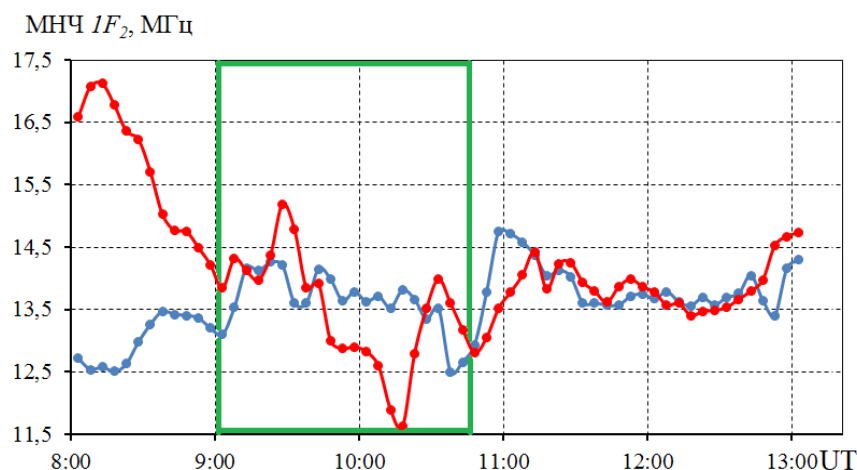


Рисунок 2. Зависимость МНЧ F_2 для трассы Норильск – Васильсурск: 11 августа 2018 г. (красным) и среднее для контрольных дней 10 и 12 августа 2018 г. (синим).

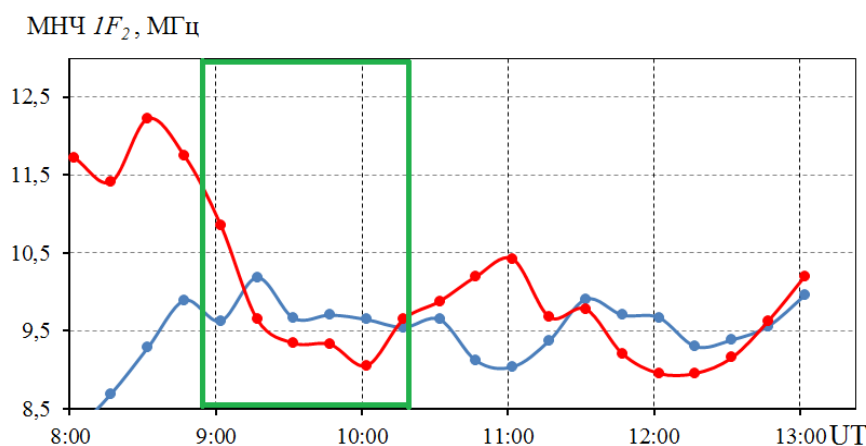


Рисунок 3. Зависимость МНЧ F_2 для трассы Ловозеро – Васильсурск: 11 августа 2018 г. (красным) и среднее для контрольных дней 10 и 12 августа 2018 г. (синим).

Результаты наклонного зондирования использовались для обнаружения акустико-гравитационных волн (АГВ) и их ионосферного отклика в виде ПИВ, генерируемых на высотах озонового слоя в стратосфере при движении лунной тени в атмосфере Земли во время солнечного затмения. Наиболее яркий эффект проявления АГВ в виде квазипериодических вариаций МНЧ E_s и МНЧ $1F$ во время солнечного затмения с периодами ~30 и 50 минут был замечен на трассах Ловозеро – Васильсурск и Норильск – Васильсурск соответственно (см. рисунки 1 и 2).

Выводы. Представлены результаты исследования влияния частного солнечного затмения 11 августа 2018 г. на характеристики КВ-сигналов на трассах наклонного ЛЧМ-зондирования: Ловозеро – Васильсурск, Норильск – Васильсурск, Иркутск – Нижний Новгород и Хабаровск – Васильсурск при степени покрытия Луной солнечного диска в пределах 12÷53% в зависимости от ориентации и протяженности трассы.

Показано, что на всех трассах в интервале затмения наблюдался эффект уменьшения МНЧ при распространении через F -слой на 8-10% и увеличение МНЧ E_s на трассе Ловозеро – Васильсурск на 15%.

Во время солнечного затмения на трассах Ловозеро – Васильсурск и Норильск – Васильсурск наблюдались квазипериодические вариации МНЧ E_s и МНЧ $1F$ с периодами ~30 и 50 минут, соответственно,

обусловленные генерацией АГВ и их ионосферного отклика в виде ПИВ при движении лунной тени в атмосфере Земли.

В заключение заметим, что для более полного изучения влияния солнечного затмения на спорадический слой E_s в условиях контролируемого воздействия движущейся лунной тени на атмосферу Земли необходимо продолжение исследований с использованием различных средств и методов наблюдений.

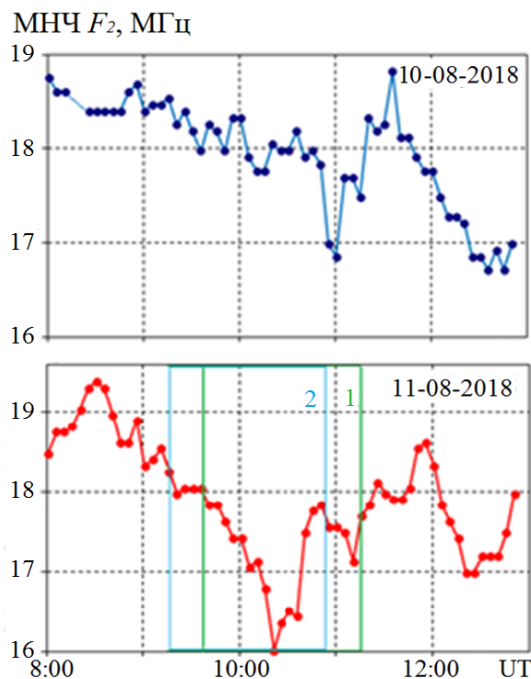


Рисунок 4. Зависимость МНЧ F_2 для трассы Хабаровск – Васильсурск: 11.08.2018 г. (нижний) и 10.08.2018 г. (верхний) – контрольный день.

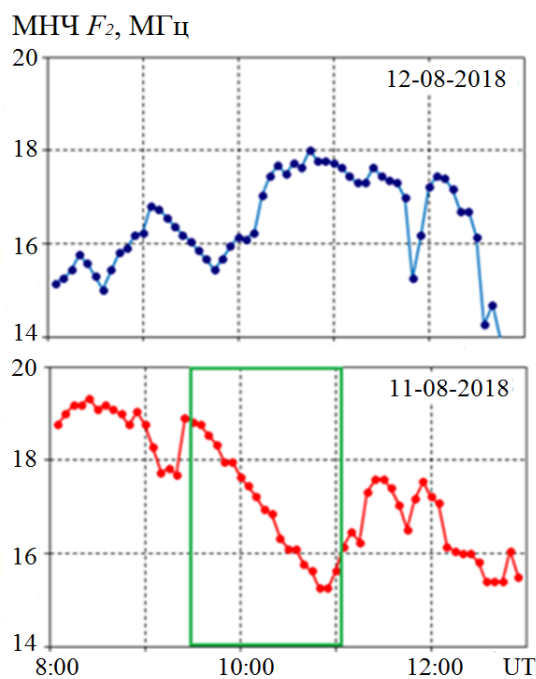


Рисунок 5. Зависимость МНЧ F_2 для трассы Иркутск – Нижний Новгород: 11.08.2018 г. (нижний) и 12.08.2018 г. (верхний) – контрольный день.

Благодарности. Работа Ф.И. Выборнова и А.В. Першина выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-02-00343. Работа О.А. Шейнер выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

Список литературы

1. Chimonas G., Hines C.O. Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse // J. Geophys. Res., 1970, Vol. 75(4), 875, doi:10.1029/JA075i004p00875
2. Fritts D.C., Luo Z. Gravity wave forcing in the middle atmosphere due to reduced ozone heating during a solar eclipse // J. Geophys. Res., 1993, Vol. 98(D2), pp. 3011–3021, doi:10.1029/92JD02391
3. Chen G., Wu C., Huang X. et al. Plasma flux and gravity waves in the midlatitude ionosphere during the solar eclipse of 20 May 2012 // J. Geophys. Res.: Space Physics, 2015, Vol. 120, pp. 3009–3020, doi:10.1002/2014JA020849
4. Урядов В.П., Колчев А.А., Выборнов Ф.И. и др. Ионосферные эффекты солнечного затмения 20 марта 2015г. на трассах наклонного зондирования в евроазиатском долготном секторе // Изв. Вузов. Радиофизика, 2016, т. 59, №6, с. 477-488.
5. Minnis C. M. Ionospheric behaviour at Khartoum during the eclipse of 25th February 1952 // J. Atmos. Terr. Phys., 1955, Vol. 6, pp. 91 –112.
6. Stoffregen W. Variation of fE_s during solar eclipses // Nature, 1955, Vol. 176, p. 610.
7. Datta R. Solar eclipse effect on sporadic E ionization, 2 // J. Geophys. Res., 1973, Vol. 78(1), pp. 320–322, doi:10.1029/JA078i001p00320
8. Chen G., Zhao Z., Yang G. et al. Enhancement and HF Doppler observations of sporadic-E during the solar eclipse of 22 July 2009 // J. Geophys. Res., 2010, Vol. 115, A09325, doi:10.1029/2010JA015530
9. <http://eclipse.gsfc.nasa.gov>
10. Chimonas G. Enhancement of sporadic E by horizontal transport within the layer // J. Geophys. Res., 1971, Vol. 76(19), pp. 4578–4586, doi:10.1029/JA076i019p04578

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.035

О РОЛИ СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ И ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ДИНАМИКЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИОНОСФЕРЫ

О.А. Шейнер, Ф.И. Выборнов

НИРФИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

E-mails: rff@nirfi.unn.ru, vybornov@nirfi.unn.ru

Аннотация. Представлены результаты исследований влияния солнечных явлений, таких как корональные выбросы массы (СМЕ) и высокоскоростные потоки солнечного ветра, на характеристики ионосферы. Рассмотрен набор параметров космической погоды (тип и скорость корональных выбросов массы, поток рентгеновских лучей, скорость высокоскоростного солнечного ветра), который позволил выявить доминирующие физические связи между динамикой ионосферы и этими двумя солнечными явлениями. В исследовании используются данные вертикального и наклонного зондирования ионосферы, полученные во время нескольких солнечных событий, произошедших в 24 солнечном цикле. Показано, СМЕ и высокоскоростные солнечные потоки являются глобальными событиями солнечной активности, влияющими на параметры, используемые для характеристики ионосферы.

Введение. Совокупность явлений на Солнце, в космическом пространстве и межпланетной среде оказывает воздействие на процессы в околоземном космическом пространстве. Первичным источником возмущений являются вариации солнечного излучения, а перенос возмущений осуществляется волнами и частицами в межпланетной среде, магнитосфере и ионосфере Земли. Сложность построения математической модели, описывающей всю систему, включающую в себя цепочку плазменных областей (солнечная атмосфера и межпланетная среда), где доминируют разные физические процессы, граничные и начальные условия для которых в настоящее время еще не до конца изучены, приводит к применению упрощенного подхода, описывающего вместо динамики всей совокупности физических параметров последовательность отдельных повторяющихся явлений, проявляющихся в характерном наборе этих параметров, что в ряде случаев позволяет выявлять доминирующие физические связи и строить прогностические схемы для системы «Солнце – солнечный ветер – геомагнитосфера».

С конца прошлого века проводились исследования по определению геоэффективности различных физических явлений, возникающих на Солнце, таких как интенсивные солнечные вспышки, корональные выбросы массы и высокоскоростные потоки солнечного ветра. В большинстве случаев четко прослеживается связь между вариациями данных о солнечном излучении, измеренных с помощью искусственных спутников, и параметрами, относящимися к верхним слоям атмосферы Земли.

Опубликован ряд работ, в которых рассматривается влияние интенсивных солнечных вспышек на ионизацию верхней атмосферы, а также подтверждена связь между поведением критической частоты ионосферы f_0F2 и солнечными вспышками [1]. В ряде работ представлены результаты, относящиеся к анализу косвенного воздействия СМЕ на ионосферу [2]. Однако потенциальные корреляции между СМЕ и параметрами высокоскоростного потока солнечного ветра, а также реакция ионосферных характеристик на эти явления, не рассматривались.

В данной работе представлены результаты исследования влияния корональных выбросов массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра на характеристики ионосферы.

Используемые данные. Самый простой и распространенный метод изучения ионосферы – дистанционное зондирование ее серий коротковолновых импульсов. Тогда при вертикальном зондировании ионосферы самая высокая частота отражения слоя F2, критическая частота f_0F2 , может служить индикатором уровня ионизированных частиц.

Другим наземным методом измерения параметров ионосферной плазмы является наклонное зондирование ионосферы – метод, который предоставляет в реальном времени данные о высокочастотном ионосферном распространении радиоволн. Поскольку распространение радиосигнала происходит не по вертикали, а по поверхности на наклонных трассах, это расширяет диапазон используемых частот. Максимальная частота, которая все еще может отражаться от ионосферы на заданной высоте отражения, максимальная наблюдаемая частота для траекторий наклонного зондирования (МНЧ) определяется критической частотой ионосферного слоя F2 в точке отражения (f_0F2) и геометрией трассы.

Данные критической частоты ионосферного слоя F2 (f_0F2 , в МГц) были получены в результате проведения регулярных экспериментов по вертикальному зондированию ионосферы в ионосферной и радиоастрономической обсерваториях НИРФИ вблизи Нижнего Новгорода в периоды высокой и низкой солнечной активности: Зименки (1980, 1985 и 1988), Васильсурск (2013–2017). На полигоне НИРФИ Васильсурск установлен усовершенствованный цифровой ионозонд (CADI) (www.sil.sk.ca), а рабочая программа регулярных наблюдений позволила получать ионограммы не реже одного раза в 15 мин. Выходная мощность ионозонда составляла 600 Вт, он работал в режиме импульсного кодирования с использованием 13-битного кода Баркера с усреднением по 4 принятым импульсам. Такой режим работы ионозонда позволяет получать качественные ионограммы даже в условиях сильного поглощения радиоволн в ионосфере. Точность определения критической частоты – менее 50 кГц.

Данные максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) для траекторий наклонного зондирования определялись с помощью ионозонда-пеленгатора с ЛЧМ сигналом на трассе ЛЧМ зондирования Кипр – Нижний Новгород. В этом эксперименте были использованы ЛЧМ передатчики, расположенные на Кипре (34.96°N, 34.08°E). Передатчик на Кипре работал в северном направлении с шириной луча антенны ~ 60°. Зондирование проводилось в диапазоне частот 8–30 МГц, скорость изменения частоты 100 кГц/с, период зондирования 5 мин. ЛЧМ сигнал получен в Нижнем Новгороде (56.1°N, 44.1°E) (полное описание эксперимента с использованием ЛЧМ станций приведено в [3]). Ионозонд-пеленгатор измеряет ключевые характеристики ионосферного канала одновременно в режиме реального времени во всем диапазоне частот передачи КВ радиосигналов во всех режимах распространения.

Метод анализа. Изучение влияния солнечной активности на состояние ионосферы можно упростить, если проанализировать характерные отклонения в поведении регулярной ионограммы в течение нескольких солнечных циклов. Поскольку отклонение от обычных значений параметров составляет процент от регистрируемых значений, требуется разработка точных методов измерения и анализа. В [4] был разработан метод исследования возмущений в ионосфере по данным вертикального зондирования, основанный на отклонении критической частоты ионосферного слоя F2 (Δf_0F2).

Для выяснения связи между характеристиками ионосферных возмущений и параметрами корональных выбросов массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра будет использован ионосферный индекс, основанный на отклонении первого порядка, рассчитанный по формуле:

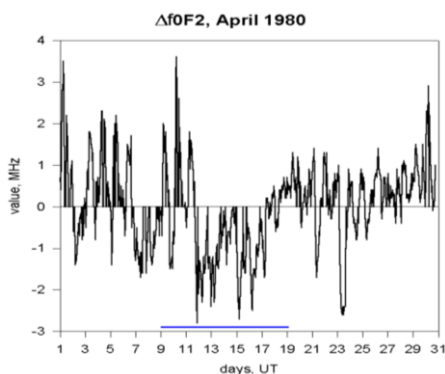
$$\Delta f_0F2_{jk} = f_0F2_{jk} - \overline{f_0F2_j}, \quad (1)$$

где f_0F2_{jk} – измеренное значение f_0F2 , j – номер точки в течение дня, k – номер дня в месяце, N – число дней в месяце, среднемесячное значение критической частоты

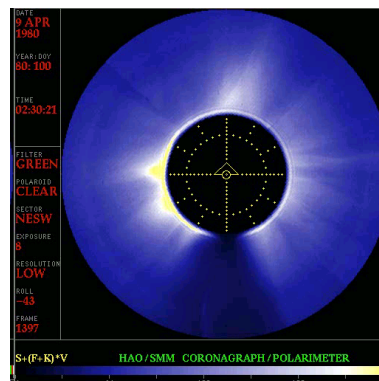
$$\overline{f_0F2_j} = \sum_{k=1}^N f_0F2_{jk} / N. \quad (2)$$

Аналогично рассчитывается Δ МНЧ – девиация максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ), полученной во время наклонного зондирования.

Проявление геоэффективности СМЕ в ионосфере. Отклонение критической частоты ионосферного слоя F2 (Δf_0F2) сравнивалось с информацией о регистрации корональных выбросов массы по Каталогам Solar Maximum Mission (SMM) и коронографа LASCO/C2 в перекрывающиеся периоды наблюдений (<https://www2.hao.ucar.edu/mlso/solar-maximum-mission/smm-cme-catalog> и https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/).



а)



б)

Рисунок 1.

Оценка поведения отклонения критической частоты слоя F2 показывает, что обнаруживается отрицательное отклонение критической частоты после событий СМЕ (см. рис. 1).

На рисунке 1а мы видим отклик ионосферы на появление коронального выброса (рис. 1б) – временную зависимость, которая позволяет оценить время прихода возмущений.

Здесь синей линией отмечено характерное

время проявления СМЕ в характеристике ионосферы – критической частоте слоя F2.

Подробный анализ временного поведения Δf_0F2 указывает на то, что после начала СМЕ (Loop/Cavity) прослеживается продолжительное снижение значений Δf_0F2 (рис. 2) и никаких изменений не наблюдается после обнаружения других типов выбросов (рис. 3).

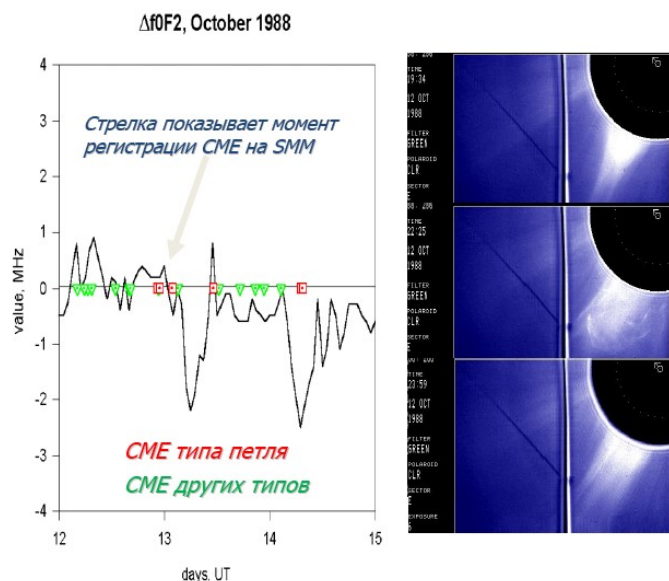


Рисунок 2.

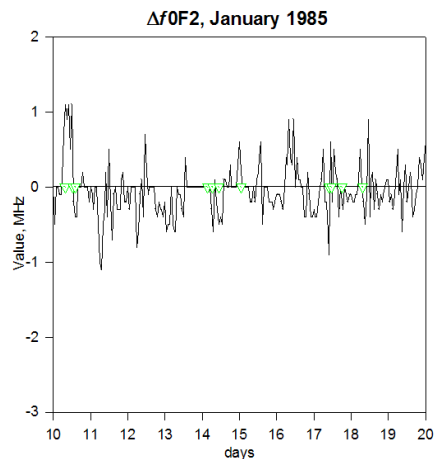


Рисунок 3.

Обнаруженный эффект был подтвержден наблюдениями в течение текущего солнечного цикла с использованием данных критической частоты f_0F2 , определенных из однородных ионограмм, полученных с помощью современного цифрового ионозонда CADI и данных LASCO/C2 (2013–2017) (SOHO LASCO CME CATALOG) (рис. 4–5).

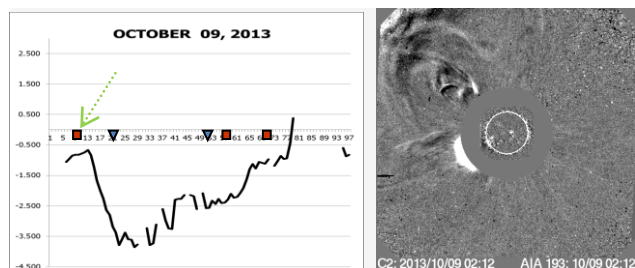


Рисунок 4.

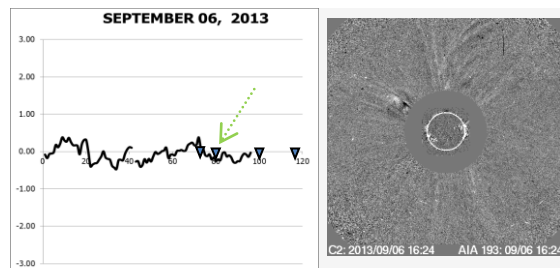


Рисунок 5.

