

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

Polar Geophysical Institute

**PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA**

Proceedings of the 48<sup>th</sup> Annual Seminar

Apatity

10 – 14 March 2025

Apatity

2025

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

The organizing committee:

Andrey Demekhov (chair)

Andris Lubchich

Irina Despirak

Boris Gvozdevsky

Konstantin Orlov

Tatyana Popova

Pavel Setsko

Addresses:

**Apatity department**

Akademgorodok, 26a

Apatity, 184209

Murmansk region

Russia

**Murmansk department**

Khalturina str., 15

Murmansk, 183010

Russia

DOI: 10.51981/2588-0039.2025.48

ISSN 2588-0039

Editor:

A.A. Lubchich

<https://seminar.pgia.ru>

# CONTENTS

## SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

C.M. Anoruo, P.R. Fagundes, V.G. Pillat	Ionospheric Response to the Geomagnetic storms of May and October 2024	7
E.E. Antonova, M.V. Stepanova, I.P. Kirpichev, V.G. Vorobjev, O.I. Yagodkina, I.L. Ovchinnikov, D.Yu. Naiko	Main characteristics of the first auroral arc brightening and substorm onset localization	11
I.V. Despirak, P.V. Setsko, A.A. Lubchich, Ya.A. Sakharov, V.N. Selivanov	Supersubstorms and geomagnetically induced currents on 10 May 2024	15
Lake Endeshaw	The Atmospheric Oxygen, Hydrogen and Helium Responses for the Extreme Geomagnetic Storm of 11 May 2024 over Different Regions	20
L.I. Gromova, N.G. Kleimenova, S.V. Gromov, L.M. Malysheva	Some peculiarities of the eastward electrojet distribution in the extreme magnetic storm on 10-11 May 2024	23
N.G. Kleimenova, L.I. Gromova, S.V. Gromov, L.M. Malysheva	Planetary features of westward and eastward electrojets during the strong magnetic storm on 10-11 October 2024	27
A.V. Suvorova	An analysis of energetic proton fluxes below the inner RB at the early stage of ring current development during the May 2024 superstorm	31
Н.А. Айдакина, М.Е. Гуцин, И.Ю. Зудин, С.В. Коробков, А.В. Стриковский	Экспериментальное исследование нестационарных возмущений плазмы и магнитного поля, возбуждаемых короткоимпульсной высокочастотной накачкой в режиме электронной магнитной гидродинамики на крупномасштабном плазменном стенде «Крот»	36
Н.А. Бархатов, С.Е. Ревунов, О.М. Бархатова, В.Г. Воробьев, Е.А. Ревунова	Статистический анализ возможных триггерных механизмов для возникновения геомагнитных суббурь	40
В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, Я.А. Сахаров, В.Н. Селиванов	Авроральный портрет событий экстремального роста геомагнитно-индуцированных токов в ЛЭП	44

В.В. Вахнина, А.А. Кувшинов, А.Н. Черненко, Р.Н. Пудовинников, О.В. Федяй	Определение требований к системе мониторинга геоиндуцированных токов в электрических сетях	49
В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, Е.Е. Антонова	Ночные авроральные высыпания при экстремальных уровнях геомагнитной активности	54
Г.А. Макаров	Проявление сильнейшей геомагнитной бури 10-12 мая 2024 года в данных магнитометров на Якутском меридиане	59
И.И. Шагимуратов, И.И. Ефишов, Г.А. Якимова, Н.Ю. Тепеницына, М.В. Филатов	Динамика языка ионизации во время бури 14 января 2022 года	63
И.И. Шагимуратов, Н.Ю. Тепеницына, И.И. Ефишов, Г.А. Якимова, М.В. Филатов	Поляризационный джет и неоднородности в вариациях полного электронного содержания во время возмущения 20 апреля 2020 года	67

## SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

M.R. Shafizadeh, B. Babaeian	Investigating large-scale electric structures during geomagnetic storms in Earth's radiation belts using electric field and potential difference data from RBSP satellites	71
------------------------------	--	----

## SESSION 3. WAVES, WAVE-PARTICLE INTERACTION

A.G. Berezutsky, V.N. Tishchenko, S.S. Sharipov, A.A. Chibrarov, I.F. Shaikhislamov	The influence of ion mass in plasma bunches on the efficiency of Alfvén wave generation and propagation in partially ionized plasma	75
M.S. Petrishchev, Yu.A. Kopytenko, V.S. Ismagilov, A.L. Tkachev, P.A. Sergushin	Study of the geoelectric structure of the Earth's crust by the phase-gradient sounding method	79
В.Б. Белаховский, Д.В. Костарев, В.А. Пилипенко	Геомагнитные пульсации с периодом ~30 минут на дневной стороне магнитосферы по данным спутников GOES	83

А.С. Фадеев, Е.Н. Савенкова, А.В. Коваль	Анализ изменений потоков волновой активности до и после ослабления стратосферного полярного вихря в середине зимнего сезона с 1981 по 2023 год	88
---	--	----

#### SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

A.I. Podgorny, I.M. Podgorny	Position of the primordial release of solar flare energy at the extended surface of magnetic lines with increased current density: Results of MHD simulation	92
------------------------------	--	----

#### SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов	Вариации интенсивности свечения $O^*_2$ в спектре 400 – 650 нм в атмосферах планет земной группы в зависимости от концентрации атмосферных газов	97
-------------------------------	--	----

М.А. Волков, А.Д. Гомонов, А.В. Гурин, М.В. Швец	Использование навигационных систем для исследования волновых процессов в ионосфере	101
---	---	-----

Ф.И. Выборнов, О.А. Шейнер	Анализ вариаций диапазона частот прохождения коротковолновых сигналов на европейских трассах России во время магнитно-ионосферной возмущённости в конце 2024 - начале 2025 годов	105
----------------------------	---	-----

А.С. Кириллов, В.Ф. Тарасенко, Н.П. Виноградов, В.А. Кириллов	Исследование кинетики электронно-возбужденного молекулярного азота в спрайтах и разрядной камере	109
--	---	-----

Ю.Н. Куликов, А.С. Кириллов	Моделирование свечения Атмосферных полос синглетного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ в полярной ионосфере	114
-----------------------------	---	-----

А.В. Тertyшников	15 лет функционирования ионозондов ФГБУ «ИПГ» на солнечно-синхронной орбите	118
------------------	--	-----

В.М. Уваров	Основные результаты численного моделирования полярной ионосферы	123
-------------	--	-----

В.Л. Халипов, А.Е. Степанов, Г.А. Котова, С.Е. Кобякова	Развитие поляризационного джета во время больших мировых магнитных бурь	126
--	--	-----

## SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

Y.Y. Kulikov, V.G. Ryskin, V.M. Demkin, V.I. Demin, A.S. Kirillov	Long-term microwave measurements of the middle atmosphere ozone above Apatity (67N, 33E) in winter-spring seasons	130
В.И. Демин, Ю.В. Меньшов, А.Н. Суздалев	Исследование микроклиматической изменчивости температуры воздуха в районе Мурманска с использованием автоматических дорожных метеорологических станций	134
Е.А. Михалко, Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Б.Б. Гвоздевский	Расширение системы регистрации гамма-излучения при осадках на Шпицбергене	139
Д.Б. Рождественский, В.И. Рождественская, В.А. Телегин, В.М. Михайлов	Прогноз долгопериодной составляющей приземной температуры для некоторых приполярных городов РФ	143

## SESSION 7. HELIOBIOSPHERE

Э.Г. Мирмович	Арктика как междисциплинарная научная экспериментальная и практическая образовательная лаборатория изучения геосферных возмущений гелиогеофизического характера	148
Author index		151

DOI: 10.51981/2588-0039.2025.48.001

EDN: APCGZS

# IONOSPHERIC RESPONSE TO THE GEOMAGNETIC STORMS OF MAY AND OCTOBER 2024

C.M. Anoruo, P.R. Fagundes, V.G. Pillat

*Laboratorio de Fisica e Astronomia, Universidade do Vale do Paraiba (UNIVAP), Av. Shishima Hifumi  
2911, Urbanova, Sao Jose Dos Campos, SP-Brazil*

## Abstract

Pole-to-pole VTEC data from the Madrigal GNSS network on May 10 – 12 and October 10 – 12, 2024, were analyzed to diagnose the ionospheric response during the May superstorm and the October severe storm. VTEC, superimposed with S4 and  $\sigma$  scintillation, was used to study the spatiotemporal evolution of small-scale irregularities, while ROTI data from the ISEE GNSS network complemented the analysis by examining large-scale irregularities during both events. ROTI keograms at  $90^\circ - 60^\circ\text{W}$  and  $60^\circ - 90^\circ\text{E}$  longitudes revealed an eastward PPEF response, which favored the development of both small- and large-scale irregularities.

## 1. Introduction

May 10 – 13, 2024 generated the most powerful coronal mass ejection (CME) that has occurred over the past 20 years which prompted geomagnetic storm complemented with auroras observed worldwide. The storm event showed significant solar-terrestrial coupling and that got its scientific name as "Mothers day superstorm". The storm commencement to the main phase showed ionospheric turbulent and classified as superstorm (see Table 1). More information about this storm is published in Fagundes et al. (2025). Similarly, October 10, 2024 had a fast-moving CME that impacted earth and prompted another strong geomagnetic storm, currently under scientific investigation. Both storms showed significant ionospheric features and their scientific impact is beneficial to systems that relays on radio signals.

Table 1 shows detailed information about storms. CMEs are massive eruptions of solar plasma and embedded magnetic fields from the Sun's corona, as well one of the primary drives of geomagnetic storms.

Table 2 shows occurrence of CMEs, the angular width that indicate CME type and their velocities. During this CME occurrences, the ionosphere experienced several turbulents which resulted in excursions of both solar and geomagnetic parameters as seen in Figure 1.

## 2. Data and method

To characterize the response of the ionosphere during both storms, pole-to-pole 5-min VTEC data from the Madrigal GNSS network on May 10 – 12 and October 10 – 12, 2024, were analyzed to diagnose the ionospheric response during the May superstorm and the October severe storm. VTEC, superimposed with S4 and  $\sigma$  scintillation, was used to study the spatiotemporal evolution of small-scale irregularities, while 5-min ROTI data from the ISEE GNSS network complemented the analysis by examining large-scale irregularities during both events. VTEC meridional average of zonal drift at  $90^\circ - 60^\circ\text{W}$  and  $60^\circ - 90^\circ\text{E}$  longitudes were computed followed by prompt penetration electric field (PPEF) data obtained from PPEF model to see space-time VTEC depletions that must have resulted from ambient electric fields over longitudes that gave rise to ExB drift.

## 3. Results

The storms information (Fig. 1) from top to bottom has highlighted both interplanetary and geomagnetic conditions observed during both events. To quantify the arrival of CMEs with geomagnetic storm effect, a partial halo CME occurred at 9:24 UT (May 9) that may have arrived earth ~33 hrs following moderate to fast CME cascades that occurred May 10 and resulted to high solar wind (indicated green) above  $> 700$  km/s. For the October storm, this same event arrived earth ~65 hrs (22:12 UT, October 7) with very high solar wind speed  $> 800$  km/s. These geoeffective disturbance created conditions for a geomagnetic storm. Figure 2 shows selected space-time evolutions of VTEC overlaid with S4 and  $\sigma$  scintillations for both north and south hemispheres. Extreme scintillation (S4 and  $\sigma \geq 0.5$ ) corresponded with VTEC depletion were observed at 20:30 UT and 20:50 UT in northern hemisphere in May 10 (signifies storm main phase) and no corresponding occurrence in south hemisphere for May storm. Extreme scintillations were also observed on May 11 at 3:40 UT immediately during storm recovery but no scintillations were observed on May 12.

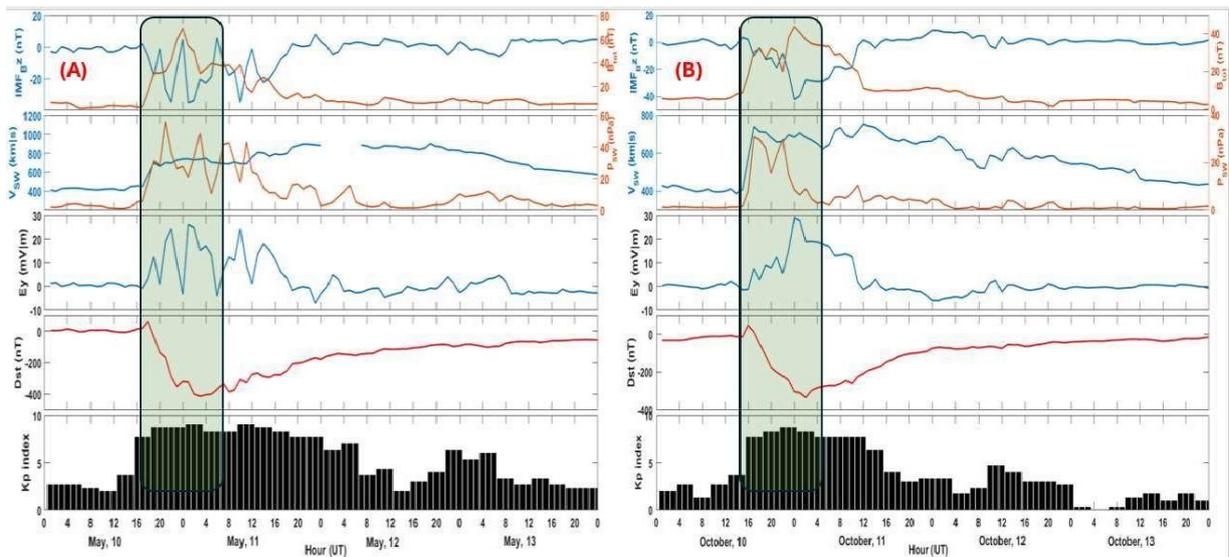
**Table 1.** Information about May and October geomagnetic storms.

Storm type	Storm commencement	Storm minima	Dst	Class
G5	17:10 UT (May 10)	1:35 UT (May 11)	-412 nT	Super
G4	15:25 UT (October 10)	2:00 UT (Oct 11)	-335 nT	Severe

**Table 2.** CME days and time of occurrence with velocities of propagation.

Event	CME start Time/Day	Angular width	Velocity (km/s)
1	9:24 UT (May 9)	166	1250
2	7:12 UT (May 10)	92	679
3	8:12 UT (May 10)	112	213
4	2:24 UT (May 11)	360	1008
5	17:36 UT (May 11)	174	520
6	3:36 UT (May 12)	96	452
7	9:24 UT (May 13)	150	919
8	10:12 UT (May 13)	172	618

Event	CME start Time/Day	Angular width	Velocity (km/s)
1	22:12 UT (Oct 7)	166	446
2	23:48 UT (Oct 16)	104	318
3	3:48 UT (Oct 24)	222	844



**Figure 1.** May 2024 solar wind and geomagnetic parameters (A) and October (B).

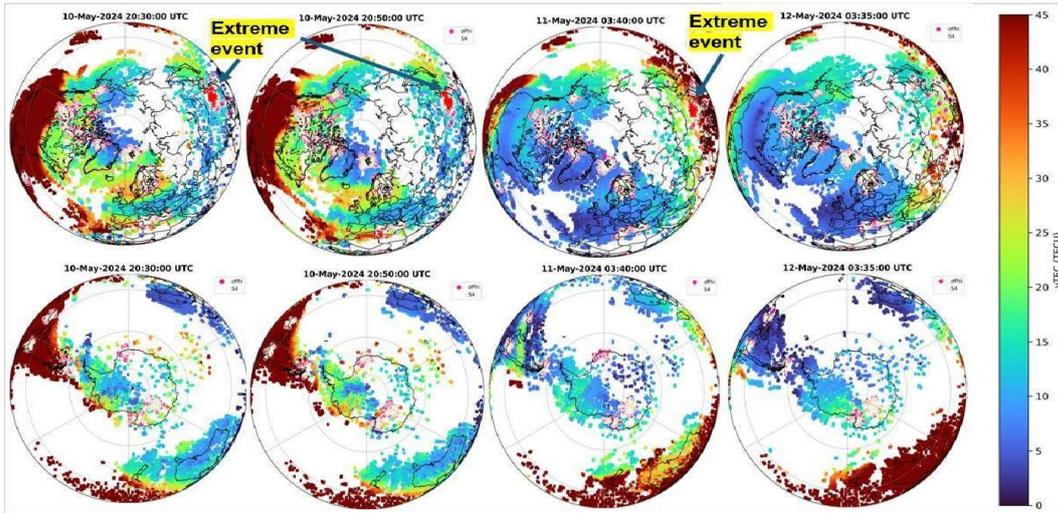


Figure 2. VTEC + S4 and  $\sigma$  scintillation spatial evolution for each 5-min timestamps for May 10 – 12, 2024.

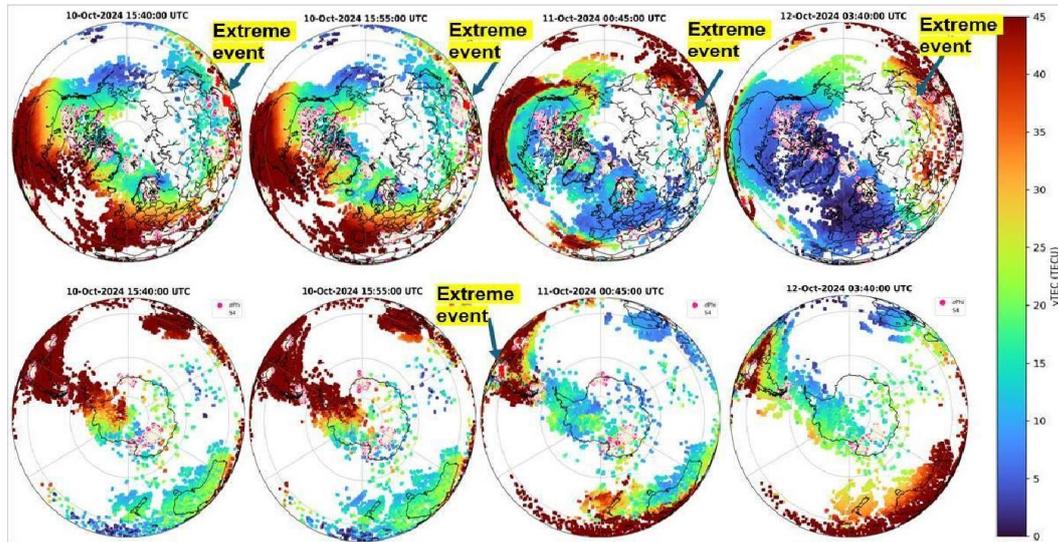


Figure 3. VTEC + S4 and  $\sigma$  scintillation spatial evolution for each 5-min timestamps for October 10 – 12, 2024.