Очевидно, что основными параметрами эффективности СМЕ должны быть ширина угла СМЕ в момент отрыва СМЕ от Солнца (как фактор распространения к орбите Земли), масса (m) и скорость (V). В работе [5] показано, что величина ионосферных возмущений (Δf_0F2) зависит от величины скорости СМЕ: амплитуда отклонения мала как для очень высокой ($V > 800$ км/с), так и для низкой ($V < 100$ км/с) скорости СМЕ, наибольшие амплитуды отклонения наблюдаются для СМЕ со скоростями от 100 до 700 км/с.

Проявление геоэффективности высокоскоростных потоков солнечного ветра в ионосфере

Особый интерес представляет анализ реакции ионосферы на высокоскоростные потоки солнечного ветра (HSS), поскольку есть сведения, что ионосферные бури, связанные с HSS, сопоставимы и иногда превосходят бури, связанные с СМЕ.

Анализ отклонений частоты f_0F2 и МНЧ и характеристик солнечной активности, зарегистрированных в передней точке либрации (L1), где расположен спутник ACE, может выявить наличие корреляций между параметрами высокоскоростных потоков солнечного ветра, например, скоростью, и откликом ионосферы.

На рисунке 6 приведены параметры околоземного космического пространства, измеренные на геостационарных спутниках GOES (поток рентгеновских лучей, поток протонов), данные о скорости протонов солнечного ветра со спутника ACE RTSW и данные наклонного зондирования ионосферы на трассе Кипр–Нижний Новгород за ноябрь 2016 г. Обычно сравнение поведения Δ МНЧ с измеренными параметрами околоземного пространства (Proton Flux, X-ray), показывает хорошую взаимную корреляцию в большинстве случаев. Но иногда можно увидеть, что изменения в поведении Δ МНЧ лишь частично коррелируют с поведением характеристик околоземного космического пространства, измеренными на

спутниках GOES (см. рис. 6). Совместный анализ $\Delta M\text{HЧ}$ с данными о скорости протонов солнечного ветра со спутника ACE RTSW демонстрирует потенциальную роль высокоскоростного солнечного ветра в изменениях параметров ионосферы: уменьшение мгновенного $\Delta M\text{HЧ}$ на несколько МГц (синий цвет) может быть следствием высокоскоростного потока солнечного ветра 14–26 ноября 2016 г.

На рисунке 7 показаны параметры околоземного космического пространства, измеренные на геостационарных спутниках GOES (поток рентгеновских лучей, поток протонов), данные о скорости протонов солнечного ветра со спутника ACE RTSW и данные вертикального зондирования ионосферы, полученные на ионосферной станции Васильсурск в мае 2017 г. Горизонтальная ось в обоих рисунках – дни месяца; вертикальная ось для Δf_0F2 и $\Delta M\text{HЧ}$ – время суток. На верхней панели рисунка 7 наблюдаются отрицательные отклонения девиации частоты f_0F2 после дней высокоскоростного солнечного ветра.

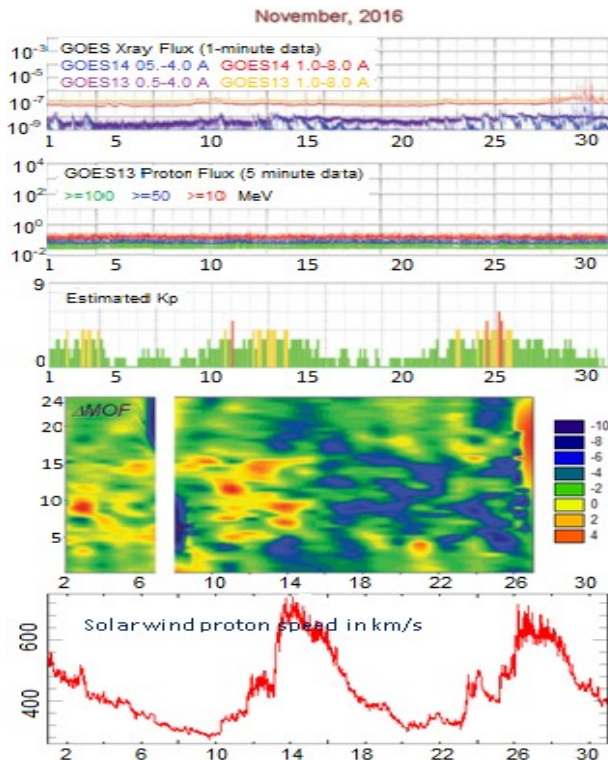


Рисунок 6.

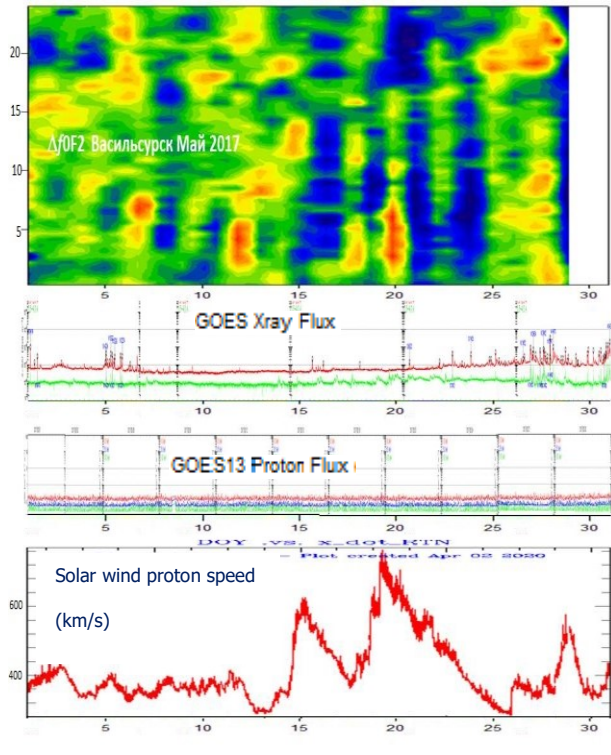


Рисунок 7.

Выводы. Отклик ионосферы на мощные явления солнечной активности (СМЕ и высокоскоростные потоки солнечного ветра) подтвержден с использованием результатов наземных измерений параметров ионосферной плазмы с помощью наклонного и вертикального зондирования ионосферы. Наблюдается продолжительное снижение значений Δf_0F2 после начала СМЕ (типа петля), тогда как после обнаружения других типов СМЕ значительных изменений не наблюдается. Ионосферные возмущения (Δf_0F2) зависят от величины скорости СМЕ: большие амплитуды отклонений наблюдаются для СМЕ с $100 < V < 700$ км/с, а СМЕ с очень высокой и низкой скоростью оказывают меньшее влияние. Реакция ионосферы на высокоскоростные потоки солнечного ветра сложна и неоднозначна. Показано, что уменьшение (увеличение) на несколько МГц мгновенных значений Δf_0F2 или $\Delta M\text{HЧ}$ может быть связано с последствием высокоскоростных потоков солнечного ветра.

Благодарности. Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

Список литературы

1. Hanuise C., Cerisier J.C., Auchère F. et al. From the Sun to the Earth: impact of the 27-28 May 2003 solar proton events on the magnetosphere, ionosphere and thermosphere // Ann. Geophys. 2006. V. 24. P.129-151.
2. Fujiwara H., Nozawa S., Ogawa Y. et al. Extreme ion heating in the dayside ionosphere in response to the arrival of a Coronal Mass Ejection on 12 March 2012 // Ann. Geophys. 2014. V. 32. P. 831-839.
3. Uryadov V.P., Vybornov F.I., Kolchev A.A. et al. Impact of heliogeophysical disturbances on ionospheric HF channels // Adv. Space Res. 2018. V. 61. P.1837-1849.
4. Sheiner O.A., Fridman V.M., Krupenya N.D. et al. Effect of solar activity on the Earth' environment // Second Solar Cycle and Space Weather / ed. Huguette Sawaya-Lacoste. Proc. Euroconference ESA SP-477. 2002. P.479-481.
5. Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. New ionospheric index for Space Weather service // Adv. Space Res. 2020. V. 66, N 6. P.1415-1426.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.036

MESOSPHERIC OZONE IN ARTIFICIAL MODIFICATION OF LOWER IONOSPHERE

N.V. Bakhmetieva¹, V.L. Frolov¹, Y.Y. Kulikov²

¹Radiophysical Research Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod

²Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod

Abstract. We present some results of microwave observations of the middle atmosphere ozone under perturbation of the ionosphere by a power HF radio emission by the mid-latitude SURA heating facility (56N, 46E). New experiment was a continuation of studies to clarify the physical nature of the new phenomenon a decrease of the intensity of the microwave emission of the mesosphere in the ozone line when artificially impact on the lower ionosphere [1].

Methods and instrumentations. Investigation of the middle atmosphere ozone at the mesosphere altitudes and its response to high-frequency impact on the ionospheric plasma was studied using the method of microwave ground-based radiometry to measure the atmospheric spectrum in the ozone line [2] and the method of creating of artificial periodic irregularities (API) to diagnose of the lower ionosphere condition and measurement some ionosphere and mesosphere parameters [3]. The first results of these studies are given in [4]. To analyze the ionospheric condition and choose the radiation frequencies of the heating and diagnostics facilities for studying the lower ionosphere by the method of creating the artificial periodic irregularities, we used the data from vertical sounding by the DPS-4 ionosonde (Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN)) in Troitsk (55N, 37E) and CADI ionosonde located near SURA heating facility (Radiophysical Research Institute, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod).



Figure 1. General view of a mobile microwave ozonemeter. Parameters of device: observation frequency – **110.8 GHz**; temporal resolution – **15 min**; band of the analysis of a spectrometer – **240 MHz**; frequency resolution – from **1** up to **10 MHz**; in measurements of spectra of a middle atmosphere ozone the method of absolute calibration is used; estimation of a vertical profile of ozone at altitudes from **20** up to **60 km** is carried out accuracy of **10–15%**.

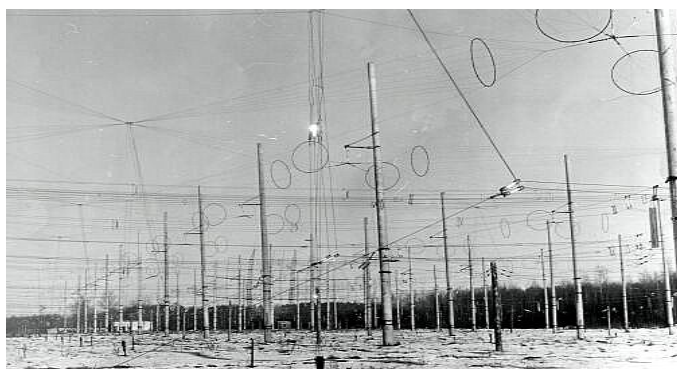


Figure 2. The SURA heating facility is intended for research of the nonlinear processes in ionospheric plasma under action of powerful HF radiation. Basis of the SURA facility are three radio transmitters with power **250KW** everyone (frequency range of transmitters **4-25 MHz**) and the 144-element phased array in the size **300 on 300 square meters**. The SURA facility can radiate powerful **X** and **O** polarization modes radio waves at the frequencies from **4.3 MHz** up to **9.5 MHz** with the effective radiated power from **80 MW** up to **250 MW**.

Method of the ground-based microwave radiometry. The method of microwave ground-based radiometry is based on measuring the rotational emission spectra of small gas constituents of the atmosphere in the millimeter and sub-millimeter wave ranges. The advantage of the method over measurements in the infrared and optical wavelengths is its weak dependence on meteorological conditions and the presence of aerosols. Microwave

observations of ozone can be performed around the clock. The mobile microwave ozonemeter consists of an uncooled heterodyne millimeter wave receiver and a multichannel spectrometer. Working device during campaign by an autumn of 2019 is shown in a Fig. 1. The receiver was tuned to the fixed frequency at 110836.04 MHz (the wavelength 2.7 mm). The spectrum analyzer consists of 31 filters with a variable band from 1 to 10 MHz and a full analysis band of 240 MHz. The device parameters allow one to measure the spectrum of the ozone emission line with accumulation for 15 min with an error of no more than 1–2%. Information about the content of the O_3 is contained in the measured radio emission spectrum of the middle atmosphere. The error of estimating of vertical profile ozone on its measured spectra does not exceed 10–15%.

The method of the resonance scattering of radio waves on artificial periodic irregularities of the ionospheric plasma. Artificial periodic irregularities (API) were observed in 1975 for the first time in the experiments on studying the influence of high-power radio waves on the sounding radio waves reflected from the ionospheric F-region [5]. In the subsequent experiments, it was proved that API are formed in the field of a high-power standing radio wave resulting from interference of the radio waves, which are incident on the ionosphere and reflected from the latter, in the altitude range from the beginning of the D-region (50–60 km) to the altitude of reflection of a high-power radio wave. In the D-region, irregularities are formed because of the temperature dependence of the coefficient of the electron attachment to the oxygen molecules during triple collisions [3]. Periodic structure of the temperature and, as a consequence, plasma concentrations with the spatial period that is equal to half-length of a powerful radio wave in the plasma are formed because of no uniform heating of electron gas. Sounding of the created periodic structure with probe radio waves is a method for its diagnostics. Methods for determining many parameters of the ionosphere and neutral atmosphere have been developed. The main ones are the vertical velocity of the ionospheric plasma and the neutral atmosphere, the temperature and the density of the neutral component, the electron density, some parameters of the sporadic E-layer including its ionic composition, an attachment and detachment of electrons to molecules, the ratio of the number of the negative ions to the number of electrons, variation of atomic and excited molecular oxygen and other characteristics of the ionospheric D and E regions. The combination of two methods for studying the atmospheric-radiation spectra in the ozone line during artificial ionospheric modification by high-frequency radio waves from the SURA facility was for the first time experimentally realized in September 2016. The results of these studies are presented in [4]. In Fig. 2 the general view of the SURA facility is shown.

The results of observations and discussion. Experiments with measuring the emission spectrum of the atmosphere in the ozone line were carried out from 10 to 12 September 2019. The SURA heating facility radiated into the zenith an extraordinary radio wave with a frequency of 4.7 MHz from 10:01 to 18:01 with an effective power about 100 MW for 30 minutes on September 11–12, 2019. The antenna of a mobile microwave ozonemeter was oriented in the same direction. In two days, thirteen of long 30-minute exposure to the ionosphere were carried out.

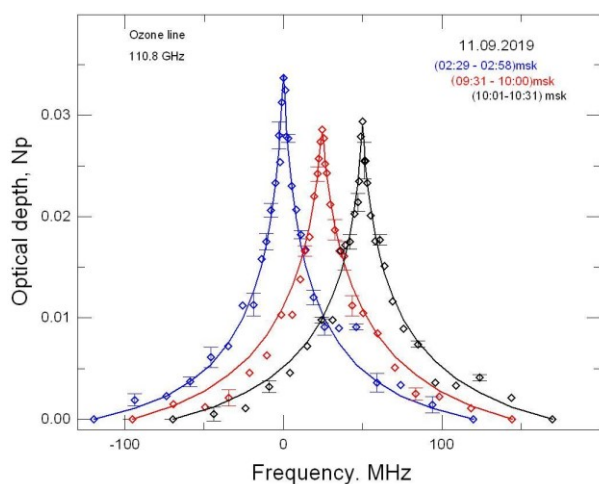


Figure 3. Modification of the ozone spectrum during artificial disturbance of the ionosphere for one of the heating session September 11, 2019.

In the next 30 minutes, the SURA facility was switched to the operating mode for the API creation and diagnosis. The microwave ozonemeter operated at a frequency of 110836.04 MHz in the mode of continuous measurement of the radiation intensity in the ozone line. The measurement of each spectrum lasted 15 minutes, so that two ozone emission spectra were obtained in each heating interval of the ionosphere and during heating off. Thus, it was possible to compare the spectra of ozone during artificial disturbance of the ionosphere and after its termination. In addition to variations in the mesospheric ozone caused by the heating of the lower ionosphere by powerful HF radio waves, day-to-night measurements natural background variations in the ozone emission of the middle atmosphere

were carried out. The most known natural ozone variations are its daily variations at altitudes of over 40 km associated with sunrise and sunset. Figure 3 shows the change in the ozone spectrum during artificial disturbance of the ionosphere for one of the heating session September 11, 2019. In Figure 3 the spectrum of atmospheric emission in the ozone line obtained on September 11, 2019 during the heating session at 09:31 (red marks) and the pause session at 10:01 (black marks), depending on the frequency of detuning from the operating frequency of 110836.04 MHz of the ozonemeter. The spectrum for the night session 02:29-02:58 (blue marks) is also shown. For clarity, the spectra are shifted along the frequency axis to the right and left by 100 MHz. The vertical bars show the standard deviation when calculating the averaged spectrum. Solid curves (red, blue and black) show the spectra calculated using the vertical ozone distributions. The spectra were obtained for the altitude interval 22-60 km. The spectrum intensity is presented in units of the optical thickness. In Figure 3 the difference between the intensities of the spectra for September 11, 2019 for an artificially disturbed ionosphere from its undisturbed state is 3%, and the difference between night and day is 14%. The main result of measurements is a decrease in the intensity of atmospheric emission in the ozone line during heating by an average of (7 ± 1) % relative to the emission intensity during a pause in the operation of the facility. For individual sessions, the decrease was 9%. The difference between the spectra obtained during heating on and heating off sessions was small. The decrease in ozone concentration at the altitude of 60 km was 12%. The ozone concentration was calculated by the method presented in [6]. In some sessions, the reduction was up to 20%. Note that the relative value of the decrease in the ozone-line intensity during ionospheric heating is small and is in some cases comparable with the measurement error. However, the differences in the spectra during the heating on and heating off sessions are considered significant, since they were observed in all experiments on studying the ozone spectrum in an artificially disturbed ionosphere.

Figure 4 shows ozone density variations at the altitude of 60 km for three days during experiments at the SURA facility in September 2019, of which ozone observations with the disturbance of the ionosphere were carried out on September 11 and 12, 2019. In Figure 4 each black point is obtained for the corresponding intensity of the ozone line measured with an accumulation time of 15 minutes. Red and blue dots show ozone density values averaged over each heating and pause session. Of these, each point (except for the averaged values for the intervals of heating on and off) was also obtained for the corresponding intensity of the ozone spectral line. The horizontal lines show the ozone density values averaged over all heating sessions (red line) and pauses (blue line). In order not to clutter up the figure, the error in determining the ozone density, which is no more than 10%, does not show in the graph. Figure 4 clearly shows the correlation of ozone density variations with heating periods. The following features of ozone density variations are also visible.

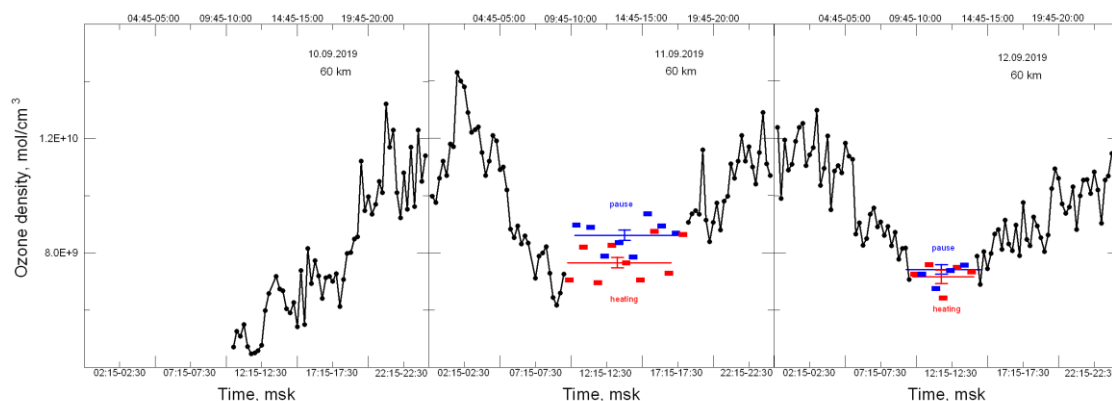


Figure 4. Continuous diurnal variations of the ozone density (60 km) during September 11 – 12, 2019.

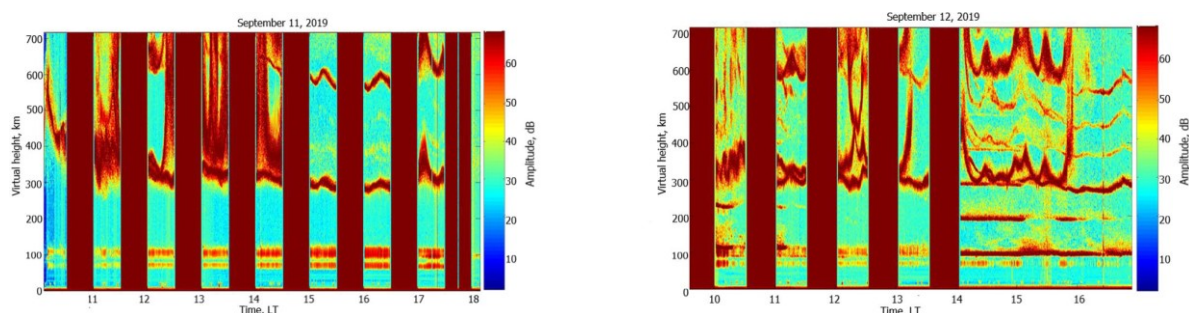
1. A significant difference in the results on the change in the ozone density during the heating time for September 11 and 12, both in the average values for the whole day and for individual sessions. In September 12, changes in the ozone density during heating turned on to be on average very small and amounted to no more than 3%. On September 11, they were equal to 12% on average, and in some sessions they increased up to 20%.
2. Relatively fast and deep variations in the ozone density are clearly visible, ranging from 30 to 50%. They are not related to the heating of the ionosphere, and are probably largely due to the dynamics of this region of the mesosphere, including winds with variations of the direction and magnitude of the velocity, developed atmospheric turbulence, a propagation of atmospheric waves, changes in the composition of the mesosphere at these altitudes over time, and other factors.
3. One can see wavelike variations in the ozone density with a quasi-period from 45 minutes to 3 hours or more.
4. Daily variations in the ozone density are visible, with noticeable differences occurring at night and during the day, which corresponds to the usually observed daily variation of ozone density with an excess of

nighttime concentration values over daytime; the average amplitude of the daily change in the density of atmospheric ozone was about 40%. **5.** The change in the amplitude of the diurnal variation on different days of observations is clearly noticeable, which can be explained by the influence of natural dynamic processes on the ozone in the mesosphere.