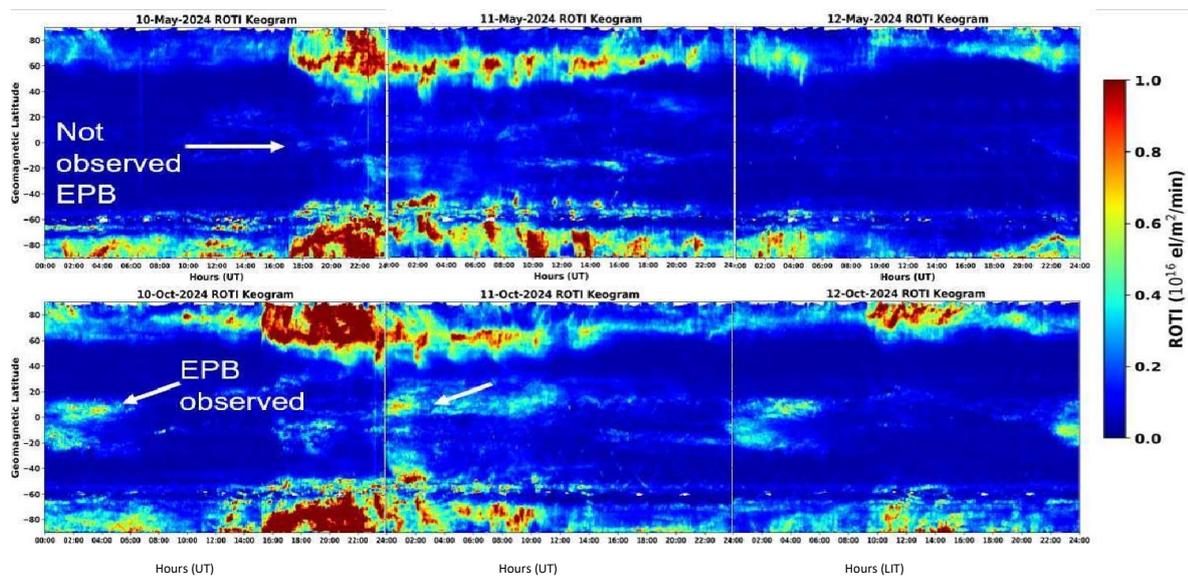


Figure 4. ROTI space and time evolution during both storms.

October storm (Figure 3) showed different occurrence where VTEC depletions and corresponding scintillation started to occur from 15:40 UT before the storm commencement. October 11 and 12 also recorded extreme scintillations, indicating strong ionospheric disturbance. October 11 at 0:45 UT recorded north and south hemisphere severe scintillation at different sector. These significant ionospheric irregularities that can disrupt GNSS signals. ROTI keogram in Figure 4 clearly show strong plasma bubbles for October storm more than May storm. Again, strong interhemispheric plasma bubbles are observed during storm recovery on October storm (Fig. 4).

Table 3 showed statistics of S4 and  $\sigma_{\phi}$  scintillation that occurred simultaneously for each sector. The time evolutions of scintillation indicated more occurrence for October storm if compared to May storm.

**Table 3.** Statistics of time and sector scintillations occurrences for both storms.

Event	S4/ $\sigma_{\phi}$ North	S4/ $\sigma_{\phi}$ South	Event	S4/ $\sigma_{\phi}$ North	S4/ $\sigma_{\phi}$ South
May 10	12:55 (Asia)	17:55 (Africa)	Oct 10	0:40 – 1:40 (America)	0:30 – 2:25 (America)
	13:05 (Asia)	18:00 – 18:35 (Africa)		11:20 – 11:45 (Asia)	4:20 – 4:50 (America)
	13:20 (Asia)	23:15 (Antarctica)		12:10 – 16:25 (Asia)	16:20 (Africa)
	13:25 (Asia)			16:50 – 17:30 (Africa)	19:00 – 20 – 25 (Africa)
	15:55 (Asia)			17:35 (America)	
	16:40 (Asia)			18:30 – 18:50 (Europe)	
	17:50 (America)			19:00 – 19:35 (Africa)	
	19:40 (Africa)			21:35 (America)	
	20:45 (Africa)			21:40 (Africa)	
	20:30 – 20:50 (Asia)				
	22:20 (Africa)		Oct 11	0:0 – 0:15 (Africa)	0:0 – 1:45 (America)
	22:50 (America)				3:55 (America)
May 11	12:30 (Asia)				
	18:55 (Asia)		Oct 12	11:40 (Asia)	2:00 (America)
	22:10 (Asia)			13:00 (Asia)	4:25 – 5:00 (America)
				13:55 – 14:00 (Asia)	5:35 (America)
May 12	*	*		17:30 (Asia)	19:10 – 20:05 (Africa)
				19:20 – 20:05 (Africa)	

#### 4. Conclusion

The analysis of both storms have revealed significant and interesting ionosphere response. The following conclusions were drawn:

- i. Scintillation observed when TEC < 25 TECU during the storm commencement and < 10 TECU for storm main (20:30 UT) for May superstorm.
- ii. The commencement to the recovery stages for October storm showed extreme scintillations & strong interhemispheric widespread large-scale irregularities.

#### References

Fagundes, P.R., Pillat, V.G., Habarulema, J.B., Muella, M.T.A.H., Venkatesh, K., de Abreu, A.J., Anoruo, C.M., Vieira, F., Welyargis, K.H., Agyei-Yeboah, E., Tardelli, A., Felix, G.S., Picanço, G.A.S. (2025). Equatorial Ionization Anomaly Disturbances (EIA) Triggered by the May 2024 Solar Coronal Mass Ejection (CME): The Strongest Geomagnetic Superstorm in the Last Two Decades. *Advances in Space Research*. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2025.02.007>

DOI: 10.51981/2588-0039.2025.48.002

EDN: AQKSKM

## MAIN CHARACTERISTICS OF THE FIRST AURORAL ARC BRIGHTENING AND SUBSTORM ONSET LOCALIZATION

E.E. Antonova<sup>1,2</sup>, M.V. Stepanova<sup>3</sup>, I.P. Kirpichev<sup>2</sup>, V.G. Vorobjev<sup>4</sup>,  
O.I. Yagodkina<sup>4</sup>, I.L. Ovchinnikov<sup>1</sup>, D.Yu. Naiko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia;*  
e-mail: [elizaveta.antonova@gmail.com](mailto:elizaveta.antonova@gmail.com)

<sup>2</sup>*Space Research Institute (IKI) Russian Academy of Science, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Department of Physics, University of Santiago de Chile, Santiago, Chile*

<sup>4</sup>*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

**Abstract.** This study examines the main features of the initial auroral arc brightening and the localization of substorm onset. Our findings challenge the traditional large-scale magnetospheric dynamics framework, which predominantly relies on the idealized magnetohydrodynamic (MHD) model and the frozen-in condition—typically assumed to be violated only at a few specific points along certain magnetic field lines. Through detailed analysis, we demonstrate that the observed auroral breakup phenomena can be described by the existence of a high level of turbulence in the Earth’s magnetotail and the penetration of large-scale interplanetary magnetic field into the magnetosphere.

### 1. Introduction

Large-scale magnetospheric dynamics have long been described by the *Dungey* (1961) model, which assumes ideal magnetohydrodynamics (MHD) and the frozen-in condition above the ion Larmor radius and ion diffusion length scales. However, recent findings (*Antonova et al.*, 2023, 2025) emphasize the importance of the Hall term in the generalized Ohm's law, demonstrating the breakdown of the frozen-in approximation. The relative contribution of the Hall term is determined by a ratio between the plasma and Alfvén speeds (see, for example, (*Paschmann et al.*, 2002)). Because large-scale magnetospheric plasma motion typically occurs at speeds much slower than the Alfvén speed, the analysis of relative contributions of different terms in the generalized Ohm's law shows a significant increase in the scale at which ideal MHD and the frozen-in condition become invalid (*Antonova et al.*, 2023, 2025). Furthermore, the plasma sheet has exhibited high levels of turbulent fluctuations since the beginning of the space age (see, for example, (*Antonova*, 1985)). *Dungey* himself recognized this as a major limitation of the frozen-in approach.

Considering the aforementioned advances in our understanding of key magnetospheric processes, it is necessary to revise the mechanisms describing the onset of magnetospheric substorms and the brightening of auroral arcs at the equatorial edge of the oval. The approaches to description of the magnetosphere, which were not based on the ideal MHD and frozen-in condition have been developing also since a long time. For example, beginning with the foundational work of *Chapman and Ferraro* (1931), the pressure balance at the magnetopause has been extensively studied. The pressure balance across the turbulent magnetotail has also been examined (see references in the reviews by *Ovchinnikov and Antonova* (2017), *Antonova and Stepanova* (2021)). Several studies have focused on the penetration of the large-scale interplanetary magnetic field deep into the magnetosphere (see *Borovsky et al.* (1998), *Vorobjev et al.* (2001), *Frank and Sigwarth* (2003), *Petrukovich* (2011), *Tsyganenko and Andreeva* (2020), among others). Numerous satellite observations have demonstrated the existence of field-aligned drops in the electrostatic potential that accelerate auroral electrons. However, none of these observations have been adequately explained by theories of large-scale magnetospheric dynamics based on the *Dungey* (1961) model.

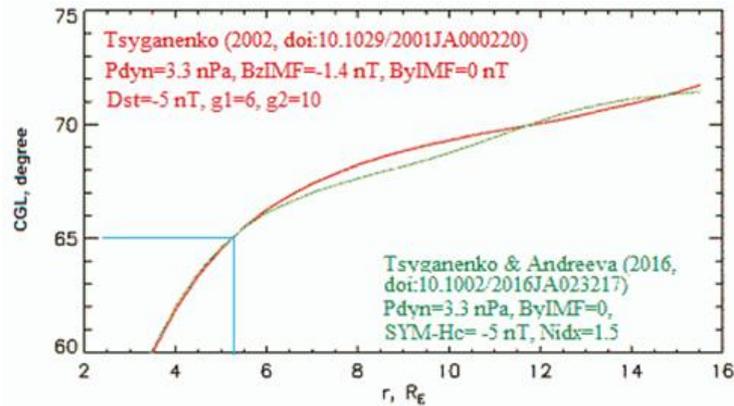
This paper briefly examines the key features of auroral arc brightening at the onset of an isolated substorm and its spatial localization, which are important for revising the existent approaches to the key magnetospheric processes.

### 2. Localization of substorm expansion phase onset

The *Dungey* concept postulates the existence of laminar plasma flow and a non-fluctuating magnetic field in the tail, as well as the location of the substorm expansion phase onset at a relatively large geocentric distance. At this location, the frozen-in condition is disrupted, leading to magnetic reconnection accompanied by accelerated plasma flows, changes in the magnetic field line topology, and particle acceleration. The accelerated flows directed toward the Earth reach smaller geocentric distances, where the auroral arc brightens and the substorm expansion phase begins. The detection of accelerated plasma flows toward the Earth, known as bursty bulk flows (BBFs), appeared to confirm this idea. However, it became clear from the discovery of BBFs that such an explanation faced fundamental challenges, which were further confirmed by subsequent observations in the magnetotail from CLUSTER, THEMIS, and MMS missions. BBFs were observed far more frequently than magnetospheric substorms. Additional difficulties arose in

explaining magnetospheric substorms during magnetic storms, as substorms and discrete auroras were detected deep inside the magnetosphere.

The latest results in this direction include the works of *Vorobjev et al.* (2024, 2025), who showed, using DMSP data, that the onset of isolated substorm is associated with a narrow, well-defined peak in electron precipitation. This peak occurs near the boundary of the b2i ion precipitation region and is associated with a bright auroral arc with an intensity in the green line  $I_{557.7} \sim 30$  kR. The latitude of the b2i boundary during quiet periods is  $\Phi' = 68.3^\circ \pm 0.6^\circ$  corrected geomagnetic latitude (CGL), whereas before the onset of a substorm and during its initial stage, the b2i boundary shifts to latitudes of  $\Phi' = 65.4^\circ \pm 0.7^\circ$  CGL. This finding is inconsistent with the prevailing ideas regarding the localization of substorm onset in the magnetotail or at the equatorial boundary of the plasma sheet. Furthermore, Fast satellite observations analyzed in previous studies (*Dubyagin et al.*, 2003; *Mende et al.*, 2003) recorded the formation of a powerful field-aligned electron beam, with a flux of approximately  $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , precisely at the moment of substorm onset. The CGL of the beam localization in these studies was approximately  $65^\circ$ . According to the Tsyganenko 1996 model ([https://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/empirical-models/magnetic\\_field/t96/](https://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/empirical-models/magnetic_field/t96/)), projecting this latitude into the nighttime hours corresponds to a geocentric distance of about  $8 R_E$  (*Dubyagin et al.*, 2003). For a long time, therefore, the observational results from Fast were not considered as they significantly contradicted to established points of view. However, advancements in modeling the Earth's magnetospheric magnetic field have led to revised projections of the Fast data. Figure 1 presents the CGL projection around midnight, showing that the corrected geomagnetic latitude of approximately  $65^\circ$  corresponds to a geocentric distance of about  $5 R_E$ . This places the location within the ring current region, thus resolving the issue concerning the localization of the isolated substorm onset.



**Figure 1.** Mapping of the isolated substorm onset region in the night sector in magnetically quiet conditions according to the model (*Tsyganenko*, 2002) and (*Tsyganenko and Andreeva*, 2016).

### 3. Mechanism of substorm development and first auroral arc brightening

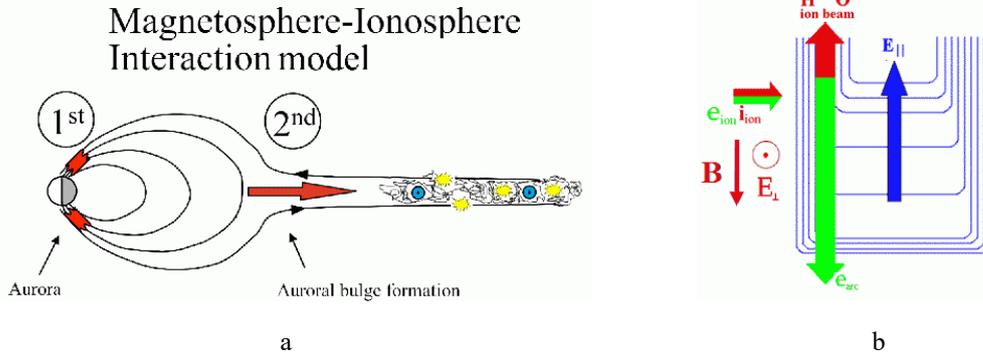
The localization of the onset of an isolated substorm at approximately  $5 R_E$ , situated at the boundary of the ion distribution function's isotropization region, suggests the action of a mechanism within the ring current that is independent of changes in the magnetic field line topology. However, the most advanced substorm models fail to account for these observational findings.

Historically there are two competing models trying to explain substorm onset: the Outside-In model, based on reconnection in the magnetotail, and the Inside-Out model, attributing substorm onset to current disruption at  $\sim 10 R_E$  geocentric distance. The THEMIS project aimed to distinguish between these models, both of which assumed a laminar magnetic field in the tail. If the first scenario were to occur, the disturbance would first be observed on the satellite farthest from Earth, followed by a subsequent disturbance closer to Earth. Only after this the first auroral arc brightening would occur. If the second scenario were to occur, an initial disturbance would be observed at a geocentric distance of  $\sim 10 R_E$ , followed by auroral arc brightening, and then a disturbance at a greater distance. Neither model's predictions were definitively confirmed by the THEMIS data.

First, this verification was hindered by the consistently high level of turbulence in the plasma sheet and the frequent occurrence of bursty bulk flows (BBFs). Despite several studies, detecting a disturbance in the magnetotail prior to the brightening of the arc nearest the equator—which is subsequently observed at a distance of approximately 10 Earth radii ( $\sim 10 R_E$ )—proved to be quite challenging. Another significant obstacle was the absence of a reliable model to accurately project the arc brightening observed from ground-based measurements onto the equatorial plane (see the discussion in Section 2 of this paper).

At the beginning of the space age, *Tverskoy* (1969, 1972) proposed a model that explained the structure of large-scale electric fields in the magnetosphere without relying on a reconnection framework. This model also predicted the configuration of large-scale field-aligned currents, which were later observed and measured during both magnetically quiet and disturbed periods. Further development of these ideas was carried out by *Antonova* (2002) and *Stepanova et*

al. (2002), who incorporated the presence of a turbulent magnetotail and the onset of the substorm expansion phase, marked by the brightening of auroral arcs closest to the equator. Figure 2a presents a schematic illustrating the mechanism at work, while Figure 2b contains a scheme illustrating the process of auroral arc brightening.



**Figure 2.** Scheme illustrating the action of mechanism suggested in (Antonova, 2002) (a) and the scheme illustrating the process of auroral arc brightening (Stepanova et al., 2002; Antonova, 2022) (b).

The substorm theory (Antonova, 2002) addresses the development of instability in large-scale field-aligned currents, which results in their stratification and the formation of multiple large-scale inverted-V structures accompanied by large-scale field-aligned electric fields. As this instability develops, the pattern of large-scale convection evolves, and a component of the self-consistent electric field emerges, causing drift across the large-scale structure. This drift causes cold ionospheric plasma to be injected into the region of the field-aligned potential drop. At the boundary of this region, a powerful electron beam forms, accompanied by the brightening of an auroral arc. The field-aligned electron energy within this structure does not exceed energy of magnetospheric electrons accelerated in an inverted V, and the transverse energy remains below several electronvolts. The observed high level of Alfvénic fluctuations in this region is attributed to the development of instability in the transversely cold beam. This approach circumvents the difficulties associated with theories that explain the acceleration of observed beams by kinetic Alfvén waves (see the discussion in Antonova, 2022).

#### 4. Discussion and Conclusions

The penetration of the IMF into the magnetosphere and the high level of turbulence in the tail resolve many issues that emerged from the previously dominant assumption that the ideal magnetohydrodynamics approach is valid everywhere except at specific points and along special “reconnection” lines. When IMF penetration occurs for IMF  $B_z < 0$ , the magnetic field strength decreases, causing the volume of the magnetic flux tube to increase. This increase results in a localized pressure drop, which can create a pressure gradient directed toward the tail. Consequently, a plasma channel with reduced pressure forms, driving plasma flow earthward that is observed as a bursty bulk flow (BBF). This flow is inherently unstable and serves as a major source of increased turbulence in the BBF region. The latest findings on tail turbulence have been obtained using MMS data (see Naiko et al. (2025)). Turbulence is observed in all three components of both the electric and magnetic fields within the tail. Furthermore, the spectral slopes of the electric and magnetic fields differ significantly (Ovchinnikov et al., 2024), and double layers have been detected in the BBF regions (Ergun et al., 2018).

This implies that the observed turbulence may have a significant electrostatic component. Experimental data supporting the dominant role of electrostatic fields in magnetospheric dynamics are gradually accumulating, strengthening the case for developing unconventional approaches to magnetospheric physics. In this context, the problem of establishing a magnetostatic equilibrium configuration amid changing external boundary conditions imposed by the solar wind becomes particularly important.

Our discussion of substorm phenomena leads to the following conclusions:

- An isolated substorm does not originate in the magnetotail; rather, it begins at approximately  $L=5$ , within the ring current region.
- The substorm expansion phase starts with the brightening of the arc closest to the equator, caused by the formation of a narrow, cold transverse electron beam.
- This electron beam forms due to the drift of ionospheric plasma into the region of a field-aligned potential drop.

#### Acknowledgments

The study of EEA, ILO and DYuN was conducted under the state assignment of Lomonosov Moscow State University; the study of OIY was supported by RNF project 25-17-20038; the study of MVS by ANID/PIA ATE220057 grant.