Diagnostics of the lower ionosphere using the method of artificial periodic irregularities

To study the perturbations of the ionized component at the heights of the mesosphere and lower thermosphere, we used the method of resonant scattering of radio waves (the API technique).

Figures 5 and 6 shows the dependences of the scattered signal amplitude on the virtual height and the time on the days of ozone measurements on September 11 and 12, 2019. The Figures show signals both reflected from the ionosphere (virtual heights above 300 km) and signals scattered by artificial periodic irregularities in the height range of 60-130 km. For presentation in this form, the signal amplitude was averaged for every 12 second from the beginning of its recording. In Figures 5 and 6, red vertical stripes show 30-minute intervals of the SURA facility was turned on. As a rule, in the first minute of a 30-minute interval (end of the pause, or start of the heating), the CADI digital ionosonde recorded an ionogram. Figures 3 and 4 show that in the altitude interval 60-80 km, signals scattered by artificial irregularities were observed in the D-region. From the time-altitude signal amplitude dependences scattered shown in Figures 5 and 6 shows that 11 and 12 September status ionosphere was different that, in particular, manifested a difference in the behavior of API scattered signals.



Figures 5 and 6. The virtual height-time dependence of the scattered-signal amplitude in September 11 and 12, 2019.

Conclusion. The paper presents and discusses the results of comprehensive studies of the Earth's lower ionosphere at mesospheric heights by creating artificial periodic irregularities of the ionospheric plasma with simultaneous measurement of the atmospheric emission spectrum in the ozone line by ground-based microwave radiometry. The purpose of the experiments was to study the possible effect of artificial influence on the ionosphere by powerful high-frequency radio emission from the SURA facility on the concentration of mesospheric ozone at an altitude of 60 km. The correlation between the decrease in the intensity of the emission spectrum of the atmosphere in the ozone line and the period of switching on the powerful heating facility, found in other observations, was confirmed.

Acknowledgments. The work was supported the Russian Foundation for Basic Research, grant number 18-45-520009 and the Russian Science Foundation, grant number 20-17-00050.

References

1. Kulikov Yu.Yu., Frolov V.L. Influence of the artificially disturbed ionosphere on the mesospheric ozone. *Russian Journal of Physical Chemistry B*. **2013**, 7(6), 692-695, <https://doi.org/10.1134/S1990793113060067>
2. Kulikov Yu.Yu., Krasilnikov A.A., Shchitov A.M. 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)*, Kharkov, Ukraine, June 25-30, 2007. *Proceedings*. **2007**, V. 1, P. 62-66.
3. Belikovich V.V., Benediktov E.A., Tolmacheva A.V., Bakhmet'eva N.V. *Ionospheric Research by Means of Artificial Periodic Irregularities*. Copernicus GmbH, Katlenburg-Lindau, Germany, **2002**, 160 pp.
4. Andrianov A.F., Bakhmet'eva N.V., Vyakhirev V.D., Kalinina E.E., Krasilnikov A.A., Kulikov Yu.Yu. A study of the density variations of mesospheric ozone in the case of ionospheric perturbation by the SURA facility radiation with simultaneous diagnostics of ionospheric plasma. *Radiophys. Quantum Electron.*, **2019**, 62(1-2), 326-341, DOI 10.1007/s11141-019-09980-z
5. Belikovich V.V., Benediktov E.A., Getmantsev G.G., Ignat'ev Y.A., Komrakov G.P. Scattering of radio 879 waves from the artificial perturbed F region of the ionosphere (Engl. Translation). *JETP Lett.*, **1975**, 22, 880, 243-244.
6. Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Demkin V.M., Ryskin V.G. Variations in the concentration of mesospheric ozone during the total solar eclipse of March 29, 2006, from microwave radiometric data. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* **2008**, 44, 486-490, <https://doi.org/10.1134/S0001433808040099>

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.037

THE SIMULATION OF VIBRATIONAL POPULATIONS OF ELECTRONICALLY EXCITED N₂ AND O₂ MOLECULES IN THE MIDDLE ATMOSPHERE OF THE EARTH DURING PRECIPITATIONS OF HIGH-ENERGETIC PARTICLES

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

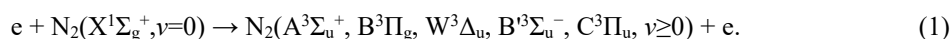
¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia*

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

Abstract. We study the electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in the middle atmosphere of the Earth during precipitations of high-energetic protons and electrons. The role of molecular inelastic collisions in intermolecular electron energy transfer processes is investigated. It is shown that inelastic molecular collisions influence on vibrational populations of electronically excited molecular oxygen. It is pointed out on very important role of the collisions of N₂(A³Σ_u⁺) with O₂ molecules on the electronic excitation of Herzberg states of molecular oxygen at the altitudes of the middle atmosphere.

Introduction

Molecular nitrogen N₂ is the major molecular gas in the atmospheres of Earth, Titan, Triton and Pluto. The interaction of high-energetic solar UV photons, magnetospheric particles and cosmic rays with atmospheric molecules causes the production of fluxes of free electrons in their atmospheres during processes of ionisation [Campbell and Brunger, 2016]. Produced free electrons excite different triplet states of N₂ in the inelastic collisions:



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

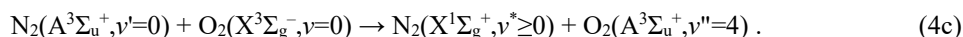
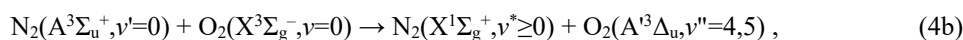
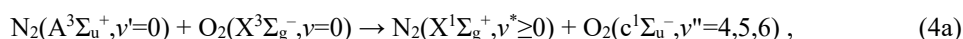


lead to the accumulation of the energy of electronic excitation on vibrational levels of the lowest triplet state A³Σ_u⁺. Einstein coefficients of the dipole-allowed transitions (2a-c) and (3) are of high magnitudes [Gilmore et al., 1992] and the emissions of the bands play a very important role in the electronic kinetics and in a redistribution of excitation energy between the triplet states of N₂ on the altitudes of upper atmospheres of the planets and/or their moons.

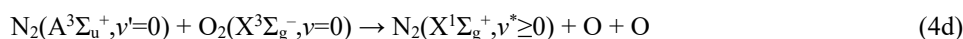
The main aim of this study is the simulation of N₂(A³Σ_u⁺) and O₂(c¹Σ_u⁻, A¹Δ_u, A³Σ_u⁺) vibrational populations in an N₂-rich mixture with the admixture of O₂ (the Earth's atmosphere). The simulation of N₂ and O₂ vibrational populations at the altitudes of the Earth's atmosphere is made taking into account the contributions of the A³Σ_u⁺, B³Π_g, W³Δ_u, B¹Σ_u⁻, C³Π_u triplet states in vibrational populations of O₂.

The quenching constants of N₂(A³Σ_u⁺) in the collisions with O₂ molecules

The calculation of the quenching rate constants during inelastic molecular collisions [Kirillov, 2010] has shown, that the interaction of metastable molecular nitrogen N₂(A³Σ_u⁺, v'=0) with O₂ molecules leads to the excitation of O₂ Herzberg states c¹Σ_u⁻, A¹Δ_u, A³Σ_u⁺

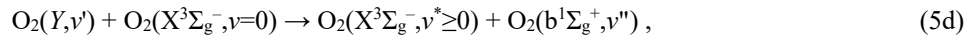
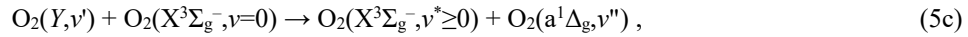
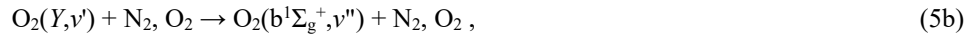


The total constant of the processes (4a-4c) is $k_{4a}+k_{4b}+k_{4c} = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Also there is the dissociative process



with the constant of the interaction $k_{4d}=1.0 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. The calculated total constant $k_4=2.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ for the processes (4a-4d) is in good agreement with experimental data $(1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ [Dreyer *et al.*, 1974], $(2.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ [Piper *et al.*, 1981] and $(2.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ [Thomas and Kaufman, 1985]. In the case of the interaction of vibrationally excited metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+, v^>0)$ with O_2 molecules there is the transfer of electronic energy on the excitation of repulsive states with the production of two oxygen atoms [Kirillov, 2010, 2011].

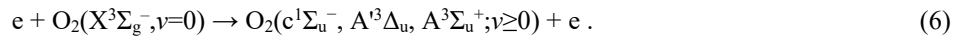
After the excitation of the Herzberg states $Y=c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$ inelastic collisions with N_2 and O_2 molecules in the Earth's atmosphere cause the transformation of the excitation energy into singlet states $a^1\Delta_u$ and $b^1\Sigma_g^+$ during inelastic intramolecular and intermolecular transfer processes:



with the excitation of high vibrational levels of the $a^1\Delta_u$ and $b^1\Sigma_g^+$ singlet states in the intramolecular processes (5a,b) and low $v''=0-2$ vibrational levels in the intermolecular energy transfer processes (5c, d).

The electron energy transfer from metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ to O_2 molecules in the Earth's atmosphere

When high-energy protons (energies of several hundred MeV) or electrons (energies of several MeV) precipitate into the Earth's atmosphere, their inelastic interaction with atmospheric molecules leads to the production of the energy spectrum of secondary electrons formed during ionization processes. Secondary electrons excite various triplet states of N_2 in inelastic collisions (1), and also lead to the formation of electronically excited Herzberg states of the O_2 molecule



The calculation the excitation rates of triplet states of N_2 molecules and the Herzberg states of O_2 molecules by secondary electrons at altitudes of the Earth's middle atmosphere is made using the method of electron degradation spectra in air [Konovalov, 1993]. This method takes into account all the processes of an excitation of vibrational levels of the ground state, various electronically excited states, processes of ionization and dissociation. In this case, we consider both the processes of direct excitation by secondary electrons (6) of the Herzberg states $c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$, and the processes of excitation in molecular collisions (4a-4c) (see Fig.1).

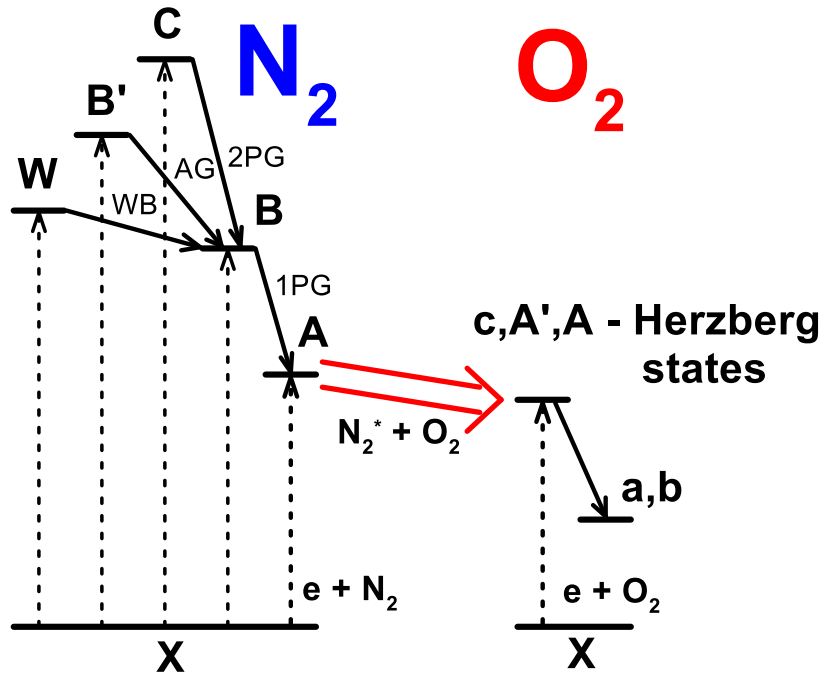


Figure 1. The scheme of processes of the excitation and the quenching of electronically excited states of molecular nitrogen and molecular oxygen in the Earth's atmosphere.

Figures 2-4 show the results of the calculated concentrations for the $c^1\Sigma_u^-$, $A^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$ Herzberg states of molecular oxygen at the altitudes of 70 and 50 km with an energy $W=10^6$ eV/cm³s dissipated in 1 cm³. Here, the contributions of secondary electrons are also presented (process (6)). In addition, the contributions of the processes (4a-4c) are shown for two cases: (a) upon excitation of only the $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ state by secondary electrons, (b) upon excitation of the states $N_2(B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u)$ and the energy transfer from these four states to the $A^3\Sigma_u^+$ state during spontaneous transitions (2a-2c, 3) and in molecular collisions [Kirillov, 2010, 2011; Kirillov et al., 2017].

The presented results demonstrate the influence of intermolecular processes of energy transfer from metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ (process (4a-4c)) on the $c^1\Sigma_u^-$, $A^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$ Herzberg states of molecular oxygen at the altitudes of 70 and 50 km of the middle atmosphere. This fact indicates the need to take into account the electronic kinetics of N_2 in the calculation the concentrations of electronically excited oxygen molecules in the Earth's middle atmosphere, as well as in laboratory conditions (active media of discharges, lasers, etc.).

Conclusions

The electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in the middle atmosphere of the Earth during precipitations of high-energetic protons and electrons is studied. We consider the processes of the excitation of various triplet states of N_2 and of the formation of electronically excited Herzberg states of the O_2 molecule in inelastic collisions (1) and (6) by secondary electrons. Also molecular inelastic collisions in intermolecular electron energy transfer processes (4a-4c) are considered. For the first time it is shown that inelastic molecular collisions influence on vibrational populations of electronically excited molecular oxygen. It is pointed out on very important role of the collisions of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ with O_2 molecules on the electronic excitation of O_2 at the altitudes of the middle atmosphere.

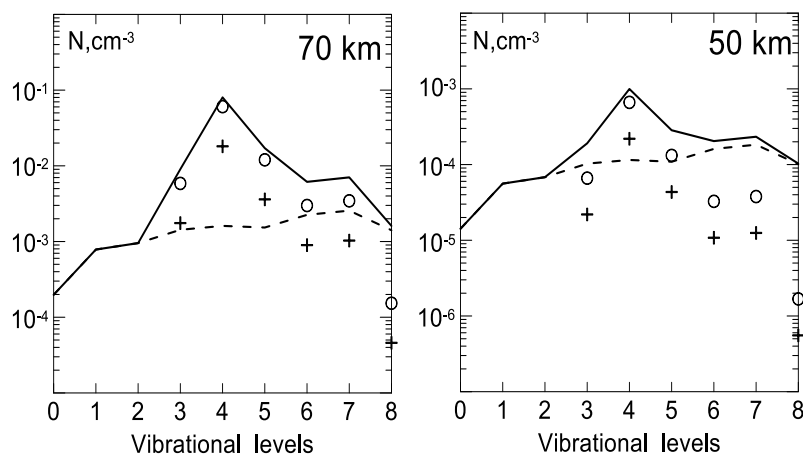


Figure 2. The calculated concentrations of $O_2(c^1\Sigma_u^-, v=0-8)$ at the altitudes of 70 and 50 km: dashed lines are the contribution of the process (6), crosses are the contribution of the $A^3\Sigma_u^+$ state of molecular nitrogen excited by secondary electrons, circles are the contribution of the states $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ of molecular nitrogen excited by secondary electrons, the solid line is the sum of all processes.

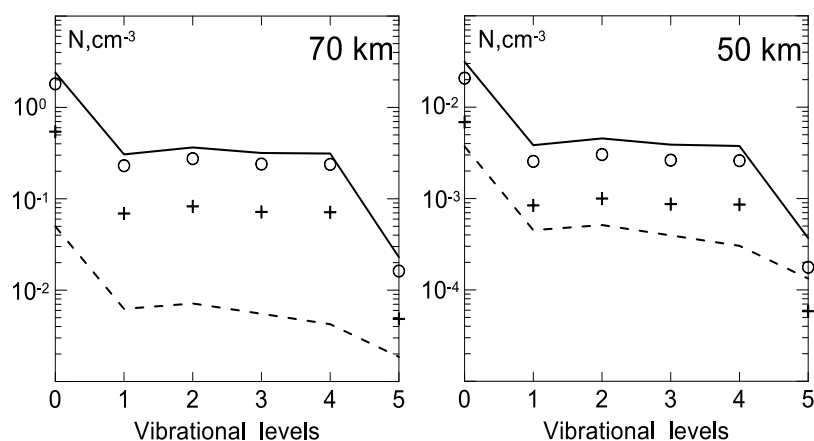


Figure 3. The calculated concentrations of $O_2(A^3\Delta_u, v=0-5)$ at the altitudes of 70 and 50 km (designations as in Fig. 2).

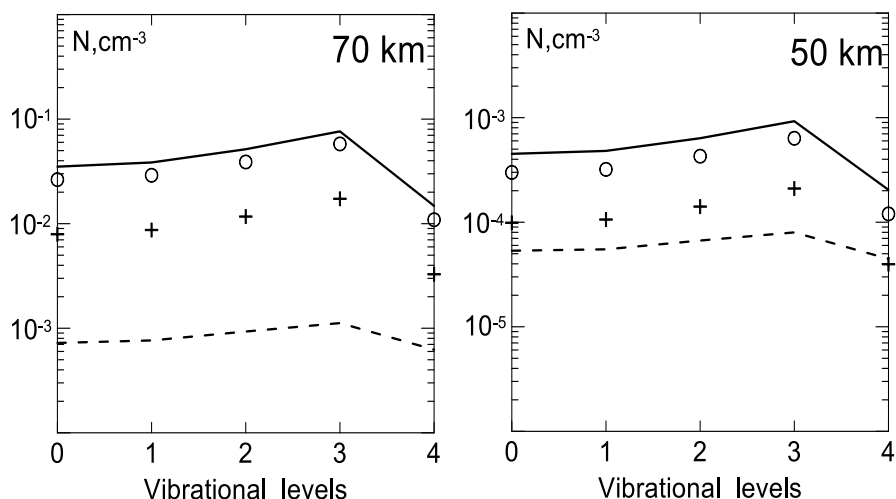


Figure 4. The calculated concentrations of $O_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-4)$ at the altitudes of 70 and 50 km (designations as in Fig. 2).

References

- Campbell L., Brunger M.J. Electron collisions in atmospheres // *Inter. Rev. Phys. Chem.*, **2016**, v.35, №2, p.297-351.
- Dreyer J.W., Perner D., Roy C.R. Rate constants for the quenching of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v_A=0-8)$ by CO, CO₂, NH₃, NO, and O₂ // *J. Chem. Phys.*, **1974**, v.61, №8, p.3164-3169.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **1992**, v.21, №5, p.1005-1107.
- Kirillov A.S. Electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // *Ann. Geophys.*, **2010**, v.28, №1, p.181-192.
- Kirillov A.S. Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of N₂ and O₂ molecules // *J. Quant. Spec. Rad. Trans.*, **2011**, v.112, №13, p.2164-2174.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V. The influence of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic kinetics of CO molecules // *Chem. Phys. Lett.*, **2017**, v.685, p.95-102.
- Konovalov V.P. Degradation electron spectrum in nitrogen, oxygen and air // *Tech. Phys.*, **1993**, v.63, №3, p.23-33.
- Piper L.G., Caledonia G.E., Kennealy J.P. Rate constants for deactivation of $N_2(A)$ $v'=0,1$ by O₂ // *J. Chem. Phys.*, **1981**, v.74, №5, p.2888-2895.
- Thomas J.M., Kaufman F. Rate constants of the reactions of metastable $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in $v=0,1,2$, and 3 with ground state O₂ and O // *J. Chem. Phys.*, **1985**, v.83, №6, p.2900-2903.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.038

RESULTS OF MICROWAVE MONITORING OF MIDDLE ATMOSPHERE OZONE IN POLAR LATITUDES FOR TWO WINTER SEASONS 2017-2018 AND 2018-2019

Y.Y. Kulikov¹, A.F. Andriyanov¹, V.G. Ryskin¹, V.M. Demkin²,
V.I. Demin³, A.S. Kirillov³, V.A. Shishaev³

¹*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod*

²*High School of Economy, Nizhny Novgorod*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity*

Abstract

We present data continuous series of microwave observations of the middle atmosphere in winters 2017-2018, 2018-2019 and 2019-2020. In each of these winters sudden stratospheric warming were marked. Measurements were carried out with the help of mobile ozonemeter (observation frequency 110836.04 MHz), which was established at Polar Geophysical Institute in Apatity (67N, 33E). The parameters of the device allow to measure a spectrum of the ozone emission line for time about 15 min a precision of ~ 2%. On the measured spectra were appreciated of ozone vertical profiles in the layer of 22 – 60 km which were compared to satellite data MLS/Aura and with the data of ozonesonde at station Sodankyla (67N, 27E). The microwave data on the behavior of mesospheric ozone (altitude 60 km) indicate the presence of both photochemical and dynamic components in its changes.

Microwave ground-based equipment used in the experiment

Method ground-based microwave radiometry is based on measurements of thermal atmospheric radiation in vicinity the ozone line in the range of millimeter and submillimeter waves. Microwave observations are weakly dependent on weather conditions and the presence of atmospheric aerosols, and this is an advantage compared with observations in the optical and infrared wavelength ranges. In addition, the microwave ozone observations can run around the clock. In recent years it is managed to make a significant step forward towards the creation of a new generation of mobile microwave spectrometers [1].