## References

- Antonova E.E. (1985). The nonadiabatic character of diffusion and the equalization of concentration and temperature in the plasma sheet of the earth magnetosphere. *Geomagnetizm i Aeronomiia*. V. 25. No. 8. P. 623–627.
- Antonova E.E. (2002). The results of INTERBALL/Tail observations, the innermagnetosphere substorm onset and particle acceleration. *Adv. Space Res.* V. 30. No. 7. P. 1671–1676. doi:10.1016/S0273-1177(02)00434-9
- Antonova E.E., Stepanova M.V. (2021). The impact of turbulence on physics of the geomagnetic tail. *Front. Astron. Space Sci.* V. 8:622570. doi:10.3389/fspas.2021.622570
- Antonova E.E. (2022). From physics of polar aurora to changes of the fundamental approaches to the physics of the magnetospheric processes. *Front. Astron. Space Sci.* V. 9:1045689. doi:10.3389/fspas.2022.1045689
- Antonova E.E., Stepanova M.V., Kirpichev I.P. (2023). Main features of magnetospheric dynamics in the conditions of pressure balance. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 242, 105994. doi:10.1016/j.jastp.2022.105994
- Antonova E.E., Kirpichev I., Stepanova M. (2025). Hall scale in the Earth's magnetosphere and magnetospheric substorm. *Geophys. Res. Lett.* V. 52. e2024GL114315. doi:10.1029/2024GL114315
- Borovsky J.E., Thomsen M.F., Elphic R.C. (1998). The driving of the plasma sheet by the solar wind. *J. Geophys. Res.* V. 103. No. A8. P. 17617–17639. doi:10.1029/97JA02986
- Chapman S., Ferraro V.C.A. (1931). A new theory of magnetic storms. Part I – The initial phase. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. V. 36. P. 171–186.
- Dubyagin S.V., Sergeev V.A., Carlson C.W., Marple S.R., Pulkkinen T.I., Yahnin A.G. (2003). Evidence of near-Earth breakup location. *Geophys. Res. Lett.*, V. 30. Iss. 6. 1282. doi:10.1029/2002GL016569
- Dungey J. (1961). Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Physical Review Letters*. V. 6. No. 1. P. 47–48. doi:10.1103/PhysRevLett.6.47
- Ergun R.E., Goodrich K.A., Wilder F.D., et al. (2018). Magnetic reconnection, turbulence, and particle acceleration: Observations in the Earth's magnetotail. *Geophys. Res. Lett.* V. 45. No. 8. P. 3338–3347. doi:10.1002/2018GL076993
- Frank L.A., Sigwarth J.B. (2003). Simultaneous images of the northern and southern auroras from the Polar spacecraft: An auroral substorm. *J. Geophys. Res. Atmospheres*. V. 108. No. A4. 8015. doi:10.1029/2002JA009356
- Mende S.B., Carlson C.W., Frey H.U., Peticolas L.M., Østgaard N. (2003). FAST and IMAGE-FUV observations of a substorm onset. *J. Geophys. Res.* V. 108. No. A9. 1344. doi:10.1029/2002JA009787
- Naiko D.Yu., Ovchinnikov I.L., Antonova E.E. (2025). Dependence of eddy diffusion coefficient on plasma parameter  $\beta$  in Earth's magnetotail. *Solar-Terrestrial Physics*. V. 11. Iss.1. P. 27–35. doi:10.12737/stp-111202503
- Ovchinnikov I.L., Antonova E.E. (2017). Turbulent transport of the Earth magnetosphere: Review of the results of observations and modeling. *Geomagnetism and Aeronomy*. V.57. No. 6. P. 655–663. doi:10.1134/S0016793217060081
- Ovchinnikov I.L., Naiko D.Yu., Antonova E.E. (2024). Fluctuations of the electric and magnetic fields in the plasma sheet of the Earth's magnetotail according to MMS data. *Cosmic Res.* V. 62, No. 1. P. 10–33. doi:10.1134/S0010952523700788
- Paschmann G., Haaland S., Treumann R. (2002). Auroral plasma physics. *Space Sci. Rev.* V. 103. No. 1-4. P. 1–485. doi:10.1023/A:1023030716698
- Petrukovich A.A. (2011). Origins of plasma sheet By. *J. Geophys. Res.* V. 116. No. A7. A07217. doi:10.1029/2010JA016386
- Stepanova M.V., Antonova E.E., Bosqued J.M., Kovrazhkin R.A., Aubel K.R. (2002). Asymmetry of auroral electron precipitations and its relationship to the substorm expansion phase onset. *J. Geophys. Res.* V. 107. No. A7. doi:10.1029/2001JA003503
- Tsyganenko N.A. (2002). A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 2. Parametrization and fitting to observations. *J. Geophys. Res.* V. 107, 1176. doi:10.1029/2001JA000220
- Tsyganenko N.A., Andreeva V.A. (2016). An empirical RBF model of the magnetosphere parameterized by interplanetary and ground-based drivers. *J. Geophys. Res.* V. 121. No 11. P. 10786–10802. doi:10.1002/2016JA023217
- Tsyganenko N.A., Andreeva V.A. (2020). Magnetospheric “penetration” of IMF by viewed through the lens of an empirical RBF modeling. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*. V. 125. No. 1. e27439. doi:10.1029/2019JA027439
- Tverskoy B.A. (1969). On the electric fields in the magnetosphere of the Earth. *DAN USSR*. V. 188. No. 3. P. 575–578.
- Tverskoy B.A., Electric fields in the magnetosphere and the origin of trapped radiation, in *Solar-Terrestrial Physics*, edited by E.R. Dyer, P. 297–317, Dordrecht, Holland, 1972.
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Sibeck D., Liou K., Meng C.-I. (2001). Aurora conjugacy during substorms: Coordinated Antarctic ground and Polar Ultraviolet observations. *J. Geophys. Res.* V. 106. Iss. A11. P. 24579–24592. doi:10.1029/2001JA900025
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Antonova E.E., Kirpichev I.P. (2024). Latitudinal distribution of characteristics of night auroral precipitations during the beginning of substorms. *Proc. XLVII Annual Seminar, Apatity*, P. 68–72, doi:10.51981/2588-0039.2024.47.015
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Antonova E.E., Kirpichev I.P. (2025). Latitudinal distribution of nighttime auroral precipitation during magnetic calm and near the time of substorm onset. *Geomagnetizm i Aëronomiã*. V. 65. No. 2. P. 143–158. doi:10.31857/S0016794025020012

## SUPERSUBSTORMS AND GEOMAGNETICALLY INDUCED CURRENTS ON 10 MAY 2024

I.V. Despirak<sup>1</sup>, P.V. Setsko<sup>1</sup>, A.A. Lubchich<sup>1</sup>, Ya.A. Sakharov<sup>1</sup>, V.N. Selivanov<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Northern Energetic Research Center, Kola Scientific Centre RAS, Apatity, Russia*

**Abstract.** Very strong magnetic storm (superstorm) with  $K_p = 9$  and  $Dst = -406$  nT occurred on 10-13 May 2024. The superstorm was characterized by a gradual, three-step main phase development with maximum at  $\sim 02:14$  UT on 11 May ( $SYM/H = -518$  nT), and the prolonged recovery phase until May 13. At the background of the storm additional geomagnetic activities were also registered – intense substorms and geomagnetic pulsations. Recent studies have shown that substorms development was main source of intense geomagnetically induced currents (GICs) occurred in the night sector, whereas  $Pi3/Pc5$  geomagnetic pulsations were primary sources of intense GICs in the morning sector. Besides, extremely intense geomagnetic disturbances, so-called supersubstorms (SSSs:  $SML < -2500$  nT), were recorded during the main phase of the May storm: at  $\sim 19:20$  UT,  $\sim 19:50$  UT and  $\sim 22:40$  UT on 10 May 2024. The aim of this study is to analyze the enhancement of GICs in electrical circuits in the northwest of Russia during supersubstorms recorded at the main phase on 10 May 2024. The appearance of GICs were monitored using data from stations Vykhodnoy (VKH), Loukhi (LKH) and Kondopoga (KND) in the northwestern Russia (PGI, EURISGIC, eurisgic.ru). The planetary spatiotemporal distribution of the magnetic disturbances was examined using data from ground-based magnetometer networks (SuperMAG and IMAGE) as well as the magnetic field measurements from the Iridium constellation of 66 satellites at an altitude of  $\sim 780$  km, distributed over six orbital planes equally spaced in longitude (AMPERE project). The fine spatiotemporal structure of electrojet development during the supersubstorms was investigated using latitudinal profiles of the equivalent currents derived from MIRACLE system. It was shown that extremely intense GICs were not recorded during supersubstorms, despite the fact that the GIC measurement stations were located in night sector at this time. Possible reasons for the absence of strong GICs in electrical circuits in the northwest of Russia during the development of the supersubstorms on May 10 2024 are discussed.

### Introduction

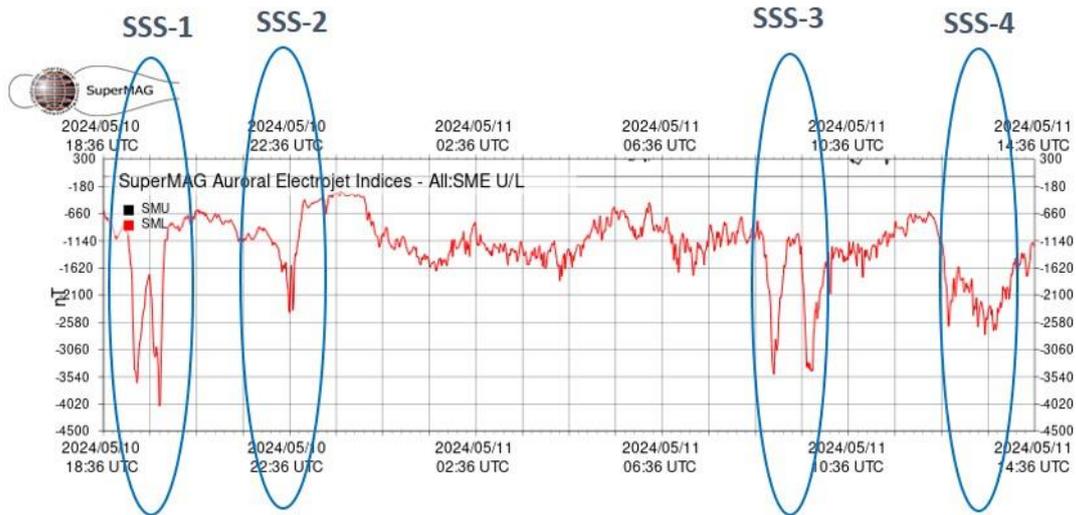
Traditionally, geomagnetically induced currents (GICs) are considered intense, low-frequency ( $\sim 0.001$ – $1$  Hz), quasi-direct currents in terrestrial technological networks, induced by electric fields generated by any rapid changes in the magnetic field during various space weather events (e.g. [Oliveira and Ngwira, 2017; Viljanen and Pirjola, 2017; Lakhina et al., 2021]). These induced electric fields arise when strong magnetospheric disturbances occur due to rapid changes in the magnetic field ( $dB/dt$ ) (e.g. [Boteler and Jansen van Beek, 1999]) and can be caused by various current system that develop in magnetosphere, such as a sharp increase in the ring current, intensification of auroral electrojets, or the generation of low-frequency pulsations [Boteler and Jansen van Beek, 1999; Despirak et al., 2022a; Yagova et al., 2021; Setsko et al., 2023].