The device consists of an uncooled heterodyne receiver tuned to a fixed frequency 110836.04 MHz corresponding to a rotational transition of ozone molecules $6_0, 6-6_{1, 5}$, and multichannel spectrum analyzer. In front of receiver is a module that includes an antenna (scalar horn) and a switch to calibrate accepted intensity of atmospheric ozone line radiation. The beam width (by level -3 dB) of the horn antenna is 5.4° . The SSB noise temperature of the receiver is 2500 K. The SSB receive mode is provided by evanescent filter with direct losses of 0.5 dB and the suppression of the image channel of more than 20 dB. The spectrum analyzer consists of 31 filters with a variable bandwidth from 1 MHz to 10 MHz and a full analysis bandwidth of 240 MHz. Measurement of the spectra of thermal radiation is performed by a method of calibration for two "black body" loads that are at the boiling point of liquid nitrogen and at ambient temperature. Information about the content of the O_3 is contained in the measured radio emission spectrum of the middle atmosphere. Using the inversion of the obtained spectra it is possible to obtain data on the vertical distribution of ozone in the atmosphere. The error of estimating the vertical distribution of ozone on the measured spectra by above described device does not exceed 10-15%.

The results of observations and discussion

In Figure 1 changes of temperature at a level 10 hPa above Apatity for three winters 2017-2018, 2018-2019 and 2019-2020 during ground-based microwave observation of the middle atmosphere ozone were carried out are submitted. In Figure 2 vertical structures of temperature for a middle atmosphere for three winters at heights 25, 40 and 60 km are shown. It is known, that sudden stratospheric warming (SSW) when at heights of a middle atmosphere changes of temperature on ten degrees are observed, influence on structure of terrestrial atmosphere [2]. The winter 2017-2018 there was SSW in the middle of February, 2018. The warming lasted about a week. The maximum temperature rose to 240 K on February, 16, which is higher on 50 K of the mid-temperature the January. In the winter 2018-2019 SSW began December, 27 both has terminated February, 1 and there were duration almost 40 days (see Figure 2). Prominent feature of warming was presence of two maxima of temperature at height about 30 km. The first maximum of temperature had value 239 K (28.12.2018), that has made an increment concerning average temperature of the not indignant stratosphere in December till 24.12.2018 about 45 K. Second maximum of temperature has made 252 K 09.01.2019 which had concerning average temperature for the period from 01.02.2019

up to 01.03.2019 value 54 K. The winter 2019-2020 there was SSW in the middle of January, 2020. Duration of this warming has made some days. Thus, development SSW for two winters had completely different character. For us that the middle atmosphere during a winter solstice in December was not indignant of dynamic processes is important. It necessary to note, that in simultaneous microwave observation in subpolar and mid-latitudes Peterhof (60N, 30E) and Tomsk (56N, 85E) the essential difference on value and durations in indignations of a middle atmosphere ozone during SSW in the winter 2013-2014 was found out [3].

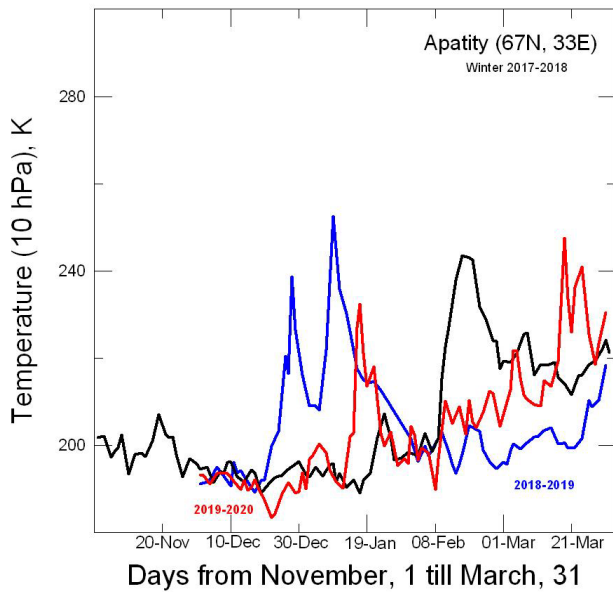


Figure 1. Changes of temperature at level 10 hPa for three winters over Apatity (MLS/Aura data).

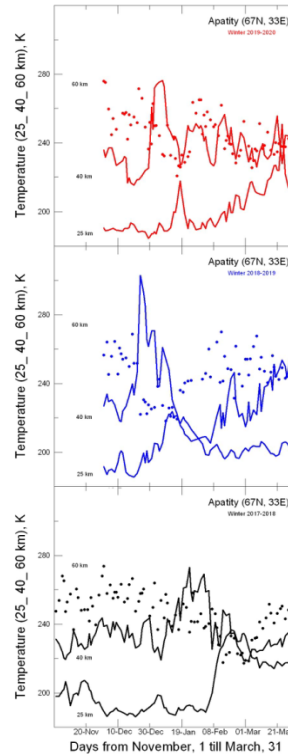


Figure 2. Vertical profiles of temperature at separate heights 25, 40 and 60 km (MLS/Aura data).

In Figure 3 diurnal variations of ozone at 60 km which were received from continuous measurements December, 27-28 2017 before SSW near to a winter solstice are resulted.

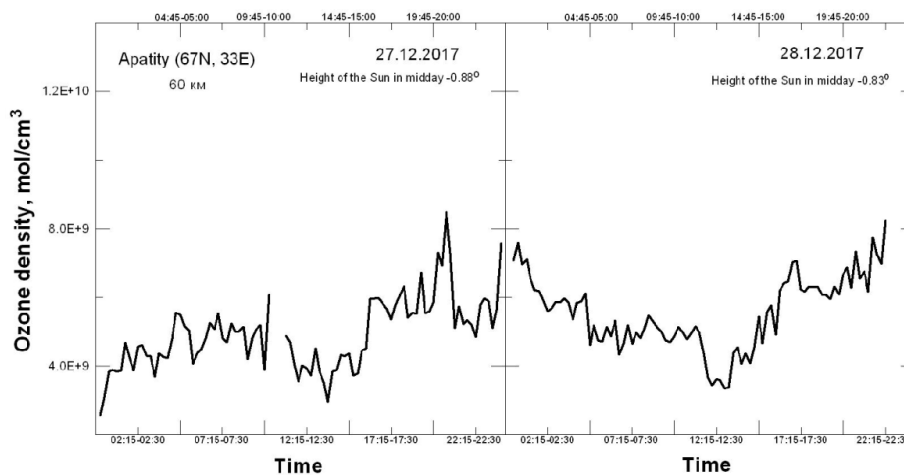


Figure 3. Diurnal variations of mesospheric ozone obtained by ground-based microwave radiometry in polar night above Apatity. Note the significant variations in the O_3 density, which apparently are not associated with sunrise and sunset. The amplitude of changes in ozone density reached 80%.

The data given in Figure 3 show on a priority of dynamic processes above photochemical in polar mesosphere. Decreasing of ozone density in midday concerning midnight has made 25%. The values of the ozone density increase at night, mainly due to the absence of O_3 photodissociation and the changing $[O]/[O_3]$ ratio [4]. Decreasing of ozone concentration in midday concerning midnight has made 25%. The attention a significant divergence (in 1.5-2 times) in ozone concentration at night for 27.12.2017 and 28.12.2017 pays to itself. Probably, it is caused by horizontal carry of air in mesosphere.

In Figure 4 the diurnal variations of the mesospheric ozone at 60 km for 14-15 March 2018 which was obtained in continuous microwave measurements later on SSW and near spring equinox is submitted. The average amplitude of diurnal changes of ozone was about 30%. It is important to note, that average of ozone density (60 km) for midday and midnight in March differed from similar values in December almost twice.

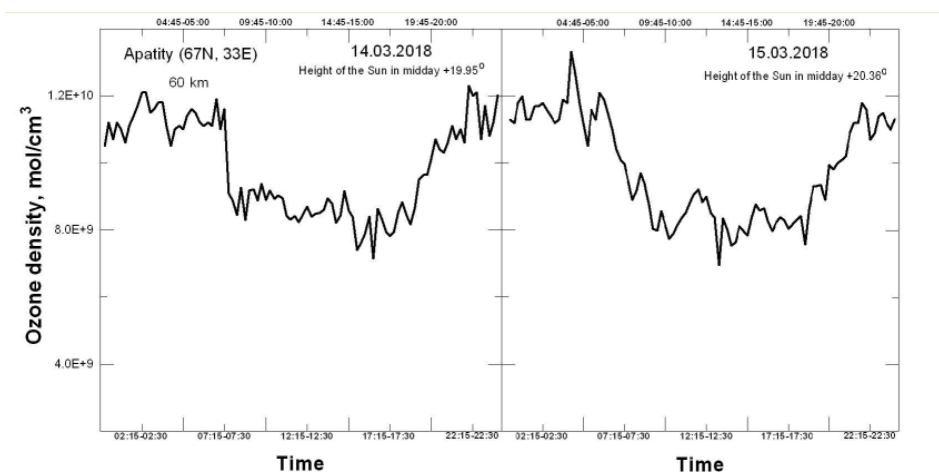


Figure 4. Diurnal cycle of ozone density at height 60 km in continuous series of microwave measurements in March 15-16, 2018. Temporal resolution of 15 min.

In Figure 5 shows the behavior of ozone at height 60 km in January 24-25, 2019. A January series of measurements was carried out during a middle atmosphere disturbance caused by SSW in winter 2018-2019 and in January 31, 2020.

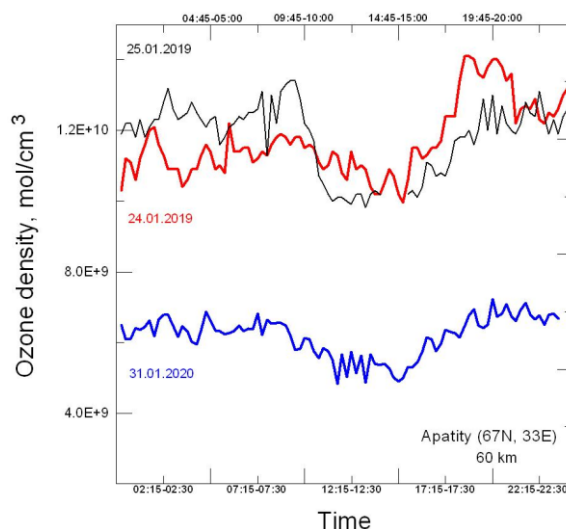


Figure 5. Influence of atmospheric circulation on ozone amount in polar mesosphere for different winters. Winter 2018-2019 – red line; winter 2019-2020 – blue line.

The analysis of the microwave data on behavior of polar mesospheric ozone in past winters shows, that SSW can cause significant and long influence on its diurnal variation which should be determined by photochemical processes. Thus is important, that microwave observations were carried out during a deep minimum of a solar cycle. It is established, that the ozone content in mesosphere considerable can differ from winter to winter. Apparently, dynamic processes through SSW influence transfer of ozone from low latitudes.

The numerical data on an average daily course of mesospheric ozone which is connected to rising and sunset are collected in the Table at the end of the text for December 2017, 2018 and 2019.

Table. Diurnal variations of mesospheric ozone during the polar night.

Date	Mesospheric ozone density (60 km), mol/cm ³		Tropospheric attenuation, Np
	Midday 10:00 – 14:00 msk	Midnight 22:00 – 02:00 msk	
26.12.2017	$(4.32 \pm 0.15) \cdot 10^{09}$	$(4.25 \pm 0.23) \cdot 10^{09}$	(0.2026 ± 0.0004) (0.2195 ± 0.0015)
27.12.2017	$(4.12 \pm 0.20) \cdot 10^{09}$	$(6.24 \pm 0.22) \cdot 10^{09}$	(0.2069 ± 0.0005) (0.2146 ± 0.0035)
28.12.2017	$(4.28 \pm 0.16) \cdot 10^{09}$		(0.2073 ± 0.0007)
average	$(4.24 \pm 0.0005) \cdot 10^{09}$	$(5.24 \pm 0.70) \cdot 10^{09}$	
20.12.2018	$(4.35 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	$(5.30 \pm 0.13) \cdot 10^{09}$	(0.2107 ± 0.0006) (0.2575 ± 0.0060)
21.12.2018	$(4.34 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	$(5.84 \pm 0.14) \cdot 10^{09}$	(0.3133 ± 0.0049) (0.2312 ± 0.0023)
22.12.2018	$(4.77 \pm 0.15) \cdot 10^{09}$	$(5.76 \pm 0.19) \cdot 10^{09}$	(0.1985 ± 0.0021) (0.2122 ± 0.0018)
23.12.2018	$(4.80 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	$(6.44 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	(0.2262 ± 0.0022) (0.2575 ± 0.0020)
24.12.2018	$(4.95 \pm 0.18) \cdot 10^{09}$		(0.2209 ± 0.0007)
average	$(4.64 \pm 0.11) \cdot 10^{09}$	$(5.87 \pm 0.20) \cdot 10^{09}$	
20.12.2019		$(5.21 \pm 0.06) \cdot 10^{09}$	(0.2893 ± 0.0151)
21.12.2019	$(4.50 \pm 0.06) \cdot 10^{09}$	$(4.73 \pm 0.10) \cdot 10^{09}$	(0.3708 ± 0.0054) (0.3927 ± 0.0040)
25.12.2019	$(4.54 \pm 0.05) \cdot 10^{09}$	$(4.83 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$	(0.3885 ± 0.0099) (0.3696 ± 0.0080)
26.12.2019	$(4.27 \pm 0.08) \cdot 10^{09}$	$(5.01 \pm 0.08) \cdot 10^{09}$	(0.2158 ± 0.0021) (0.2345 ± 0.0013)
average	$(4.44 \pm 0.07) \cdot 10^{09}$	$(4.94 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$	

Conclusion

- The analysis of the microwave data on behavior of polar mesospheric ozone in past winters shows. That SSW can cause significant and long influence on its diurnal variation which should be determined by photochemical processes.
- Thus is important, that microwave observations were carried out during a deep minimum of a solar cycle.
- It is established, that the mesospheric ozone amount can change from winter to winter almost in up two times. Apparently, dynamic processes through SSW influence on transfer of ozone from low latitudes.

Acknowledgments. The work was supported the Russian Foundation for Basic Research, grant number 18-45-520009.

References

1. Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G., Shanin V.N., Shchitov A.M. Ground-based microwave instrument to research of stratospheric ozone (some results of observations). Proc. XXX Annual Seminar, Apatity, pp. 218-221, 2007.
2. Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G. Microwave studies of the structure of the polar-latitude ozone layer during anomalous warming events in the stratosphere. Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, Vol. 38, No. 2, pp. 182-191, 2002.
3. Bochkovsky D.A., Virolainen Ya.A., Kulikov Y.Y., Marichev V.N., Poberovsky A.V., Ryskin V.G., Timofeev Yu.M. Ground-based microwave monitoring of middle atmosphere ozone over Peterhof and Tomsk during stratospheric warming in winter 2013-2014. Radiophys. Quantum El. Vol. 59, No. 4, pp. 270-277, 2016, doi: 10.1004/s11141-016-9702-x.
4. Rodrigo R., Lopez-Moreno J.J., Lopez-Puertas M., et al., Neutral atmospheric composition between 60 and 220 km: a theoretical model for mid-latitudes. Planet. Space Sci., 34, 8, 723–743, 1986.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.039

NEUTRAL WATER CLUSTERS IN THE EARTH'S ATMOSPHERE: THE EFFECT OF ORIENTATIONAL ISOMERISM ON THEIR CONCENTRATIONS AND THERMODYNAMIC PARAMETERS

E.A. Shirokova¹, A.G. Razuvaev¹, A.V. Mayorov², B. Aradi³, T. Frauenheim³, S.K. Ignatov¹

¹Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

²National Institute of Standards and Technologies, Gaithersburg, USA

³University of Bremen, BCCMS, Bremen, Germany

E-mail: ekashirokova@gmail.com

Abstract. In order to estimate the effect of orientational isomerism on the thermodynamic parameters and concentrations of water clusters in the gas phase, all possible structures of *book*, *cage* and *prism* conformations of water hexamer (H_2O)₆ have been studied using the DFT (B3LYP/6-311++G(2d,2p)), G4, DFTB, W1BD and MB-pol calculations. It was found that taking into account of the orientational isomerism leads to the values of water cluster gas-phase concentrations different by 1–2 orders of magnitude from the results obtained when only single or several most energetically favorable structures are considered. The concentrations of all the considered hexamer structures in the saturated water vapor at $T = 298.15$ K are estimated as $1.61 \cdot 10^3$ (G4) and $8.17 \cdot 10^5$ (DFT) molecules/cm³.

Introduction. (H_2O)_n clusters are formed due to the combination of n water molecules with hydrogen bonds. For the same n , two types of isomerism can be formed: (1) the isomerism of the oxygen "skeleton" (that is the structure formed by oxygen atoms) and (2) the isomerism of the hydrogen bond network for the same skeleton, which is due to the fact that the formation of the most favorable hydrogen bond in a cluster obeys the rules similar to the Bernal–Fowler rules for an ice crystal. Two types of isomerism are shown in Fig. 1, which demonstrates the isomeric structures of the (H_2O)₆ cluster, which differ in the oxygen skeleton (Fig. 1a) and the network of hydrogen bonds for the same oxygen skeleton (Fig. 1b).

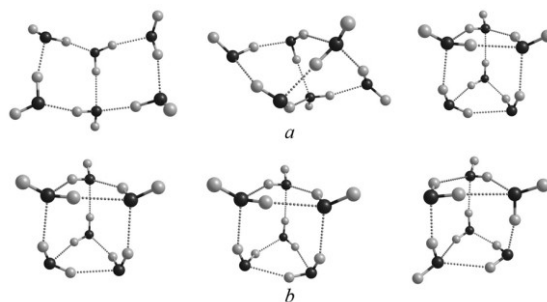


Figure 1. (a) – *book*, *prism*, and *cage* (left to right) conformations of the oxygen skeleton of (H_2O)₆; (b) – examples of orientational isomers in the *prism* conformation (H_2O)₆.

Water clusters take part in such atmospheric processes as the electromagnetic radiation propagation and chemical reactions [1–3]. As a result, multimolecular complexes of water, being contained everywhere in the Earth's atmosphere, play an important role in climate formation and change.

The structural and thermodynamic parameters of (H_2O)_n clusters with $n = 2$ –10 are currently actively studied using both experimental and theoretical methods; there are also studies of large water clusters up to 200–300 molecules in size [4]. The data obtained for (H_2O)_n clusters with $n = 3$ –5 are in good agreement with experimental studies but for larger clusters the estimates of the thermodynamic characteristics and equilibrium concentrations in the gas phase vary significantly [5–7]. In particular, the influence of the clusters' structural diversity on their thermodynamic characteristics remains unclear.

In order to estimate the effect of orientational isomerism on the thermodynamic parameters and concentrations of water clusters in the gas phase, 133 isomeric structures of water hexamer (H_2O)₆ have been studied.

Calculation details. The thermodynamic functions are calculated for 96 isomers (H_2O)₆ of *book* conformer, 27 isomers of *cage* conformer, and 10 isomers of *prism* conformer. The initial structures are selected using an original computer program generating orientational isomers for a given “skeleton” of oxygen atoms.

Full optimization of geometry and calculation of oscillation frequencies and state functions have been performed for all 133 considered isomers using DFT (B3LYP/6-311++G(2d,2p)), DFTB and G4 methods. The energy of the most stable isomers found at the DFT level was refined using the high-precision W1BD calculation. Quantum-chemical calculations were performed using the Gaussian03, Gaussian16 and DFTB+ (with mio-1-1 parameter set) programs. Analysis and visualization of the results of quantum chemical calculations were performed using the ChemCraft and Moltran programs along with a specialized software developed for these purposes.

For each cluster structure under consideration, the thermodynamic quantities E_{tot} (total energy of the molecule), $E_{\text{tot}} + \text{ZPE}$ (total energy with the zero-point energy), $U^0_{298\text{ K}}$, $H^0_{298\text{ K}}$, $G^0_{298\text{ K}}$ (the total energy with thermal corrections to the standard internal energy, enthalpy, and Gibbs energy) were calculated. Thermodynamic functions were calculated in the “rigid rotor – harmonic oscillator” approximation for the ideal-gas state of the system. Using these values, the thermodynamic functions of the cluster formation from individual molecules $\Delta_r \varepsilon$ ($\Delta_r E_{\text{tot}}$, $\Delta_r E_{\text{tot}} + \text{ZPE}$, $\Delta_r U^0_{298\text{ K}}$, $\Delta_r H^0_{298\text{ K}}$, $\Delta_r G^0_{298\text{ K}}$) were calculated.

The obtained values of thermodynamic parameters are averaged according to two schemes:

(1) the arithmetic mean:

$$\langle \Delta_r \varepsilon \rangle_{\text{av}} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \Delta_r \varepsilon_i,$$

(2) the Boltzmann average:

$$\langle \Delta_r \varepsilon \rangle_{\text{td}} = \frac{\sum_{i=1}^k \Delta_r \varepsilon_i \exp\left(-\frac{\Delta_r \varepsilon_i}{RT}\right)}{\sum_{i=1}^k \exp\left(-\frac{\Delta_r \varepsilon_i}{RT}\right)},$$

where R is the universal gas constant and T is temperature.

We analyzed also the binding energy per monomer $\Delta_b E = -\Delta_r E_{\text{tot}}/6$ and other binding thermodynamic functions per monomer.

Using the obtained values of $\Delta_r G^0_{298\text{ K}}$, the equilibrium constant of reaction $6\text{H}_2\text{O} \rightarrow (\text{H}_2\text{O})_6$ and the concentration of clusters in the gas phase were calculated.

Additionally, the binding energy of clusters was calculated using the MB-pol model (in OpenMM software), which is positioned as superior in accuracy to all DFT models.

Results and discussion. Although three types of initial conformations were selected for optimization (*book*, *cage*, *prism*), the geometry optimization results in fourteen types of oxygen skeletons (Fig. 2). We label each cluster type as its corresponding graph indicated in the form (v, e, n) , where v is the number of vertices (here, always 6); e is the number of graph edges; n is the ordering number of the graph as presented in [8] allowing to differ the graph connectivity. The most favorable structures among them are *book*, *cage* and *prism*.

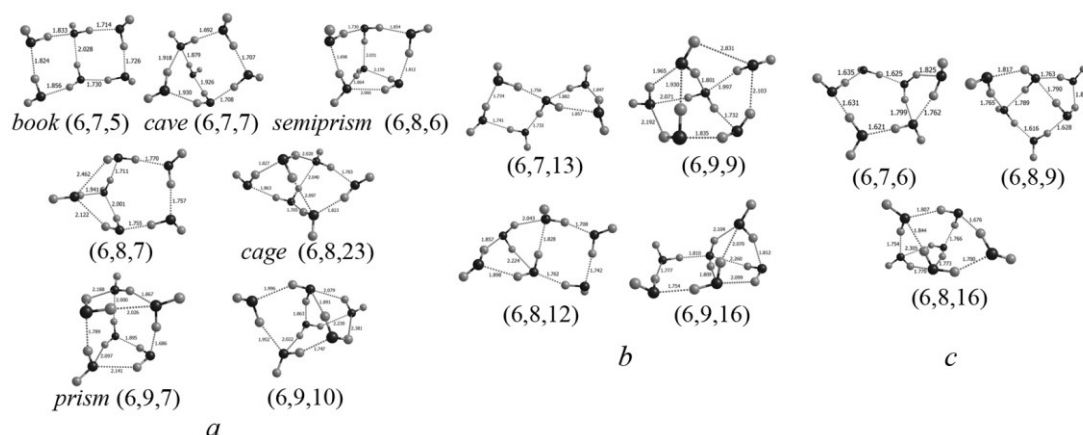


Figure 2. (a) – types of the oxygen skeletons conformations obtained after the geometry optimization of initial structures (DFT calculation), (b) – four new structures obtained from G4 calculation, (c) – three new structures obtained from DFTB calculation.

The subject of particular interest was the comparison of *ab initio* methods with MB-pol model for the set of 133 water hexamer structures. Although earlier in a number of works it was shown that MB-pol outperform all DFT

models for water molecule and small water clusters, on the average the difference between binding energies found from DFT and MB-pol calculations is within 0.5 kcal/mol (Fig. 3). This indicates a good accuracy of the chosen DFT model and its applicability for modeling the studied water clusters.

The DFTB method overestimates the cluster binding energy, which is probably due to the features of the mio-1-1 parameter set used in the work.

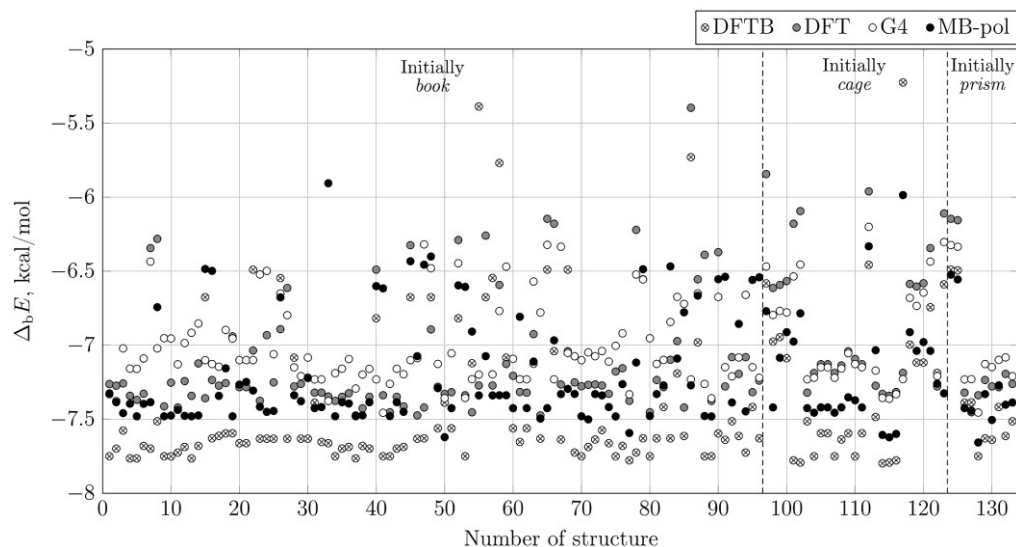


Figure 3. Binding energy for clusters found from DFTB, DFT, G4 and MB-pol calculations.

Table 1 shows the concentrations of the whole set of the located cluster structures calculated using different methods of averaging. Namely, this gives the values of concentrations calculated as a sum of concentrations found for each optimized cluster in separate (C_{sum}); the concentration C_{min} calculated on the basis of minimum energy cluster only (as if all clusters consisted only from the most favorable clusters); the concentrations C_A calculated on the basis of the arithmetic mean values; and concentration C_B calculated on the basis of Boltzmann averaging. Additionally, the values of relative concentrations in percent are given as the ratio of C_{sum} concentration to the concentration of monomeric molecules in a saturated water vapor $C_{\text{H}_2\text{O}}$.

Table 1. Concentrations of clusters of all considered types (molecules/cm³) estimated by various averaging methods at different theory levels. Thermodynamic conditions: ideal gas state at $T = 298.15$ K and monomer pressure 3200 Pa ($P^0 = 10^5$ Pa).

	C_{sum}	C_{min}	C_A	C_B	$C_{\text{sum}}/C_{\text{H}_2\text{O}}, \%$
DFT	$8.17 \cdot 10^5$	$2.82 \cdot 10^4$	$6.10 \cdot 10^2$	$2.88 \cdot 10^3$	$1.05 \cdot 10^{-10}$
G4	$1.61 \cdot 10^3$	$1.37 \cdot 10^2$	$7.99 \cdot 10^{-1}$	$2.91 \cdot 10^0$	$2.07 \cdot 10^{-13}$
DFTB	$1.68 \cdot 10^9$	$9.35 \cdot 10^7$	$1.88 \cdot 10^5$	$3.78 \cdot 10^6$	$2.16 \cdot 10^{-7}$

As is evident from the Table, the C_{sum} concentrations are always higher than others. The minimum values are obtained for C_{min} concentrations due to the fact that this concentration does not take into account the number of isomers arising within this oxygen skeleton. However, if the number of isomers will be accounted (C_{min} is multiplied by 133), this value is higher than other concentrations. The last method is, however, not used in practice. Usually, the concentrations are calculated on the basis of single isomer which is considered as one of the most favorable ones. As is evident from the Table, such method results in the significant underestimation by one or two orders of magnitude.

The arithmetic and Boltzmann averaging result in the significantly higher values. The arithmetic-based averaging gives typically lower values. This is in agreement with an idea that this estimates the system which is far from equilibrium. At the same time, the Boltzmann averaging gives the values closest to the concentrations estimated by direct summation of separate isomer concentrations. In the last case, the difference between these methods is typically within one order of magnitude.

It should be noted that the final concentrations are extremely dependent on the quantum chemical calculation method. Among these methods, DFTB gives highest concentrations of $2.16 \cdot 10^{-7}\%$ for hexamers. At the same time, DFT and G4 give the concentrations of $1.05 \cdot 10^{-10}$ and $2.07 \cdot 10^{-13}$ % relatively to the concentrations of water vapor molecules. Among these values, first one coincides better with the W1BD estimates for selected clusters. Because

WIBD is considered as theory providing higher accuracy for the test set of molecules, to our opinion, the DFT result should be considered as the most reliable estimate.

Figure 4 shows the concentrations of separate types of isomers calculated with different quantum chemistry methods. In agreement with the calculated Gibbs free energies, the highest concentration takes place for the *book* isomer (6,7,5). This takes place for all the considered theory levels and for all the used methods of averaging. The concentrations of other structures rapidly decline by two-three orders of magnitude and more. In the case of DFT calculations, only *cave* isomers (6,7,7) have the comparable concentrations which is, however, half-order of magnitude lower than the concentration of *book*.

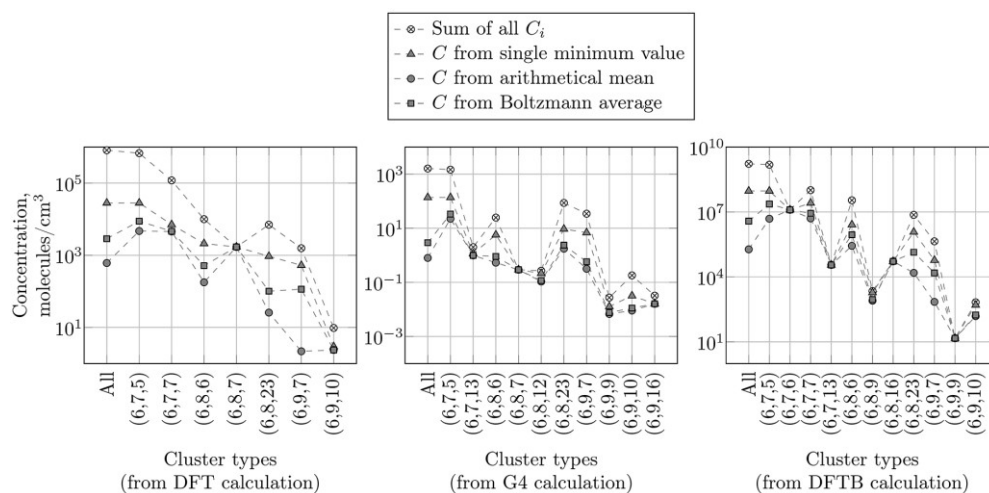


Figure 4. Concentrations of clusters of various kinds calculated with different weighting methods.

Conclusion. The existence of a large number of isomeric multimolecular water complexes makes a significant contribution to their concentration in the gas phase. The more molecules in a cluster, the more significant the influence of orientational isomerism on cluster concentration, therefore, to calculate the concentrations of clusters of several molecules, it is necessary to take into account the phenomenon of orientational isomerism. At the same time, the standard approach, in which the concentration is calculated only for the most energetically profitable structure, leads to an underestimation of the concentration by 1–2 orders of magnitude.

Of the considered types of oxygen skeletons, the greatest concentration in the gas phase is observed in the structure *book*. This is achieved primarily due to the greater number of possible isomers compared with *cage* and *prism*.

The concentrations of all the considered hexamer structures in the saturated water vapor at 298.15 K are estimated as $1.61 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (G4) and $8.17 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (DFT).

Acknowledgments. This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) and the government of Nizhny Novgorod region of the Russian Federation (project 18-43-520012); and RFBR (project 20-03-00282). *NIST Raritan Cluster* was used to perform *Gaussian16* calculations. E.A. Shirokova is grateful to the Deutsche Forschungsgemeinschaft for the financial support during her internship at BCCMS (project DFG-RTG 2247).

References

- Ignatov S.K., Sennikov P.G., Razuvaev A.G., & Schrems O. (2004). Ab-initio and DFT study of the molecular mechanisms of SO_3 and SOCl_2 reactions with water in the gas phase. *Journal of Physical Chemistry A*, 108(16), 3642–3649. <https://doi.org/10.1021/jp038041f>
- Vaida V. (2011). Perspective: Water cluster mediated atmospheric chemistry. *Journal of Chemical Physics*, 135(2), 020901. <https://doi.org/10.1063/1.3608919>
- Anglada J.M., Hoffman G.J., Slipchenko L.V., Costa M.M., Ruiz-López M.F., & Francisco J.S. (2013). Atmospheric significance of water clusters and ozone-water complexes. *Journal of Physical Chemistry A*, 117(40), 10381–10396. <https://doi.org/10.1021/jp407282c>
- Jordan K.D., & Sen K. (2017). Theoretical studies of neutral and charged water clusters. *Chemical Modelling*, 13, 105–131. <https://doi.org/10.1039/9781782626862-00105>
- Tissandier M.D., Singer S.J., & Coe J.V. (2000). Enumeration and evaluation of the water hexamer cage structure. *Journal of Physical Chemistry A*, 104(4), 752–757. <https://doi.org/10.1021/jp992711t>
- Babin V., & Paesani F. (2013). The curious case of the water hexamer: Cage vs. Prism. *Chemical Physics Letters*, 580, 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2013.06.041>
- Wang Y., Babin V., Bowman J.M., & Paesani F. (2012). The water hexamer: Cage, prism, or both. Full dimensional quantum simulations say both. *Journal of the American Chemical Society*, 134(27), 11116–11119. <https://doi.org/10.1021/ja304528m>
- Harary F. *Graph Theory*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1969.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.040

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДЛИННЫХ РЯДОВ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В БАРЕНЦБУРГЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ КЛИМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ НА АРХИПЕЛАГЕ ШПИЦБЕРГЕН

В.И. Демин¹, Б.В. Иванов^{2,3,4}

¹ФГБНУ "Полярный геофизический институт", Апатиты; e-mail: demin@pgia.ru

²Арктический и антарктический НИИ, Санкт-Петербург; e-mail: b_ivanov@aari.ru

³Санкт-Петербургский государственный университет

⁴Институт Физики Атмосферы РАН, Москва

Аннотация. Ряды среднемесячной температуры воздуха в Баренцбурге являются однородными и самыми длинными среди инструментальных рядов на Шпицбергене. Они продолжаются с 1932 года по настоящее время с перерывом в 1941-1947 гг. Отсутствующие в 1941-1947 гг. значения были рассчитаны по данным норвежских метеорологических станций «Isfjord Radio» и «Longyearbyen». В период, когда метеорологические наблюдения на Шпицбергене, не проводились, для расчета был использован реанализ NOAA-CIRES-DOE 20CRv3. Данный реанализ достоверно воспроизводит вариации температуры примерно с 1930-ых гг. Ряды были продолжены до декабря 1911 г. на основе измерений, выполненных на метеорологической станции «Green-Harbour». По данным приготовленного композитного ряда в период 1911-2020 гг. средние зимние, весенние, летние и осенние температуры повышаются со средними скоростями 0.53, 0.53, 0.12 and 0.28°/10 лет соответственно. Среднегодовая температура повышается со скоростью 0.36 °/10 лет. На более коротких периодах времени (порядка нескольких десятков лет) скорости изменений температуры могут существенно отличаться от долговременного тренда вплоть до знака.

Введение. Конец XX и начало XXI на архипелаге Шпицберген характеризуются выраженным потеплением климата. Так, например, уже за несколько месяцев до окончания 2020 г., когда будет возможен расчет «новой» климатической нормы (1991-2020 гг.), можно уверенно предполагать, что среднемесячные значения приземной температуры воздуха (ПТВ) в Баренцбурге, рассчитанные по этому «новому» периоду, окажутся выше нормы предшествующего тридцатилетнего периода (1980-2010 гг.) примерно на 1°C и на 2°C выше нормы «1961-1990 гг.» (зимой – более, чем на 3°C). Ансамбль моделей IPCC предполагает дальнейшее потепление климата, допуская повышение среднегодовой ПТВ к концу текущего века еще на 7-10°C [5].

Потепление на Шпицбергене (и возможный сценарий дальнейшего потепления), безусловно, выглядит очень масштабным явлением. Однако на больших временных интервалах изменения климата не происходили монотонно и однонаправлено, и тенденции последних десятилетий не всегда отражают долговременный процесс. Целью данной работы является выявление периода с наиболее надежными данными по ПТВ в Баренцбурге и оценка произошедших изменений климата.

Использованные данные. В работе использованы данные Всероссийского научно-исследовательского института гидрометеорологической информации – Мирового центра данных (ВНИИГМИ-МЦД, г. Обнинск), Арктического и антарктического научно-исследовательского института, Норвежского метеорологического института (г. Осло), данные реанализов NOAA-CIRES Twentieth-Century Reanalysis (20CRv3), ECMWF ERA20C и CERA20C.

Восстановление непрерывного ряда температуры воздуха в Баренцбурге

Регулярные метеорологические наблюдения в Баренцбурге (гидрометеорологическая обсерватория (ГМО) «Баренцбург») начались в августе 1932 г. Они были остановлены в период II Мировой войны в августе 1941 г. и возобновились в декабре 1947 г. Признаков методических неоднородностей в рядах среднемесячной, среднемесячной максимальной и минимальной ПТВ, в т.ч., из-за переносов метеорологической площадки в 1978 и 1984 гг. обнаружено не было [1]. Это является основанием для полномасштабного использования температурных рядов, полученных в ГМО «Баренцбург», для исследований климатических изменений на архипелаге Шпицберген.

В климатологии существуют методы (см., например, [4, 6]), позволяющие рассчитать отсутствующие значения ПТВ по ее значениям на ближайших метеорологических станциях (МС). Такая процедура была выполнена и для рядов, полученных в ГМО «Баренцбург» [2]. Был сформирован непрерывный ряд среднемесячных значений ПТВ с декабря 1911 г. Причем доля непосредственно измеренных значений ПТВ

в этом композитном ряду превышает 75%, что является максимально возможным числом для любой другой реконструкции подобных рядов для МС Шпицбергена. Для сравнения: на МС «Svalbard Airport» оригинальные (измеренные) данные имеются только с августа 1975 г., все остальные – расчетные, в т.ч. с использованием измерений в Баренцбурге. Так как замена оригинальных значений расчетными всегда сопровождается ошибкой, ряды, полученные ГМО «Баренцбург», имеют очевидное преимущество при изучении долговременных изменений климата в регионе.

Продление ряда ПТВ в Баренцбурге до 12.1911, возможно, не является пределом. Для решения климатических задач сейчас активно используются всевозможные реанализы. Три из них (20CRv3, ERA20C и CERA20C) охватывают весь XX в., причем 20CRv3 доступен с 1836 г. Корреляции среднесезонных (календарных) ПТВ в Баренцбурге (использованы только прямые измерения с 1932 г.) с аналогичными температурами, полученными по данным указанных выше реанализов, приведены в таблице 1. Однако руководствоваться следует не только численными значениями коэффициентов корреляции, но и тем, насколько правдоподобно реанализ воспроизводит основные климатические тенденции в регионе, обнаруживаемые в период инструментальных измерений.

На рисунке 1 приведены аномалии сезонных температур в районе Баренцбурга по данным массива CRU Ts v. 4.04, составленного из данных метеорологических наблюдений на МС и аномалии по данным реанализов 20CRv3, ERA20C и CERA20C. Современное потепление воспроизводят все три реанализа. Однако реанализ CERA20C демонстрирует в начале века аномалии отрицательного знака вплоть до конца 1930-х гг., а реальные положительные аномалии температуры в период потепления 1920-1940-ых гг. существенно занижены по сравнению с данными наблюдений. В ERA20C потепление начинается уже в начале XX века. Из трех реанализов наиболее близкие к вариациям измеренных значений ПТВ показывает 20CRv3. Это очень важно, поскольку реанализ 20CRv3 начинается с 1836 г., а, значит, можно существенно удлинить ряды в Баренцбурге.

Таблица 1. Корреляции среднесезонных значений ПТВ в Баренцбурге (использованы только прямые измерения с 1932 г.) со значениями ПТВ полученными с помощью реанализов.

Реанализ	зима	Весна	лето	осень	год
20V3	0.880	0.861	0.818	0.954	0.899
ERA	0.862	0.781	0.589	0.940	0.858
CERA	0.888	0.823	0.604	0.804	0.830

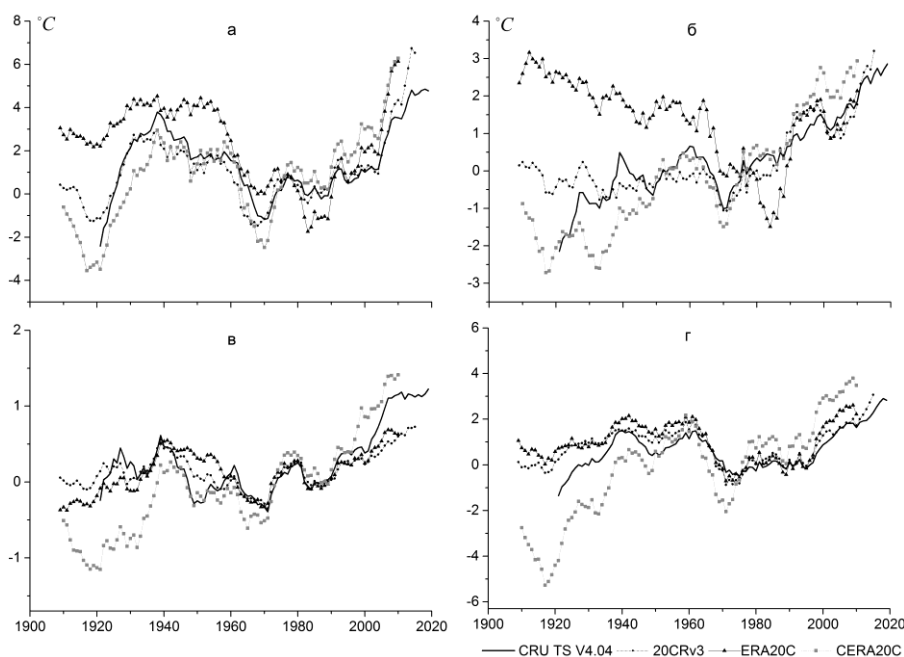


Рисунок 1. Аномалии сезонных температур в районе Баренцбурга (от средних в период 1961-1990 гг.) по данным массива CRU Ts v. 4.04 и реанализов 20CRv3, ERA20C и CERA20C: а – зима, б – весна, в – лето, г - осень; проведено сглаживание по 10-летнем периодам.

На рисунке 2 показаны разности среднегодовой температуры в Баренцбурге и данных реанализа 20CRv3. Разности достаточно стабильны с начала 1930-х гг. и неожиданно резко меняется в более ранний период. В рядах присутствуют сдвиги, обнаруживаемые статистическими тестами (в данном случае тестом для поиска смещения в значениях среднего, предложенным в работе [7]). Восстановление значений ПТВ в период 12.1911–12.1931 для ГМО «Баренцбург» следует признать достаточно надежным [2]. Оно было выполнено в основном по измеренным значениям ПТВ на МС «Green Harbor», находящейся всего в 1.5 км от ГМО «Баренцбург» (в пределах прямой видимости). Поэтому причиной сдвигов могут быть ошибки упомянутого реанализа в период, когда сеть МС на Шпицбергене (и в Арктике в целом) была крайне редкой или МС отсутствовали вовсе.