Since 2011, a system for measuring GICs has been established and operational in northwestern Russia. This system measures GIC in the solidly grounded neutral wire of autotransformers in the existing Karelian-Kola power transmission line. GIC measurement sensors are mounted on grounded neutral wire of Y - type autotransformers at the 330 kV line at 5 substations located at geographic latitudes from  $\sim 60^\circ$  to  $\sim 69^\circ$  N (geomagnetic latitudes from  $\sim 57.3^\circ$  to  $\sim 65.5^\circ$  MLAT). These correspond to auroral and subauroral latitudes, where substorms typically develop [Sakharov et al., 2007; 2016; Selivanov et al., 2023]. Recently it has been established that the intensification and poleward movement of the westward electrojet during substorm expansion phases are main sources of intense GICs occurring in the night sector, while  $Pi3/Pc5$  geomagnetic pulsations are main sources of intense GIC in the morning sector [Despirak et al., 2022a, 2023, 2024; Setsko et al., 2023]. Despite the large number of studies devoted to the analysis of GICs, further studies of intense GICs during various space weather events and their comparison are required to better understand their geophysical sources and to predict their occurrence.

The aim of this study is to conduct the analysis of the increase of GIC during superstorm on 10-12 May 2024, namely on 10 May, at the main phase of the storm, when very intense substorms, so called supersubstorms (SSS), were observed. The term “supersubstorms” was first introduced by Tsurutani et al. [2015] to describe extremely intense magnetic substorms identified from SuperMag magnetometers network, corresponding to events with SML index values lower than  $-2500$  nT. To date, several studies have investigated the statistical occurrence of supersubstorms and their dependence on solar activity, interplanetary magnetic field (IMF) and solar wind conditions, and the presence

of magnetic storms [Hajra *et al.*, 2016; Despirak *et al.*, 2019]. The energy characteristics of supersubstorms [Tsurutani and Hajra, 2023] and a detailed case studies of individual events [Despirak *et al.*, 2020, 2022b] have also been reported.

Figure 1 shows the variations of SML index from 18:36 UT on 10 May to ~14:36 UT on 11 May. Four periods of extremely negative values of SML index (SSSs) were recorded during the storm. Two SSS events occurred at ~19:20 and ~19:50 UT, and another at ~22:40 UT on 10 May 2024, during the main storm phase. Two more SSS events developed at ~08:50 and ~09:50 UT, and ~12:45 and 13:30 UT on 11 May 2024, during the recovery storm phase. In this study, we analyze the enhancement of GIC in electrical circuits in the northwest Russia during two SSSs observed at the main phase at ~19:20, ~19:50 UT, and ~22:40 UT on 10 May 2024, when GICs measurement stations and IMAGE chain were located in the night sector.



**Figure 1.** Variations of the geomagnetic index SML from 18:36 UT on 10 May to 14:36 UT on 11 May 2024. Four periods of the supersubstorms are shown by the blue ovals.

## Data

We used data from the system to measure GICs in the existing Karelian-Kola power transmission line with a length of over 800 km in northwestern Russia (<http://eurisgic.ru>). The system includes five stations: Vykhodnoy (VKH), Revda (RVD), Titan (TTN) (Murmansk region), Loukhi (LKH) and Kondopoga (KND) (Republic of Karelia). Geographic/geomagnetic coordinates of the stations, the data of which were available in present study: Vykhodnoy (VKH; 68.8° N, 33.1° E / 65.53° MLAT, 112.73° MLONG), Loukhi (LKH; 66.08° N, 33.12° E / 63.02° MLAT, 110.57° MLONG) and Kondopoga (KND; 62.2° N, 34.3° E / 59.11° MLAT, 110.10° MLONG). Each substation is equipped with Hall sensors that directly measure the currents flowing into the ground through the grounded neutral wire of autotransformers. Positive values mean GICs are going into the ground (Selivanov *et al.*, 2023). The main part of the 330 kV transmission line is oriented from south to north, almost along the meridian, and all substations are solidly grounded. The spatial distribution of the substorm was determined using the magnetometers data from IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>) and SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>) networks. The SML- index was also obtained from SuperMAG database. To examine the spatial distribution of magnetic disturbances along the IMAGE meridian, instantaneous maps of ionospheric equivalent currents from MIRACLE (<https://space.fmi.fi/MIRACLE/>) were analyzed.

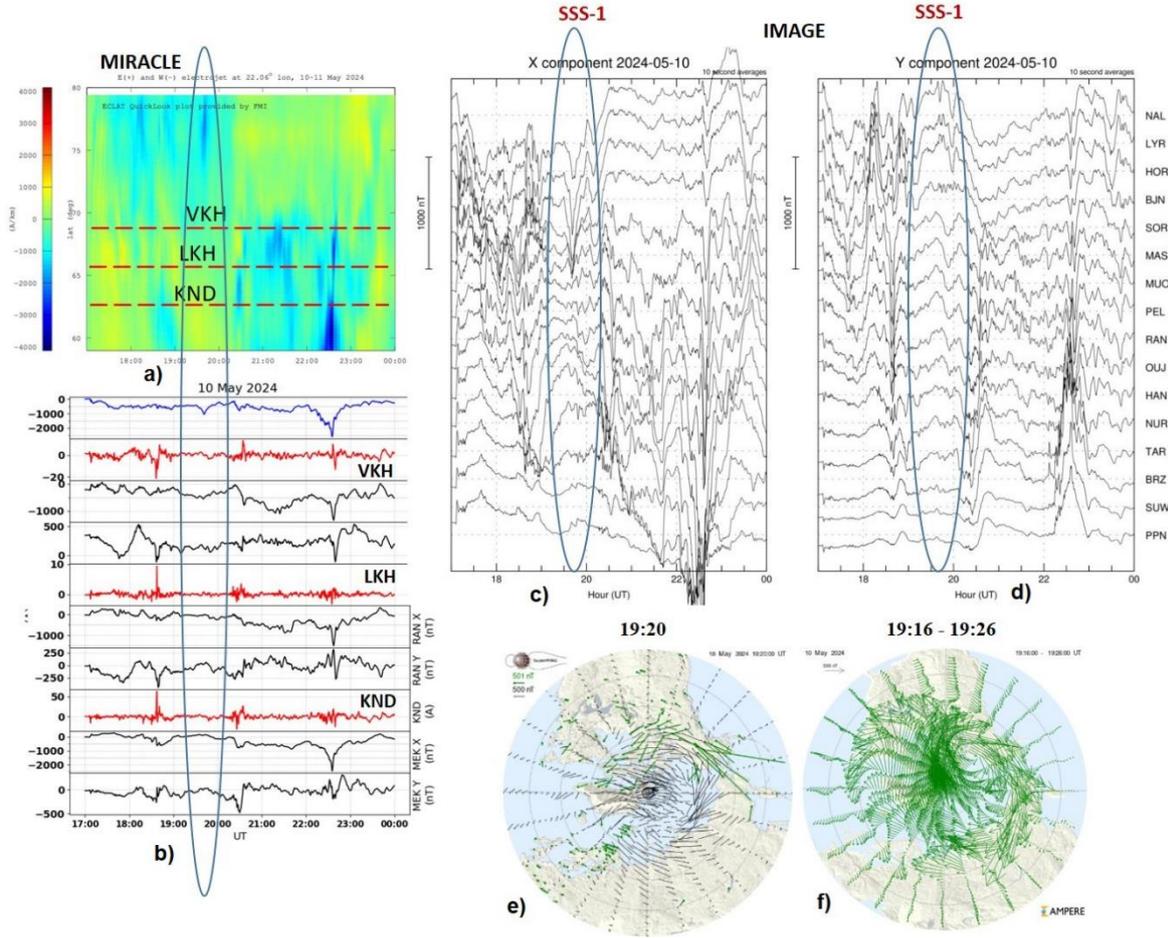
## Results

### 1. First period: SSS-1

The magnetic disturbances and GIC measurements for the first period from 17 to 24 UT on 10 May are shown in Figure 2. The SSS-1 time period shown by blue oval. Accordingly SuperMAG map, strong magnetic disturbances were registered only in the morning and daytime MLT sectors over Alaska; no strong magnetic disturbances were observed in the nighttime and evening sectors (Figure 2e). This is also confirmed by the AMPERE magnetic vector map, which shows the development of a large-scale ionospheric vortex rotating clockwise in the morning sector (Figure 2f). This vortex is shifted toward the daytime sector, such that no magnetic disturbances were observed over the IMAGE chain and GIC recording stations during the development of the SSS-1.