Из-за выявленных сдвигов при восстановлении рядов появляются значительные неопределенности. Таким образом, продление рядов среднемесячных значений ПТВ в Баренцбурге, полученных преимущественно по данным прямых инструментальных измерений, на период, предшествующий 12.1911 г. с использованием только реанализа 20CRv3 едва ли можно считать обоснованным.

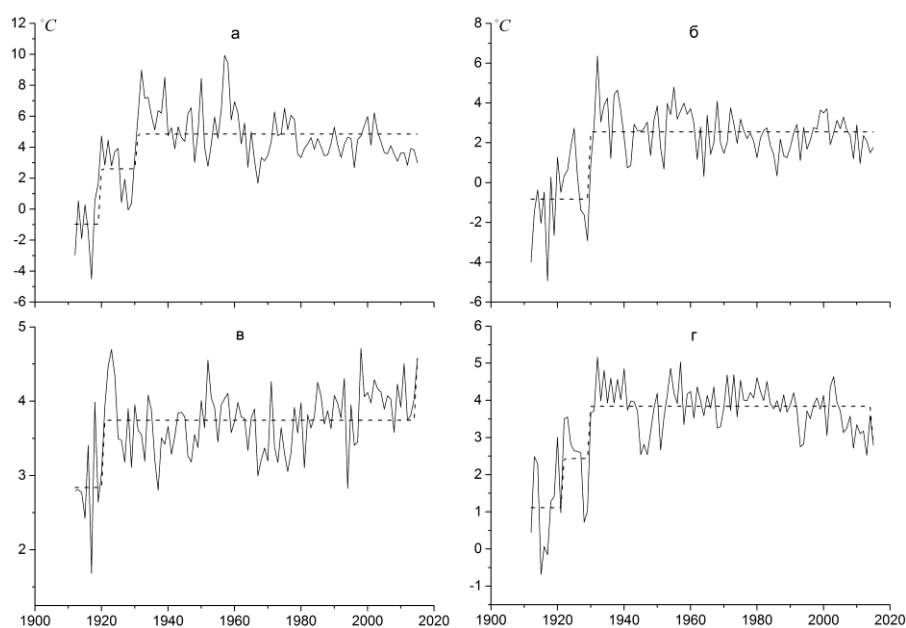


Рисунок 2. Разности среднесезонных ПТВ в Баренцбурге с данными реанализа 20CRv3: а – зима, б – весна, в – лето, г – осень.

Изменение температуры воздуха в Баренцбурге в 1911–2020 гг.

В ежегодных «Докладах об особенностях климата на территории РФ» изменения термического режима приземного слоя атмосферы принято рассматривать, начиная с 1976 г. Эта дата выбрана в качестве условного начала «современного потепления», так как во временных рядах среднегодовых аномалий ПТВ, осредненных по территории России, как и для глобальных временных рядов, период после 1976 г. характеризуется наиболее интенсивным потеплением.

В Баренцбурге в период с 1976 г., повышение ПТВ идет со средними скоростями 1.5–2.1°C/10 лет в зимние месяцы и 0.3–0.5°C/10 лет летом; повышение среднегодовых значений ПТВ происходит со средней скоростью почти 1°C/10 лет. Для сравнения: средняя скорость роста среднегодовой ПТВ воздуха на территории России в 1976–2019 гг. составила 0.47°C/10 лет, а рост глобальной ПТВ за тот же период всего 0.18°C/10 лет [3].

При привлечении к анализу более ранних (до 1976 г.) данных картина существенно меняется. В вариациях ПТВ в Баренцбурге хорошо прослеживаются два выраженных периода интенсивного потепления, разделенных периодом похолодания (рис. 3). При этом только в конце XX века максимальные температуры смогли превысить уровень значений, зафиксированных в период предыдущего («первого») потепления. Скорости потепления, рассчитанные, начиная с 1976 г., оказались большими, поскольку начало расчетного периода приходится на относительно холодный период. Эти скорости, безусловно, не отражают долговременных тенденций. Включение в расчеты «теплых» 1920–40-х гг. сильно снижает масштабы изменений, произошедших за последние 100 лет. Тем не менее, композитный ряд среднемесячных значений ПТВ с 1911 г. подтверждает долговременную тенденцию к потеплению климата в Баренцбурге, хотя и с меньшей скоростью. В период с декабря 1911 г. повышение сезонных температур происходит со средними

скоростями 0.53, 0.53, 0.12 и 0.28°C/10 лет (зима, весна, лето и осень соответственно), а среднегодовой – 0.36°C/10 лет.

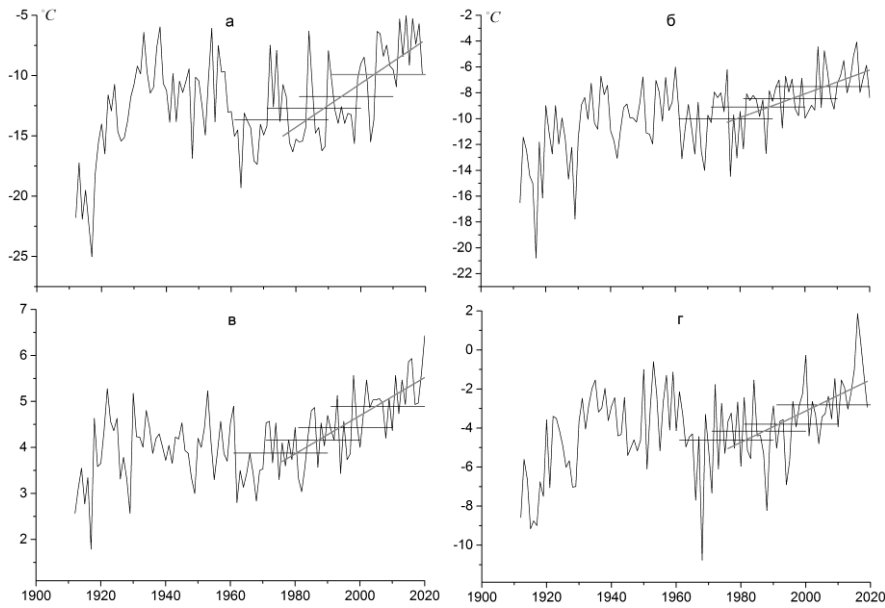


Рисунок 3. Вариации среднесезонных и среднегодовых температур в Баренцбурге: а – зима, б – весна, в – лето, г – осень; горизонтальными линиями отмечены средние значения для периодов 1961-1990, 1971-2000, 1981-2010, 1991-2020 гг., для периода 1976-2020 гг. показан линейный тренд.

На коротких временных интервалах (порядка несколько десятилетий) скорости изменений температуры могут заметно варьировать даже по знаку, предположительно, в зависимости от доминирующих макроциркуляционных процессов (макроциркуляционные эпохи). Для иллюстрации на рисунке 4 показано, что в XX-XXI вв. обнаруживается немало периодов, когда температура по данным за предыдущие 10–30 лет снижалась при ее общем положительном долговременном тренде. Можно предположить также, что появление и в ближайшие десятилетия отрицательного тренда в какие-то месяцы или даже сезоны не обязательно будет свидетельствовать о переломе в долговременной тенденции. Неравнозначные изменения температуры на коротких и длинных периодах времени существуют и в глобальном масштабе. Данный факт необходимо учитывать, так как выбор периода, за который осуществляется расчет климатических тенденций, часто остается только за исследователем, а в зависимости от длины ряда картина может оказаться качественно разной (похолодание или потепление).

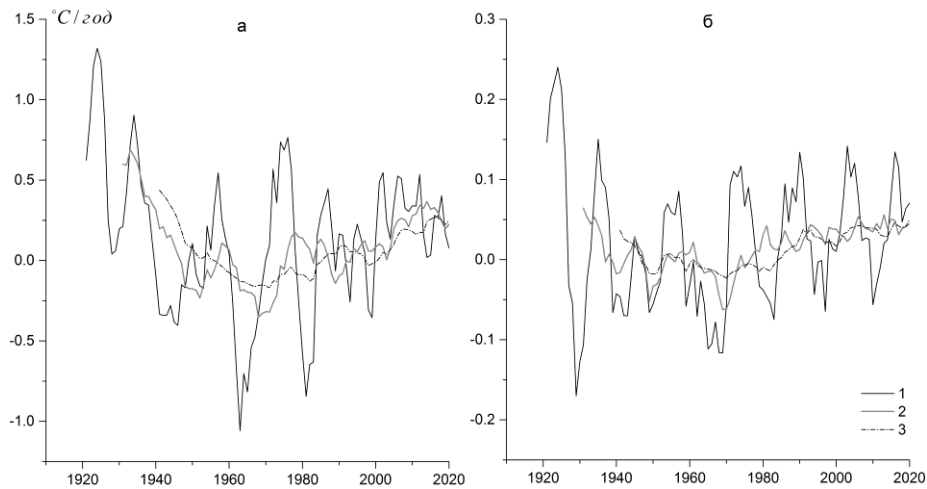


Рисунок 4. Вариации угла наклона линейного тренда температуры в Баренцбурге (средняя скорость изменений), рассчитанного по предыдущему 10 (1), 20 (2) и 30 (3)-летнему периоду; а – зима, б – лето.

Заключение

Создан композитный ряд среднемесячных значений ПТВ в Баренцбурге, начинающиеся с декабря 1911 г. Отсутствующие значения для периода 08.1941-11.1947 гг. рассчитаны по данным ближайших МС и реанализа 20CRv3. Ряд дополнен до 12.1911 г. на основе измерений, выполненных на МС «Green Harbor», которая находилась в 1.5 км от современного положения метеорологической площадки в Баренцбурге.

Среди трех реанализов, охватывающих весь XX век (NCEP/NOAA 20th Century Reanalysis - 20CRv3, ECMWF ERA 20C и CERA 20C), наиболее близкие результаты к измеренным данным, полученным на ГМО «Баренцбург», показывает реанализ 20CRv3. Однако связь температуры в Баренцбурге с 20CRv3 не остается постоянной, что не позволяет его использовать для реконструкции рядов ранее начала 1930-х гг.

В период с декабря 1911 г. повышение сезонных температур происходит со средними скоростями 0.53, 0.53, 0.12 и 0.28°C/10 лет (зима, весна, лето и осень соответственно), а среднегодовой – 0.36°C/10 лет. На более коротких периодах времени (порядка нескольких десятков лет) скорости изменений температуры могут существенно отличаться от долговременного тренда вплоть до знака.

Список литературы

1. Демин В.И., Иванов Б.В. Проверка климатической однородности рядов температуры воздуха в Баренцбурге (Шпицберген) // Труды XVI Всероссийской научной школы. «Математические методы в естественных науках». Апатиты, Геологический институт КНЦ РАН, 2019 г. С. 134-150.
2. Демин В.И., Иванов Б.В., Ревина А.Д. Восстановление ряда приземной температуры воздуха на Российской станции в поселке «Баренцбург» (Шпицберген) // Российская Арктика. 2020. №9. С. 30-40.
3. Доклад об особенностях климата на территории Российской Федерации за 2019 г. Москва, Росгидромет. 2020. 97 с.
4. Рубинштейн Е.С. Однородность метеорологических рядов во времени и пространстве в связи с исследованием изменения климата. Л., Гидрометеиздат, 1979. 80 с.
5. Hanssen-Bauer I., Førland E.J., Hisdal H., Mayer S., Sandø A.B. and Sorteberg A. (eds.). Climate in Svalbard 2100 - a knowledge base for climate adaptation. NCCS report 1/2019 // <https://bora.uib.no/handle/1956/19136>
6. Nordli Ø. The Svalbard Airport temperature series // Bulletin of Geography, Physical Geography Series. 2010. 3. pp. 5 -25.
7. Rodionov S.N. A sequential algorithm for testing climate regime shifts // Geophys. Res. Lett. 2004. 31. L09204, doi:10.1029/2004GL019448.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.041

ФЁНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В БАРЕНЦБУРГЕ (ШПИЦБЕРГЕН)

В.И. Демин, Б.В. Козелов

ФГБНУ "Полярный геофизический институт", г. Апатиты

Аннотация

Обнаружены синхронные и противофазные изменения температуры и относительной влажности воздуха в Баренцбурге при ветрах с восточной составляющей. Так как с этих направлений Баренцбург прикрыт невысокими горами, допускается появление фёновых явлений. Температурный эффект фёнов не превышает 1-3°C или даже не выражен, а относительная влажность может опускаться до 60 и менее %.

Введение

По своему определению фён является кататическим (нисходящим) ветром в горном районе, сопровождаемый повышением температуры и снижением относительной влажности. Классический механизм, используемый для объяснения фёнового эффекта, предполагает вынужденный подъем влажного воздуха по горному хребту на наветренной стороне с образованием облачности и осадков, и опускание на подветренном склоне с сухоадиабатическим градиентом, благодаря чему воздух нагревается, а облачность рассеивается. Однако в реальности в зависимости от механизма, которым осуществляется нисходящее движение, фёны в разных географических районах проявляются по-разному. Общие четкие критерии, по которым можно было бы идентифицировать фён, отсутствуют [1].

В данной работе обсуждается возможность существования фёнов в районе Баренцбурга. Использованы данные срочных метеорологических наблюдений на гидрометеорологической обсерватории «Баренцбург» (ВНИИ ГМИ – МЦД (Обнинск)), а также измерения на автоматической метеорологической станции Полярного геофизического института.

Результаты и обсуждение

Основанием для предположений о существовании в районе Баренцбурга фёновых явлений являются специфичные вариации температуры и влажности воздуха. На рисунках 1 и 2 показаны изменения температуры воздуха и относительной влажности 28-29 мая 2018 г. и 31 июля 2018 г. Видны синхронные, но противофазные изменения температуры и относительной влажности воздуха, которые характерны для быстрых нисходящих движений воздуха, вызванных рельефом. Для сравнения на рисунке 3 приведены похожие вариации температуры и влажности во время фёна в Хибинах. «Импульсный» и кратковременный характер явления говорит о том, что фён мог возникнуть в результате быстрого и внезапного разрушения некоторого установившегося течения в пограничном слое атмосферы.

Фёны можно считать явлением погоды, характерным для всех горных систем. И Шпицберген не является исключением. Фёны упоминаются в ряде работ, посвященных описанию метеорологических режима Шпицбергена (см., например, [3, 4, 7]), однако систематических исследований явления не проводилось. Основные сложности детального изучения фёна в Баренцбурге создаются недостатком метеорологических данных с высоким временным разрешением (наблюдения в основные метеорологические сроки не дают полной картины явления), отсутствием информации о погоде и фактических потоках на уровне гор и многолетних записей лент термографа и гигрографа.

По классическим представлениям, появление фёна сопровождается повышением температуры и одновременным снижением относительной влажности воздуха при ветрах направленных с гор. В действительности картина намного сложнее. Так, например, температурный эффект зависит от многих факторов и часто вообще не проявляется. Более важным показателем считается падение относительной влажности. В большинстве случаев основанием для предположения о появлении фёна служит снижение быстрое относительной влажности до 60-65% и менее в утренние, вечерние и ночные часы и менее 40% в дневные при ветрах с гор. В частности, быстрое снижение до 65% рассматривается как признак фёна в Арктике в работе [7].

На рисунке 3 представлено распределение относительной влажности в Баренцбурге при различных направлениях ветра. Следует отметить, что направление ветра по наземным наблюдениям на метеорологической площадке дает только приблизительное представление о реальных потоках на верхних уровнях гор из-за сильного искажающего влияния рельефа. Например, обнаружены случаи, когда при выраженных восточных потоках в пограничном слое атмосфере (по картам барической топографии и реанализам), сводки с метеостанции указывали на ветер с западной составляющей. Такие расхождения

могут быть результатом ошибок кодирования, но также могут отражать и реальный физический процесс (при обтекании препятствия восточным потоком на подветренной стороне возникает вихрь с противотечением у земли, направленным к подножию горы).



Рисунок 1. Вариации температуры воздуха (вверху – $T^{\circ}\text{C}$) и относительной влажности (внизу – $f\%$) в Баренцбурге в ночь с 28 на 29 мая 2018 г. (слева) и 31 июля 2018 г. (справа). Прим.: на записях термографа и гигрографа показаны значения температуры и влажности до внесения инструментальных поправок.

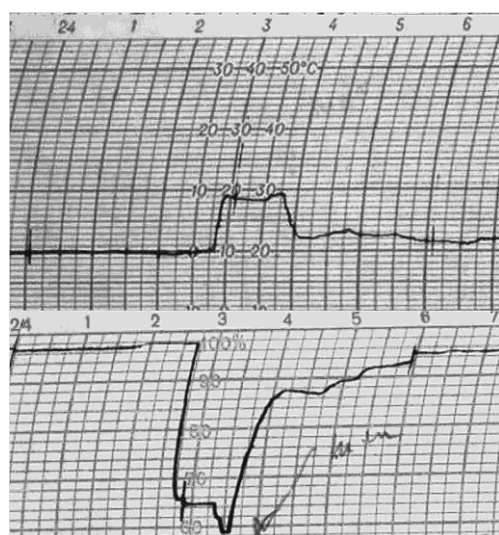


Рисунок 2. Вариации температуры воздуха (вверху) и относительной влажности (внизу) 16.02.2003 в Хибинах во время фёна на горно-лавиной станции «Восточная» [2].

Так как метеорологическая площадка в Баренцбурге дважды переносилась, расчет проводился для каждого местоположения отдельно. Это сделано, чтобы избежать влияния на относительную влажность залива Грен-Фьорд и возможных антропогенных эффектов. Во всех трех местоположениях эпизоды с понижением влажности до 60-65 и менее % чаще возникают при ветрах с восточной составляющей. С этих направлений Баренцбург прикрыт невысокими горами с высотами от 200 до 500 метров (рис. 4, 5). Можно допустить, что воздух, встречая на своем пути орографический барьер, начинает обтекать и переваливать его с последующим опусканием (нагревом и высушиванием) на подветренной стороне (в Баренцбурге). Некоторые статистические различия между пунктами 1, 2 и 3 на рис. 3 можно объяснить как особенностями местоположений, влияющих на поступление воздуха с наветренной стороны, так и изменениями макроциркуляционных условий, вместе с которыми меняется частота синоптических процессов, благоприятных для появления локальных течений, включая и фёны (статистика получена в разные временные периоды: для п. 1 – 1966-1978 гг., п. 2 – 1978-1984 гг., п.3 – 1984-2020 гг.).

Величина относительной влажности воздуха не всегда является достаточным признаком фёна. Можно допустить, что снижение относительной влажности до 60-65% возникает вследствие других метеорологических процессов, например, адвекции с С, СВ, В и ЮВ – направлений воздуха с более низким влагосодержанием. На рисунке 6 представлено распределение относительной влажности по данным автоматической метеорологической станции М-49М, работавшей в 2005-2006 гг. в 4 км севернее ГМО

«Баренцбург» на довольно открытой площадке, где, несмотря на повышение местности на ЮВ, подозревать появление фёна не приходится (положение отмечено цифрой 4 на рис. 4). Выраженной связи пониженных значений влажности с направлением ветра здесь не прослеживается. Это позволяет предположить, что эпизоды с понижением влажности до 60% и менее в Баренцбурге все-таки связаны с топографией местности и возникают из-за местных орографических течений.

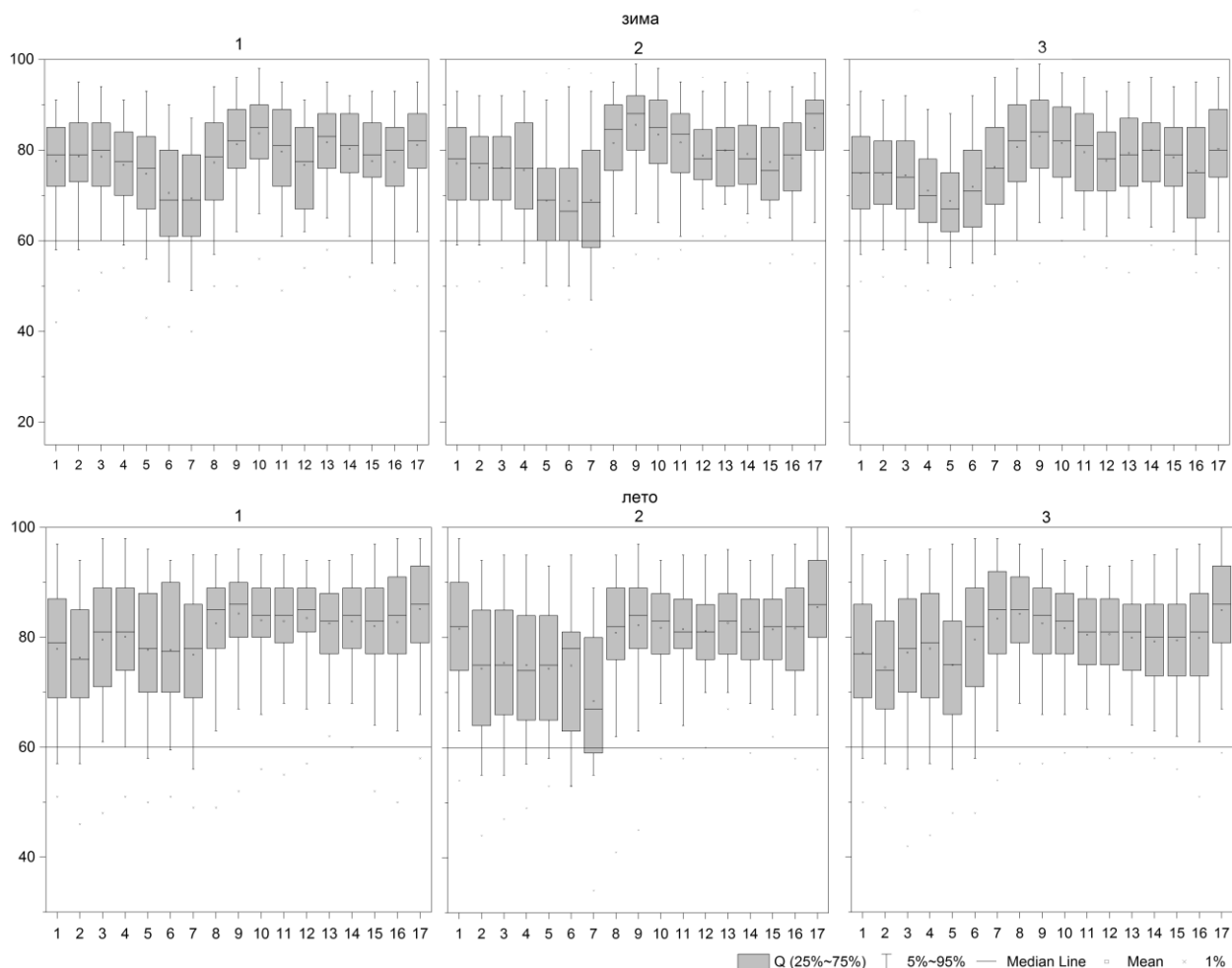


Рисунок 3. Распределение относительной влажности воздуха при различных направлениях ветра в Баренцбурге (цифры 1, 2, 3 над рис. – номера метеоплощадок (их положение указано на рис. 4-5), цифры внизу обозначают румбы: 1 – С, 2 – ССВ, 3 – СВ, 4 – ВСВ, 5 – В, 6 – ВЮВ, 7 – ЮВ, 8 – ЮЮВ, 9 – Ю, 10 – ЮЮЗ, 11 – ЮЗ, 12 – ЗЮЗ, 13 – З, 14 – ЗСЗ, 15 – СЗ, 16 – ССЗ, 17 – штиль).