According to variations in the X- and Y-components of the IMAGE magnetometers from Polesie (PPN) to Ny-Ålesund (NAL), no magnetic disturbances were recorded at auroral latitudes (Figure 2c and 2d). Negative bays of ~300 nT were observed only at high latitudes from stations BJN to NAL. Below these stations, disturbances were

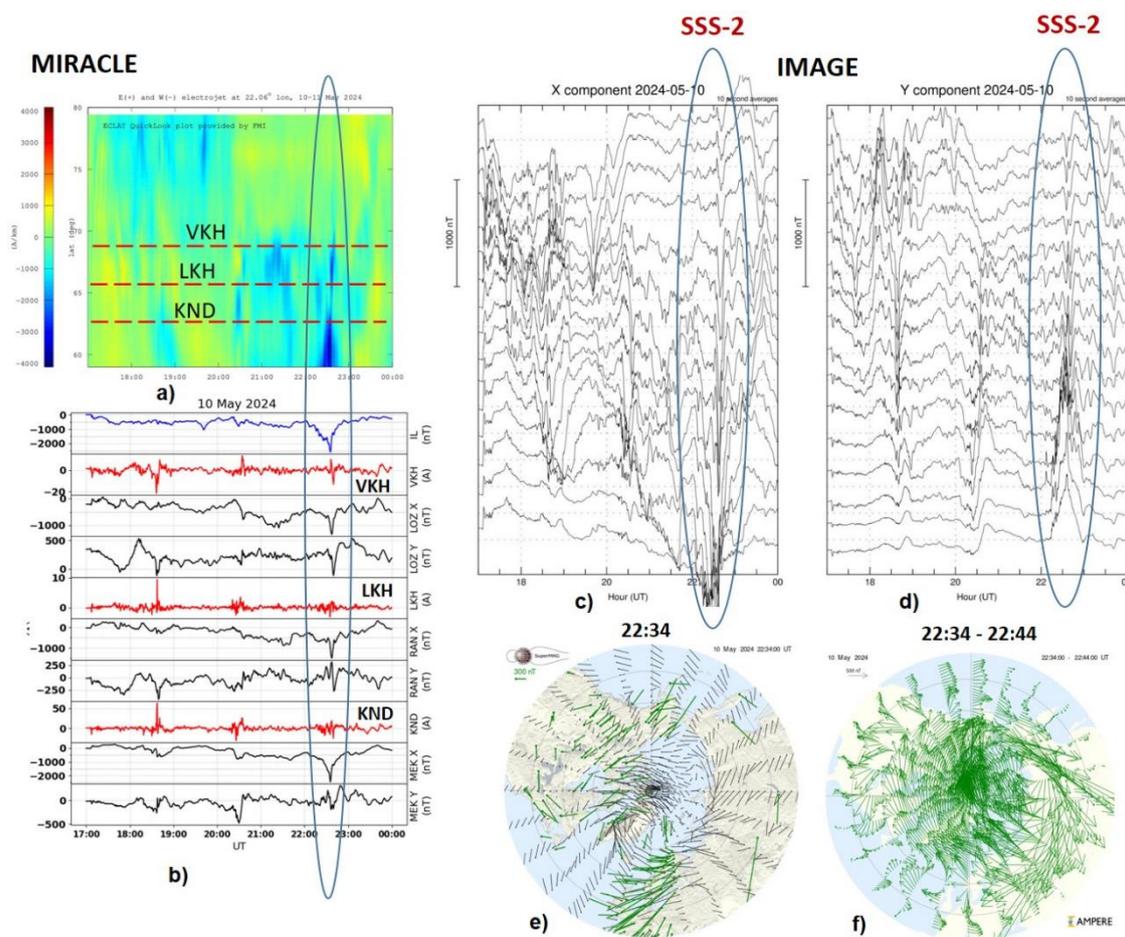
insignificant. According to MIRACLE map, the westward electrojet was registered only at high latitudes, higher than the VKH, LKH, KND stations are located (Figure 2a) and, accordingly, no GICs was recorded at stations VKH, LKH, and KND (Figure 2b).



**Figure 2.** May 10, 2024 from 17 to 24 UT, blue ovals shown the First period for the study: the map of westward and eastward latitudinal profile of the electrojets, calculated by the MIRACLE system (a); GIC profiles (red lines) located between corresponding latitudes of the IMAGE stations (b); X- and Y components of geomagnetic field from IMAGE magnetometers (chain PPN-NAL) (c, d); maps of magnetic vectors from SuperMag network (e) and AMPERE map of the spherical harmonic analysis of magnetic disturbances for the moments corresponding the moment of the maximum of SSS-1: 19:16-19:26 UT (f).

## 2. Second period: SSS-2

Figure 3 shows the magnetic disturbances and GIC measurements for the period of second supersubstorm (SSS-2); SSS-2-time period shown by blue oval. Format of the Figure 3 is the same as Figure 2. Accordingly SuperMAG and AMPERE maps, the distribution of the magnetic disturbances is different than for SSS-1. It is seen the strong and extended in latitudes westward electrojet observed in post-midnight sector, where IMAGE and GICs registration stations were located (Figure 3e and 3f). The magnetic disturbances  $\sim -500-2000$  nT were recorded from PPN to NAL  $\sim 51.4^\circ - \sim 78.9^\circ$  Geogr. Lat., but due to the strong equatorward shift the strongest  $\sim -2000$  nT of these were observed at the low-latitude stations of the chain from PPN to NUR (Figure 3c and 3d). Figure 3f demonstrated the distributions of magnetic disturbances by AMPERE data: the clockwise vortex of the magnetic vectors in morning – day sector, but additionally the very intense westward electrojet extended in longitudes: from the morning ( $\sim 10$  MLT) to the pre-midnight sector ( $\sim 22$  MLT); the strongest disturbances ( $\sim -2500$  nT) were recorded at stations in Alaska (magnetograms not shown here). Maximum of SSS-2 developed in Alaska sector, but the strong westward electrojet propagated to the West and reach the midnight sector with strongest disturbances at the subauroral and midlatitudes. Thus, at the IMAGE chain were recorded only the polar edge of SSS-2 caused the intense GICs occurred at VKH  $\sim 12$ A, LKH  $\sim 5$ A and KND  $\sim 25$ A. It was in relation with the development of the westward electrojet according to the MIRACLE map (Figure 3a).



**Figure 3.** Second period in more details, from 17 to 24 UT 10 May 2024. Format Fig.3 is the same as Fig.2.

## Conclusions

The enhancement of GICs in electrical circuits in the northwest Russia during two supersubstorms during the main phase of superstorm on 10 May 2024 were analyzed. No direct relationship was found between SSS development and occurrence of intense GICs in the power line in midnight sector. Of two SSS events, only SSS-2 was accompanied by intense GICs. The initial phase of the storm was characterized by the formation of an intense magnetic vortex in the morning – day sector over the Pacific Ocean, which led to the absence of GIC during SSS-1. The intense GICs in the northwest Russia recorded during SSS-2 were connected to the polar edge of the westward electrojet developed during SSS-2.

## Acknowledgments

The authors gratefully acknowledge the SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>), AMPERE (<http://ampere.jhuapl.edu/>), and EURISGIC (<https://eurisgic.org/>) teams for providing access to their data and tools used in this study.

## References

- Boteler D.H., Jansen van Beek G. (1999) August 4, 1972 revisited: A new look at the geomagnetic disturbance that caused the L4 cable system outage. *Geophysical Research Letters*, V. 26, Is. 5, P. 577–580. <https://doi.org/10.1029/1999GL900035>
- Despirak I.V., Lyubchich A.A., Kleimenova N.G. (2019) Supersubstorms and conditions in the solar wind. *Geomagnetism and Aeronomy*, V. 59, No. 2, P. 170–176. <https://doi.org/10.1134/S0016793219020075>
- Despirak I.V., Kleimenova N.G., Gromova L.I., Gromov S.V., Malysheva L.M. (2020) Supersubstorms during storms of September 7–8, 2017. *Geomagnetism and Aeronomy*, V. 60, No. 3, P. 292–300. <https://doi.org/10.1134/S0016793220030044>
- Despirak I.V., Setsko P.V., Sakharov Ya.A., Lyubchich A.A., Selivanov V.N., Valev D. (2022a) Observations of geomagnetic induced currents in Northwestern Russia: case studies. *Geomagnetism and Aeronomy*, V. 62, No. 6, P. 711–723. <https://doi.org/10.1134/S0016793222060032>