К сожалению, температурные вариации в нашем случае малоинформативны для диагностики фёновых явлений. Высота метеорологической площадки в Баренцбурге около 75 м н.у.м., а окружающие его горы имеют высоты 200-400 м, причем наиболее высокие из них – Olavsvarden и Gronfjordfjellet с отметками до 500-546 м расположены так, что воздух по пути к Баренцбургу их скорее обтекает, чем переваливает через них (рис. 4). Потому максимальный температурный эффект за счет опускания воздуха не может превысить 1-3°C (что, кстати, соответствует вариациям температуры на рис. 1). Однако, чтобы этот эффект был обнаружен, необходимо, чтобы опустившийся воздух оказался теплее вытесненного им. Большую же часть года воздух, расположенный восточнее Баренцбурга (в центральных районах архипелага), имеет более низкую температуру, чем воздух на его западном побережье [6]. Потому даже перевалив через горное препятствие и нагревшись, он не обязательно окажется теплее воздуха, который здесь ранее находился.

Интересно также состояние погоды в те сроки, когда относительная влажность опускалась до 60 и менее %. Таким эпизодам в 33.4% предшествовала ясная погода. В 17.7% она изменялась от "5 баллов и менее" до "более 5 баллов" или характеризовалась как «пасмурная» или «облачность более 5 баллов» (18.7%). Т.о., есть почти в 70 % случаев более значимых ее характеристик (например, дождь, снег, туман и т.д.) не отмечалось. В 77.4% погода в срок наблюдения характеризовалась как «облака рассеиваются» или «ясно»

(4.6%). Как правило, нижняя облачность отсутствовала (60%), а при ее наличии нижняя граница в 96% находилась выше уровня гор. В зимний период перед явлением (21.5%) и в срок (14.1%) иногда отмечались слабый или умеренный поземок или низовая метель. Но эти явления являются не результатом выпадения осадков, а переноса уже выпавшего снега ветром, в т.ч. и с более верхних уровней вниз, и часто наблюдаются даже при ясном небе. Т.о., состояние погоды в сроки, когда влажность не превышала 60%, не отвергает вероятности фёна.



Рисунок 4. Топографическая карта района п. Баренцбург (<https://toposvalbard.npolar.no>); Цифрами отмечены положения метеорологических площадок, использованных в работе.



Рисунок 5. Панорама поселка Баренцбург. Цифрами отмечены положения метеорологической площадки в разные годы (соответствует номерам на рис. 3). Photo: Erlend Bjørtvedt (CC-BY-SA).

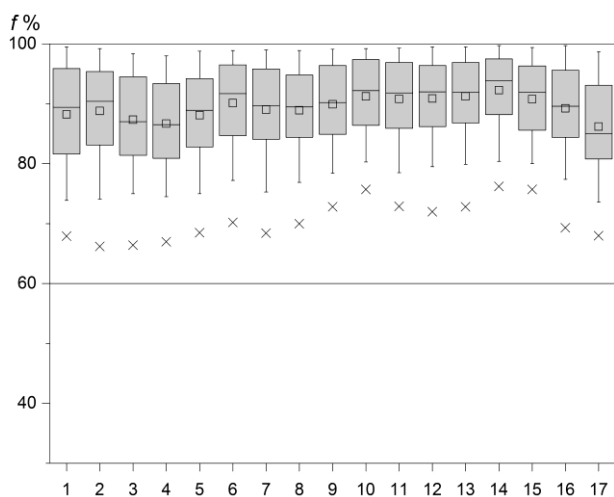


Рисунок 6. Распределение относительной влажности воздуха при различных направлениях ветра на автоматической МС в Баренцбурге.

Заключение

Баренцбург расположен на склоне и прикрыт с восточной стороны небольшими горами с высотами от 200 до 500 м. Такой рельеф в целом благоприятствует возникновению фёновых явлений. При ветрах с восточной составляющей в поселке обнаруживаются быстрые противофазные изменения температуры воздуха и относительной влажности, характерные для нисходящих движений воздуха. Подъем температуры не превышает 1-3°C или даже отсутствует. Относительная влажность при этом может опускаться до 60 и менее %, что является признаком фёна в большинстве горных систем.

Литература

1. Barry R.G. Mountain weather and climate // Cambridge University Press, Cambridge, 506 p.
2. Demin V.I., Zykov E.V. The foehns in the Khibiny mountains // Proc. of the 28-th Annual Seminar on Physics of Auroral Phenomena, Apatity, Russia, 1-4 March 2005. P. 199-202.
3. Kejna M and Sobota I. Meteorological conditions on Kaffiøyra (NW Spitsbergen) in 2013–2017 and their connection with atmospheric circulation and sea ice extent // Pol. Polar Res. 2019. vol. 40, no. 3. pp. 175–204.
4. Migala K., Nasiolkowski T. and Pereyma J. Topoclimatic conditions in the Hornsund area (SW Spitsbergen) during the ablation season 2005 // Pol. Polar Res. 2008. vol. 29, no. 1. pp. 73–91.
5. Muskala P. et al. Foehn effects typology for West Spitsbergen // The Arctic Science Summit Week 2013 - abstract Ref.#: A_3445.
6. Przybylak R. The Climate of the Arctic // Springer. 2nd ed. 2016. 287 p.
7. Przybylak R., Arazny A., Nordli Ø. et al. Spatial distribution of air temperature on Svalbard during 1 year with campaign measurements // Int. J. Climatol. 2014. vol. 34. pp. 3702–3719.
8. Przybylak R. and Kejna M. (eds) Topoclimatic diversity in Forlandsundet region (NW Spitsbergen) in global warming conditions // Oficyna Wydawnicza "Turpress". Toruń. 2012. 174 pp.

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.042

PHYSIOLOGICAL RESPONSES IN PLANTS INDUCED BY ARTIFICIALLY GENERATED EMF VECTOR POTENTIAL

P.A. Kashulin, N.V. Kalacheva

Polar-Alpine Botanical Garden-Institute, RAS, Apatity, Russia; e-mail: falconet1@yandex.ru

Abstract. The theoretically suggested eigen activity of EMF vector-potential (VP) was checked up through finding out its plausible bioactivity in relation to living plant objects. The stimulating effects of steady-state artificially generated by toroidal emitter VP of magnetic field on *Taraxacum officinale* dormant or germinated seeds and on *Avena sativa* coleoptiles are registered. The modulation of photosynthetic activity of underwent to VP emission *Hibiscus rosa-sinensis* plants in terms of its chlorophyll red fluorescence was shown as well. The findings support the theoretical premises regarding an eigen physical reality of VP.

Introduction

Since Y. Aharonov and D. Bohm [Aharonov and Bohm, 1959] publication the VP have not been treated as mathematical abstraction only and a possible role of EMF vector-potential (VP) as an eigen physical reality capable to self-acting in physical world were widely discussed. Its cosmic role as a plausible physical agent responsible for the solar-terrestrial links so called "Velkhover cosmic phenomenon" [Chizhevsky, 1963] was considered also. A number of experiments which would reveal the biophysical role of VP were proposed. A priori suggested physiological reactions of vascular plants on the local disturbances of the background VP have been investigated in accordance with ideas putted forward by K.A. Trukhanov [Trukhanov, 1984]. To find out the plausible effects of VP related to stationary magnetic fields its generator was constructed according to K.A. Trukhanov recommendations. In experiments the so called "doughnut coil" i.e. toroidal solenoid formed by about 1000 copper wire turns under steady-state direct current amperage varied within 0,7 - 0,9 amp was used.

Biological objects and methods

The vascular plant living objects, namely seeds, juvenile coleoptiles and matures organisms of oat (*Avena sativa*), dandelion (*Taraxacum officinale*), *Hibiscus rosa-sinensis* plant, var. "Sunny Athene" were used. To detect the plausible bio effects of emitted VP the various physiological reactions of nearby plant objects and different living stages were considered. First of all, the VP field generation effects on the most fast development stages, namely on the seeds germination were investigated. In these case the experimental cohorts dry of water imbibed germinated seeds were daily underwent 4 h exposure nearby VP emission. The control cohorts of the same seeds bunch were took away 6 m apart. The screening to VP susceptibility was carried out at the various structure levels of living systems, among which the photosynthetic apparatus (PSA) of native chloroplasts was checked out. The function of PSA is based on the coordinated work of two connected photo systems (PS) intermitted by electrons transport chain and charged membrane-protein complexes which as whole suggests its susceptibility to external EMF or to potentials change. To explore the question the non invasive method of chlorophyll red fluorescence measurements with PAM-100 «WALZ, Effetrich» technique was used. In experiments the PS II quantum yields: Y(II), Y(NO), Y(NPQ) of native plant leaf blades were registered previously (control) in terms of kinetic light induced curve run and the same blades second run after those were undergone to 1 h VP exposure provided location ones within 10-20 cm around generator center. Y(NPQ) and Y(NO) – are quantum yields of regulated and of nonregulated energy dissipation in PS II, respectively. Effective PS II quantum yield Y(II) is calculated accordingly to [Genty et al., 1989] by formula: $Y(II) = (F_m' - F) / F_m'$, where F and F_m' the leaf fluorescent yield and maximum fluorescent yield of illuminated samples, respectively. A given sample can show an infinity of various Y(II) values, depending on the state of illumination at the very moment when the saturation pulse is applied. A unique state is given after dark adaptation when the effective PS II quantum yield is maximal. In principle, a quantum yield may vary between 0 and 1. If, for example $Y(II) = 0,5$ this mean that one half of the absorbed quanta is dissipated into heat and fluorescence. The sum of all quantum yields always amounts to 1. Based on the work [Kramer et al., 2004] two other types of PS(II) quantum yield can be defined (NPQ) and Y(NO) adding up to unity with photochemical quantum yield: $Y(II) + Y(NPQ) + Y(NO) = 1$.

Results and discussion

The preliminary daily 4 h VP exposures of *Taraxacum officinale* seeds since the start of their water imbibe resulted in marked acceleration of their germination as compared to control seeds, incubated in the same time by 6 m off the

VP emitter, Fig. 1. The daily exposure of *Taraxacum officinale* seeds were followed by average acceleration of their averaged germination rate as compared to the control cohorts up to 10-20 per cent.

The preliminary 4-5 h VP daily exposure of both dry 100 seeds C1-C3 cohorts each and the germinated ones resulted in rise of intensity seeds germination experimental V1-V3 cohort as compared to control ones, as well Fig. 2. The same experiments were conducted with other plant species seeds which showed qualitatively comparable results. The stimulation effects were registered on the level of whole and yet formed plant organisms. To ease the compare the sizes of different organisms in plant physiology so called cereal coleoptiles test is ordinary used. As an experimental object the oat *Avena sativa* plant species have been used.

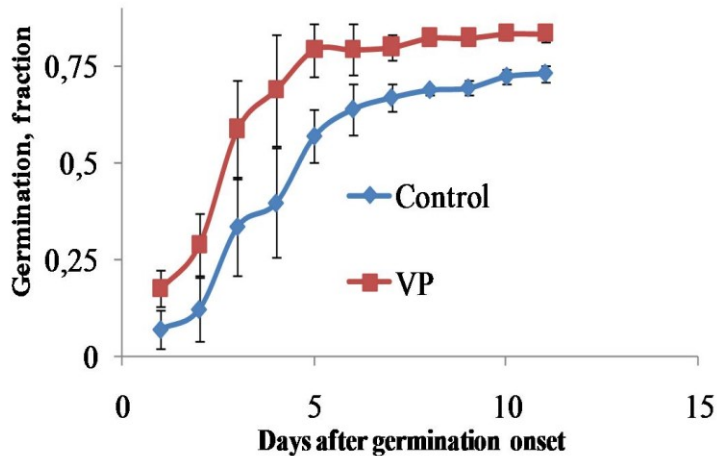


Figure 1. Seeds germination curves for the control and underwent to VP emission *Taraxacum officinale* water imbibed seeds, respectively.

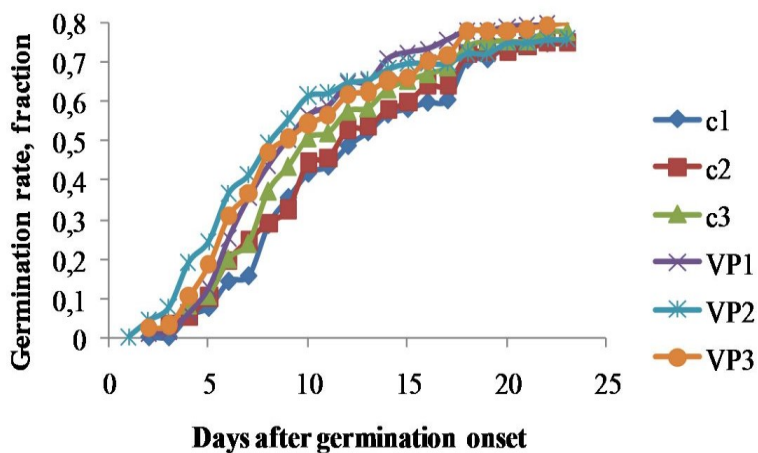


Figure 2. Germination curves for the three control (C1-C3) and three (VP1-VP3) underwent to preliminary VP emission *Taraxacum officinale* dormant seed cohorts of 100 seeds each, respectively.

The effects of VP exposures were registered on the wholly formed plant organisms. The comparative results for the both control *Avena sativa* coleoptiles cohorts with experimental ones underwent a week 4-5 h daily VP exposures for the coleoptiles length distribution are presented on Fig. 3. The germinated seeds exposures followed by the acceleration of the juvenile oat plants growth.

The PSA and photosynthetic functions are highly susceptible to environment, so we have investigated the light induced active activity of PSA under exposure to generated VP in comparison with its work under background environment. The very sensitive and absolutely noninvasive methods of the leaf blade red fluorescence registration were used in terms of light induction curves. The experimental plants have been affected to VP exposure for 4 min during the registration of light curve and 1 h before that. The typical results of the VP photosynthetic effects obtained in terms of chlorophyll fluorescence light induction curve running for the *Hibibiscus* leaf blades are shown on the Fig. 4.

As it seen at Fig. 4, the VP exposure of experimental plants resulted in slight elevation of PS II quantum yield Y(II) after starting of actinic illumination by 10-15% and rise of regulated absorbed energy transformation presented by Y(NPQ) curve as well. The markedly observed drop in the nonregulated energy dissipation Y(NO) for the first 5-6 min of light induction curve running was found also which points out on more effective utilization of absorbed light energy in PS II of PSA.

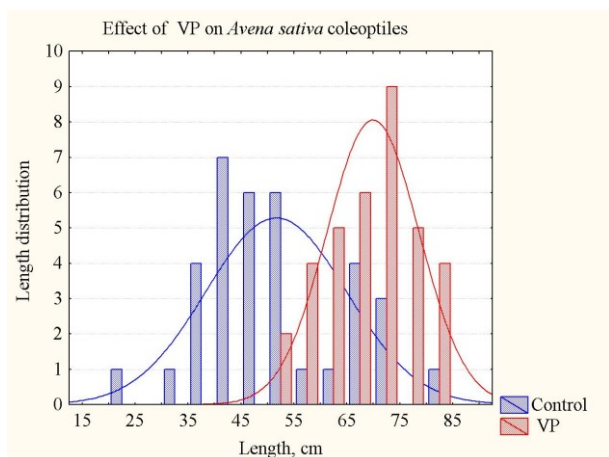


Figure 3. Length distribution of two week age plants for the control and VP exposure under Avena sativa seed cohorts.

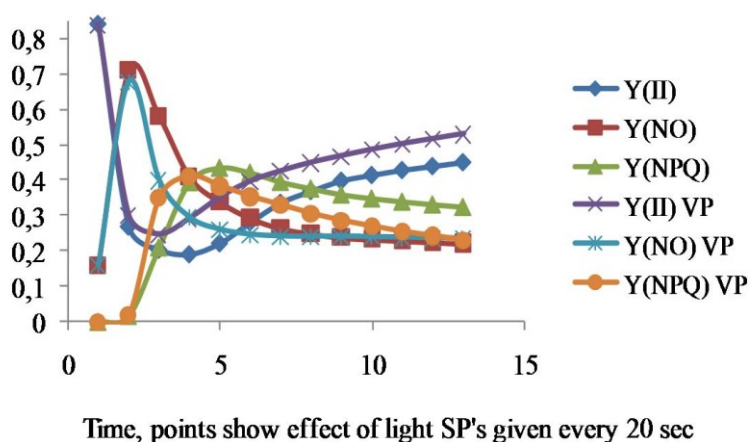


Figure 4. Effect of 1 h VP generation on *Hibiscus rosa-sinensis* plant PS II quantum yield leaf blade parameters. The two light curves of control plant blade running and experimental one underwent emission, marked by VP, are presented, respectively. Points represent effects of respective light saturation pulses.

Conclusions

As a whole summed results show the external VP effects on dormant and germinated seeds stimulation, on growth stages in the early plant morphogenesis as well. The slight stimulation of photosynthetic function in flowered arboreal plants was found also. It is noteworthy to mark, that the effects of VP was registered provided turning up the PS II induction light and hence starting maximal current fluxes through electron transport chain of PSA. As a result 10-15% elevation in effectiveness of PS II primary acceptors reduction under action of artificially generated VP of MP produced steady-state direct current was observed. The difference between photosynthetic parameters was retained for 2-3 days at least. The mechanisms of the effects found unclear now and are yet expected to be elucidated. Nevertheless, the results obtained explicitly point out on the local physiological activity of artificially emitted VP of steady-state magnetic field as well as show its eigen physical reality as it was predicted earlier.

References

- Aharonov Y., Bohm D. (1959) Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory // Phys. Rev., 115, 3: 485-491.
- Chizhevsky A.L. (1963) Some microorganisms as an indicators of solar activity and predictors of solar flares // Avian and Space Medicine. M.: Science 76-89 (In Russian).
- Genty B., Briantais J-M., Raker N.R. (1989) The relationship between the quantum yield of photosynthetic electron transport and quenching of chlorophyll fluorescence // Biochim. Biophys. Acta, 990: 87-92.
- Kramer D.M., Johnson J., Kiirats O., Edwards G.E. (2004) New flux parameters for the determination of QA redox state and excitation fluxes // Photosynthesis Research, 79: 209-218.
- Trukhanov K.A. Vector potential of electromagnetic field. Electromagnetic fields in biosphere. V. 1. Electromagnetic fields in Earth's atmosphere and its biological significance. (1984) N.V. Krasnogorskaya eds. M: Science, 331-350 (In Russian).

DOI: 10.37614/2588-0039.2020.43.043

TEMPORAL PECULIARITIES IN ENVIRONMENT FACTORS CHANGE AND IN PHYSIOLOGICAL DYNAMICS OF THE INDOOR PLANTS DURING LOW SOLAR ACTIVITY

P.A. Kashulin, N.V. Kalacheva, E.Y. Zhurina

Polar Alpine Botanical Garden-Institute, Apatity, Russia; e-mail: falconet1@yandex.ru

Abstract. The long-term time-course of some environmental meteorological factors and physiological characteristics of indoor *Marantha leoconeura* and *Ctenanthe setosa* plants cultivated under controlled lab conditions were investigated during the months of low solar activity of current solar cycle. The two weeks cycles, circaseptan and circasemiceptan cycles in natural factors change as well as in plant multi-diurnal physiological dynamics were revealed. The results points out on the cosmic provenance of the found rhythms.

Introduction

The long-term seasonal monitoring of environmental factors: PAR, UV radiation, temperature, atmospheric pressure and humidity was conducted simultaneously with outdoor northern arboreal wild and cultivated trees and some indoor plants as well since 2013th to 2020th years. The special attention we have paid to current months of low solar activity. The observations show that photosynthetic and other physiological plant functions were underwent both solar influence and the contemporary global climatic changes. The raised global temperatures might to enlarge the northern plant vegetative seasons but at the same time disturb their normal winter dormant functions and provided high humidity to promote the mass fungi diseases. Nevertheless, the cosmic factors show explicit influence on northern flora despite rather changeable terrestrial environmental factors, which was corroborated by the revealed temporal structure of long-term dynamics among a number of plant physiological functions. Some such effects are considered here.

Methods and objects

The exogenous photosynthetic active radiation (PAR), solar UV radiation, temperature, humidity were measured with portative “TKA-PKM” apparatus, St-Petersburg, Russia and field fluorometer PAM -2100 «WALZ, Effetrich», Federal Republic of Germany.

The vascular decorative plants *Marantha leoconeura* “Facinator” and *Ctenanthe setosa* cultivated under lab controlled conditions were used. The leaf-petiole changeable angles of different leaf blades these plant species were measured twice and daily during noon and evening hours.

Results and discussion

The multi-annual mean temperatures presented here were obtained for the most prominent height of the town Apatity where the place of observations was situated. Since 2013th to 2017th the temperatures for the vegetative months were correlated with solar activity in terms of mean Wolf numbers, but later the new trends presumably related to global climatic changes began to prevail. The September year-to-year temperature means curve for the current solar cycle are presented at Fig. 1, where the unsteady annual changes since 2017th one can see.

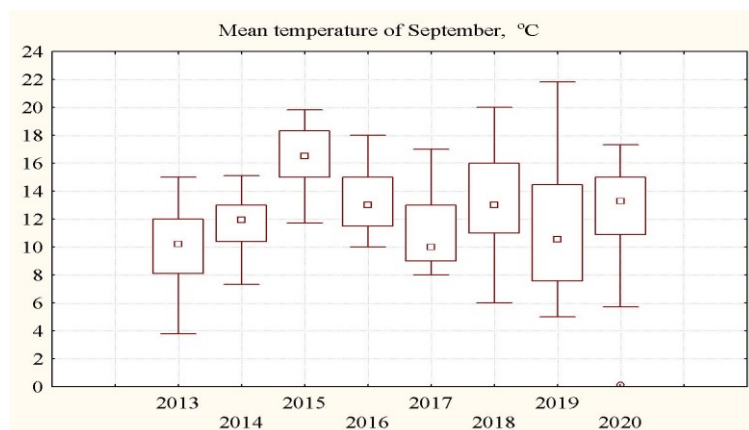


Figure 1. The September diurnal temperature at Apatity observation point for the current solar cycle. The square means median, rectangular 25-75%, bar – non outlier range, respectively.

Meanwhile, in parallel with decrease of annual solar activity the recurrent cycles among a number both environmental factors and among some plant physiological properties were observed. As an explicit feature of long-term multi-daily time course was appearance of cycles presumably related to Solar-Earth magnetic field sector structure [Breus *et al.*, 1989, 1995].

The most robust cycles registered were as follows: circaseptan and circasemiceptan, the cycles about 14-days long, as well as a number of more prolonged periods were found also. The robust 27-day recurrent cycles or near so ones were registered in indoor plants since summer of 2017 yr up now. The advanced plant reactions with two temporal gap classes: shot-term (2-3 days) and long-term (6-8 days) ones on the eve of the large-scale Solar mass injections in 2017-2018th yrs were registered as well [Kashulin *et al.*, 2018].

The daily dynamics of exogenous atmosphere UV radiation for the 2020th vegetative season showed the presence both circasemiceptan and circaseptan components, Fig. 2.

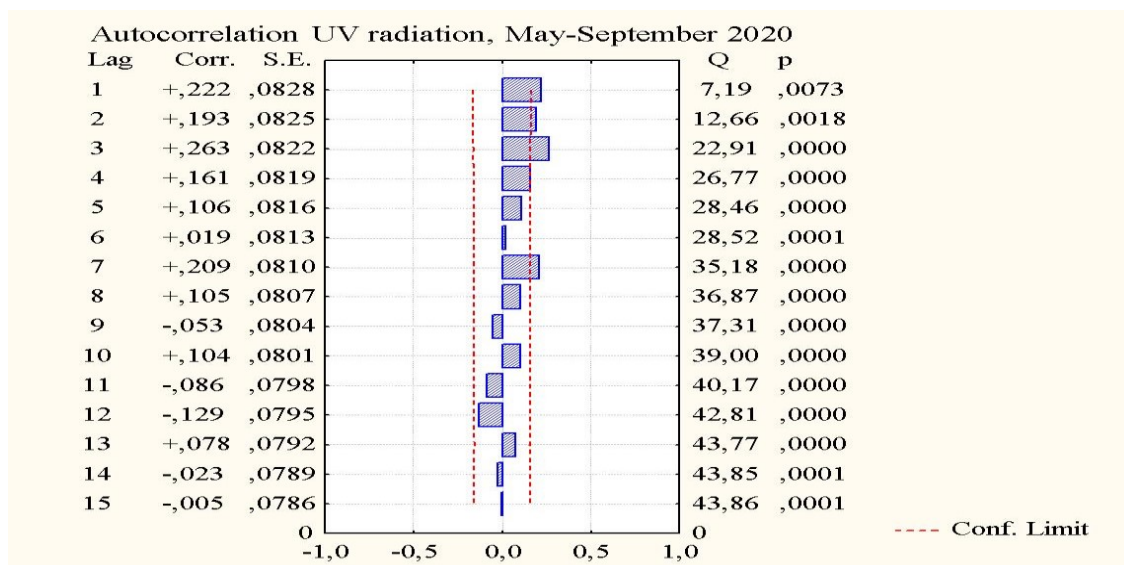


Figure. 2. Autocorrelation function for the diurnal exogenous UV radiation run in Apaptity during vegetative season of 2020th.

The circasemiceptan cycles in atmospheric PAR time-course for this vegetative season were revealed also, Fig. 3.

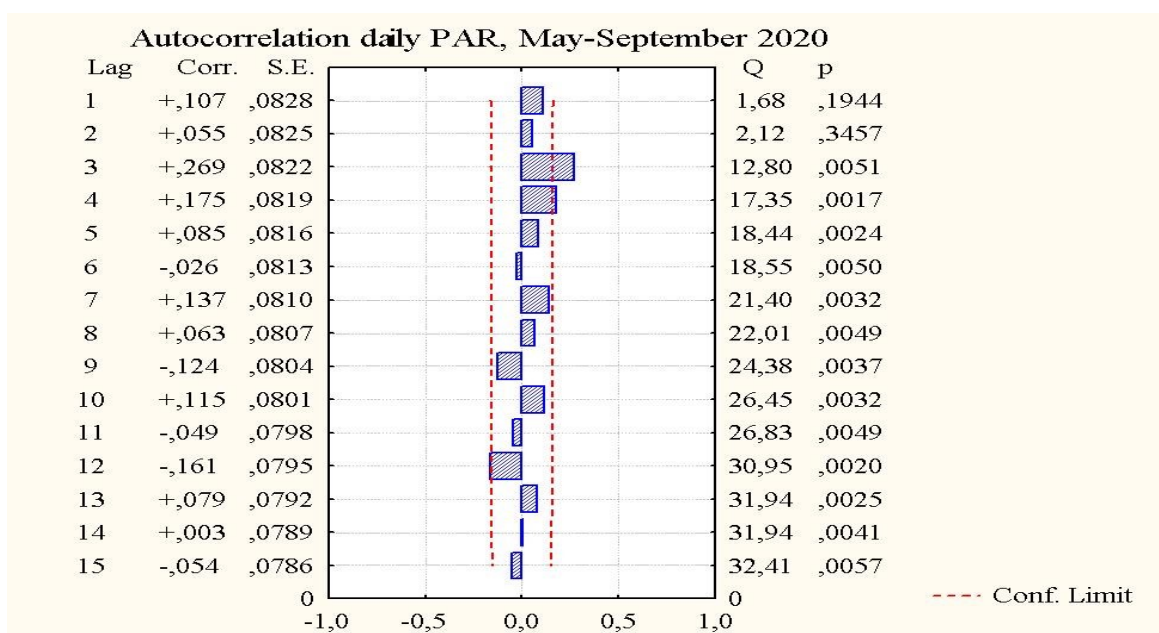


Figure. 3. Autocorrelation function for the diurnal PAR radiation run in Apaptity during vegetative season of 2020th.

The analogous cycles were revealed in multi-diurnal time-course in leaf-petiole angle daily rhythms for *Marantha leoconeura* “Facinator” Fig. 4 and *Ctenanthe setosa* Fig. 5 indoor plants. The species are widely considered as “living biological barometer” due to their important properties to response on abrupt atmospheric pressure and humidity changes via special barosensitive cells in the leaf blade petiole. In results of the time-course of leaf-petiole angle change for *Marantha* plants measurements have been demonstrated circaseptan and circasemiceptan cycles during the summer. For *Ctenanthe* plant the same rhythms and supplement two week leaf position cycles as well in winter months were revealed, Fig. 5. At the Fig. 4-5 the time-course for a definite single leaf for both plants are presented. The analogous dynamics were found for other leaf blades also. As a whole, the 5 different blades for every of three plants were observed.

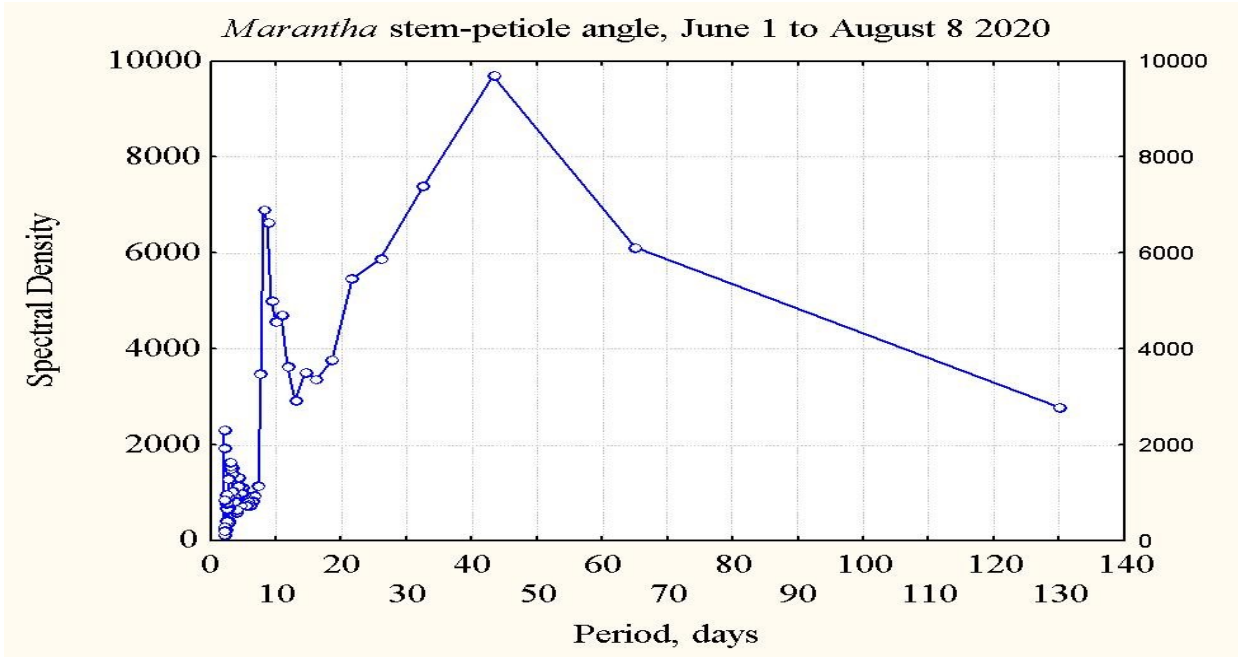


Figure 4. *Marantha leoconeura* stem-petiole angle multi-daily time-course run for the one selected leaf.

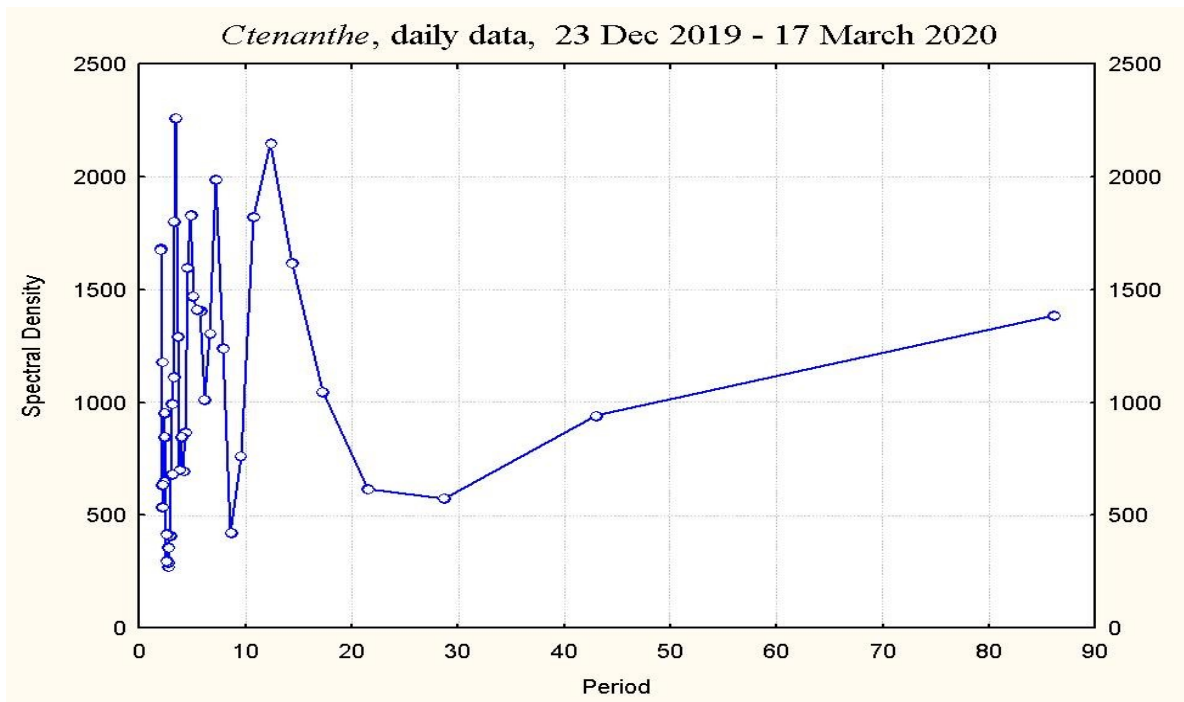


Figure 5. *Ctenanthe setosa* stem-petiole angle multi-daily time-course run for the one selected leaf.

The considered recurrent changes of various environmental factors and terrestrial climatic parameters point out on their exogenous, presumably cosmic modulation and rhythm driving. The results obtained are in accordance with [Dubov and Khromova, 1992] that the recurrent changes of physical solar-terrestrial agents most expected for the calm solar years. The circaseptan and circasemiceptan cycles found might be driven either by environmental terrestrial factors or cosmic ones also. To reveal the driving factors of multi-diurnal plant rhythms in this work special attention was paid to indoor plants cultivated under controlled lab conditions, including photosynthetic radiation, UV radiation and temperature. Nevertheless, the plants used and their physiological properties considered in the paper point out on the presence of driving pace-makers of exogenous cosmic provenance which are able to modulate their rhythms and control their multi-diurnal dynamics. The experimental corroboration of the biological activity of the model magnetosphere changes on plant organisms cultivated under lab controlled conditions [Kashulin and Pershakov, 1996] was shown earlier.

References

- Breus T.K., Komarov F.I., Naborov I.V., Rapoport S.I.* (1989) Heliogeophysical factors and their influence on cyclic processes in biosphere. *Itogi Nauki i Tekhniki : Medicinskaya Geografia*. V. 18. M.: VINITI, 138-142. [172-174 (in Russian)].
- Breus T.K., Cornelissen G., Halberg F., Levitin A.E.* (1995) Temporal associations of life with solar and geophysical activity. *Annales Geophysicae*. 13, 3: 1211-1222.
- Dubov E.Y., Khromova T.P.* (1992) Indices of solar and geomagnetic activity. *Biofizika*. 37, 4: 785-804 (in Russian).
- Kashulin P.A., Pershakov L.A.* (1996) Experimental investigation of the conditions of the magnetosphere of the Subarctic as a possible exogenous factor for the northern biota. *Biophysics*. 40, 4: 765-767.
- Kashulin P.A., Kalacheva N.V., Zhurina E.Y.* (2018) Advanced vascular plant reactions on the large-scale earth directed solar CME's. *Physics of Auroral Phenomena, Proc. XLI Annual Seminar*, 207-210 (in Russian).

AUTHOR INDEX

<p style="text-align: center;">A</p> <p>Akhmetov O.I.39</p> <p>Andriyanov A.F.154</p> <p>Antonenko O.V.96</p> <p>Antonova E.E.23</p> <p>Apatenkov S.V.11</p> <p>Aradi B.158</p> <p style="text-align: center;">B</p> <p>Balabin Yu.V.60</p> <p>Barkhatov N.A.65</p> <p>Barkhatova O.M.101</p> <p>Bakhmetieva N.V.146</p> <p>Bondar E.D.132</p> <p>Belakhovsky V.B.15, 39, 43, 84</p> <p>Belov A.V.52, 80</p> <p>Borisenko A.V.56, 69</p> <p style="text-align: center;">C</p> <p>Cherniakov S.M.87</p> <p style="text-align: center;">D</p> <p>Dashkevich Zh.V.91</p> <p>Demekhov A.G.91</p> <p>Demin V.I.154, 162, 167</p> <p>Demkin V.M.154</p> <p>Despirak I.V.7</p> <p>Dolgacheva S.A.105</p> <p>Dolgova D.S.101</p> <p style="text-align: center;">E</p> <p>Eroshenko E.A.52, 80</p> <p>Efishov I.I.19</p> <p style="text-align: center;">F</p> <p>Fainshtein V.G.73</p> <p>Fedorenko Yu.V.35</p> <p>Filatov M.V.19</p> <p>Frauenheim T.158</p> <p>Frank-Kamenetsky A.V.135</p> <p>Frolov V.L.146</p> <p>Fujii R.128</p> <p style="text-align: center;">G</p> <p>Germanenko A.V.60</p> <p>Gordeev E.I.11, 116</p> <p>Golikov I.A.132</p> <p>Gololobov A.Y.132</p> <p>Gromov S.V.73</p> <p>Gromova E.S.27</p>	<p>Gromova L.I.35, 73</p> <p>Guineva V.150</p> <p>Gvozdevsky B.B.60</p> <p style="text-align: center;">H</p> <p>Hori T.91</p> <p>Hosokawa K.128</p> <p style="text-align: center;">I</p> <p>Ignatov S.K.158</p> <p>Ivanov B.V.162</p> <p style="text-align: center;">J</p> <p>Jin Y.84</p> <p style="text-align: center;">K</p> <p>Kalacheva N.V.172, 175</p> <p>Kalinin M.S.77</p> <p>Kasahara S.91</p> <p>Kashulin P.A.172, 175</p> <p>Keika K.91</p> <p>Khalipov V.L.132</p> <p>Khokhlov G.G.27</p> <p>Kirillov A.S.96, 150, 154</p> <p>Kleimenova N.G.7, 35</p> <p>Klimenko M.V.113</p> <p>Klimov P.A.109</p> <p>Kobelev P.G.52, 80</p> <p>Kobyakova S.E.132</p> <p>Kosolapova N.V.101</p> <p>Kotova D.S.113</p> <p>Kozelov B.V.91, 167</p> <p>Krainev M.B.77</p> <p>Kulikov Y.Y.146, 154</p> <p>Kurita S.128</p> <p>Kurkin V.I.138</p> <p style="text-align: center;">L</p> <p>Lebed O.M.35</p> <p>Lubchich A.A.7</p> <p>Lukovnikova A.A.60</p> <p style="text-align: center;">M</p> <p>Makarova L.N.105</p> <p>Manninen J.35</p> <p>Matsuoka A.91</p> <p>Mayorov A.V.158</p> <p>Miloch W.J.84</p> <p>Mingalev I.V.39</p> <p>Mingalev O.V.39</p> <p>Mitrofanov V.N.128</p>
---	--

Miyoshi Y. 43, 91, 128

N

Nikitenko A.S. 35

Nikolaev A.V. 105

Nikolaeva V.D. 116

Nosikov I.A. 113

O

Ogawa Y. 128

Oleneva V.A. 80

Oyama S. 91, 128

P

Panasyuk M.I. 109

Pershin A.V. 138

Pilipenko V.A. 15, 43

Podgorny A.I. 56, 69

Podgorny I.M. 56, 69

R

Razuvaev A.G. 158

Revunov S.E. 101

Revunova E.A. 65

Rogov D.D. 120, 124, 135

Ryskin V.G. 154

S

Safargaleev V.V. 128

Sakharov Ya.A. 15

Selivanov V.N. 15

Sergienko T.I. 128

Shagimuratov I.I. 19

Sheiner O.A. 138, 142

Shinohara I. 91

Shirokova E.A. 158

Shishaev V.A. 154

Sigaeva K.F. 109

Stepanov A.E. 132

Suvorova Z.V. 39

Svirzhevskaya A.K. 77

Svirzhevsky N.S. 77

T

Tereshchenko P.E. 47

Trefilova L.A. 52, 80

Turunen T. 35

Tepenitsyna N.Yu. 19

Turyansky V.A. 87

U

Uliev V.A. 135

Undalova I.S. 65

Uryadov V.P. 138

Uvarov V.M. 27, 31

V

Vorobjev V.G. 23, 65, 101

Vybornov F.I. 138, 142

W

Werner R. 150

Y

Yagodkina O.I. 23

Yakimova G.A. 19

Yanke V.G. 52, 80

Yankovsky I.V. 60

Yokota S. 91

Yurik R.Yu. 47

Z

Zagainova Iu.S. 73

Zakharenkova I.E. 19

Zhurina E.I. 175

ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

183010, г.Мурманск, ул.Халтурина,15

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

15, Khalturina str., Murmansk, 183010, RUSSIA