- Despirak I.V., Kleimenova N.G., Lyubchich A.A., Setsko P.V., Gromova L.I., Werner R. (2022b) Global Development of the Supersubstorm of May 28, 2011. *Geomagnetism and Aeronomy.*, V. 62, No. 3, P. 199–208. DOI: 10.1134/S0016793222030069
- Despirak I.V., Setsko P.V., Sakharov Ya.A., Lubchich A.A., Selivanov V.N. (2023) Geomagnetically induced currents during supersubstorms on September 7-8, 2017. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, V. 87, No. 7, P. 999–1006. <https://doi.org/10.3103/S1062873823702283>
- Despirak I., Setsko P., Lubchich A., Hajra R., Sakharov Ya., Lakhina G., Selivanov V., Tsurutani B.T. (2024) Geomagnetically induced currents (GICs) during strong geomagnetic activity (storms, substorms, and magnetic pulsations) on 23–24 April 2023. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, V. 261, Art. 106293. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2024.106293>
- Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E., Gonzalez W.D., Gjerloev J.W. (2016) Supersubstorms (SML < -2500 nT): Magnetic storm and solar cycle dependences. *J. Geophys. Res. Space Physics*, V. 121, Is. 8, P. 7805–7816. <https://doi.org/10.1002/2015JA021835>
- Lakhina G.S., Hajra R., Tsurutani B.T. (2021) Geomagnetically induced currents. In H.K. Gupta (Ed.), *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics* (pp. 523–527). Cham: Springer International Publishing. [https://doi.org/10.1007/978-3-030-58631-7\\_245](https://doi.org/10.1007/978-3-030-58631-7_245)
- Oliveira D.M., Ngwira C.M. (2017) Geomagnetically induced currents: Principles. *Braz. J. Phys.*, V. 47, P. 552–560. <https://doi.org/10.1007/s13538-017-0523-y>
- Sakharov Ya.A., Danilin A.N., Ostafichuk R.M. (2007) Recording of GICs in power systems of the Kola Peninsula, in *Trudy 7-go Mezhdunar. simp. po elektromagnitnoi sovmestimosti i elektromagnitnoi ekologii* (Proceedings of the 7th International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology), St. Petersburg: IEEE, pp. 291–293.
- Sakharov Ya.A., Katkalov Yu.V., Selivanov V.N., Viljanen A. (2016) Recording of GICs in a regional power system, in *Prakticheskie aspekty geliogeofiziki, Materialy spetsial'noi sekti "Prakticheskie aspekty nauki kosmicheskoi pogody" 11-i ezhegodnoi konferentsii "Fizika plazmy v solnechnoi sisteme"* (Practical Aspects of Heliogeophysics: Proceedings of the Special Section "Practical Aspects of the Science of Space Weather" of the 11th Annual Conference "Physics of Plasma in the Solar System"), Moscow. IKI, pp. 134–145.
- Selivanov V.N., Aksenovich T.V., Bilin V.A., Kolobov V.V., Sakharov Y.A. (2023) Database of geomagnetically induced currents in the main transmission line “Northern transit”. *Solar-Terr. Phys.*, V. 9, № 3, Art. 93101. <https://doi.org/10.12737/stp-93202311>
- Setsko P.V., Despirak I.V., Sakharov Ya.A., Lubchich A.A., Bilin V.A., Selivanov V.N. (2023) Geoiduced currents on Karelian-Kola power line and Finnish gas pipeline on September, 12–13 2017. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, V. 247, Art. 106079. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106079>
- 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.*, V. 33, P. 519–524. <https://doi.org/10.5194/angeo-33-519-2015>
- Tsurutani B.T., Hajra R. (2023) Energetics of Shock-triggered Supersubstorms (SML < -2500 nT). *The Astrophysical Journal*, V. 946, No. 1. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/acb143>
- Viljanen A., Pirjola R. (2017) Influence of spatial variations of the geoelectric field on geomagnetically induced currents. *J. Space Weather Space Clim.*, V. 7, Art. A22. <https://doi.org/10.1051/swsc/2017024>
- Yagova N.V., Pilipenko V.A., Sakharov Ya.A., Selivanov V.N. (2021) Spatial scale of geomagnetic Pc5/Pi3 pulsations as a factor of their efficiency in generation of geomagnetically induced currents. *Earth, Planets and Space*, V. 73, Art. 88. <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01407-2>



DOI: 10.51981/2588-0039.2025.48.004

EDN: BNUHSG

# THE ATMOSPHERIC OXYGEN, HYDROGEN AND HELIUM RESPONSES FOR THE EXTREME GEOMAGNETIC STORM OF 11 MAY 2024 OVER DIFFERENT REGIONS

Lake Endeshaw<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Werabe University, P.O. Box 46, Werabe, Ethiopia

<sup>2</sup>Department of Space and Planetary Science, Entoto Observatory and Research Center, Space Science and Geospatial Institute, P.O. Box 33679, Addis Ababa, Ethiopia

<sup>3</sup>Department of Physics, Addis Ababa University, P.O. Box 1176, Addis Ababa, Ethiopia

E-mail: [endeshawlake@gmail.com](mailto:endeshawlake@gmail.com); ID: <https://orcid.org/0000-0002-6400-9448>

**Abstract.** Geomagnetic storms occur when the Earth's magnetic field interacts with the magnetic fields of the solar wind. Geomagnetic storms have effects on the atmosphere, ionosphere, and magnetosphere. This study analyzes the response of the atmospheric parameters of atomic oxygen, hydrogen, and helium during the extreme magnetic storm of 11 May 2024. This storm was one of the most intense, with a minimum Dst value of -412 nT. The atmospheric oxygen, hydrogen and helium responses during the 11 May 2024 storm are studied by using the empirical atmospheric model of Naval Research Laboratory Mass Spectrometer Incoherent Scatter Extension 2002 (NRLMSISE 2.0) data measurements. To observe the atmospheric parameter responses for the storm, some days before and after the extreme storm day are used with latitudinal variability considerations. The results show that there were anomalies of atmospheric oxygen, hydrogen and helium that occurred some days before, after, and during the storm day of 11 May 2024. The atomic oxygen and helium are increased during the storm day, while the hydrogen is decreased during the main phase of the storm day. The atmospheric model of the NRLMSISE 2.0 responds to the anomalies of atmospheric parameters of atmospheric oxygen, hydrogen, and helium during the extreme magnetic storm on May 11, 2024.

## Introduction

The Earth's atmosphere is a gaseous blanket that envelops the planet, keeping us warm and providing oxygen for us to breathe. The atomic oxygen is one of the elements of Earth's atmosphere and it is very important in regulating photochemistry, energy balance, and dynamical movements in the Earth's mesosphere and lower thermosphere, and it is also challenging in the applications of the higher atmosphere [1]. Atomic hydrogen (H) is one of the most abundant elements in our universe, and it is another important element in the atmosphere [14]. An other important component in the lower exosphere is the atmospheric helium. Helium in the atmosphere of the Earth represents the dynamic processes that transfer heat energy and the amount of mass [2]. The changes in the atmospheric atomic abundances during geomagnetic storm times are due to the energy and particle precipitation of the structure, dynamics, and generally the chemistry of the atmospheric temperature and pressure gradients [3]. At the time of geomagnetic activity, especially during super geomagnetic storms, significant thermosphere disturbances occur with extraordinarily quick variations. These events are characterized by great increases in temperature and density, significant changes in neutral composition, and the production of high-speed wind flows and wide-amplitude waves that may impact the entire world [4]. The influence of the geomagnetic storm on the atmosphere is explored by using different measurement techniques. One of the most well-known empirical atmospheric models is the NRLMSISE model [5]. The present study will look at the influence of extreme geomagnetic storms on the atmosphere that occurred on 11 May 2024. The current study aims to evaluate the latitudinal and daily responses of atmospheric oxygen, hydrogen, and helium that occurred a few days before, after, and during the extreme geomagnetic storm day of 11 May 2024.

## Data and Method of Analysis

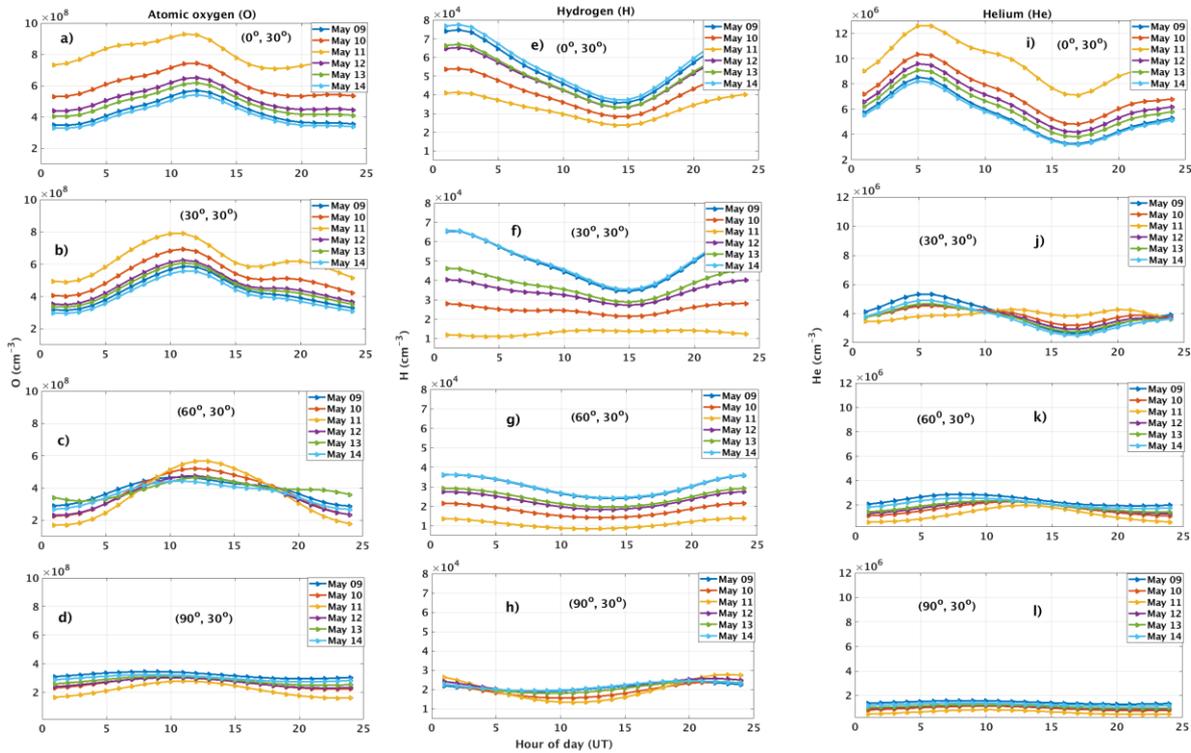
In this study, we analyze the responses of atomic oxygen (O), atomic hydrogen (H), and helium (He) by using the NRLMSISE 2.0 model in different regions. For the three atmospheric parameters, the hourly selected latitudinal variability with constant longitudes of (0°N, 30°E), (30°N, 30°E), (60°N, 30°E), (90°N, 30°E), (30°S, 30°E), (-60°S, 30°E), and (-90°S, 30°E) is considered to assess the consistency of the model on the geomagnetic storm based on the atmospheric parameter anomalies from May 9 to 14, 2024. *The NRLMSISE model is an empirical model, so it is based on measured data using solar activity and geomagnetic activity observations. This model takes real observations into consideration, making its measurements more precise* [6]. The NRLMSISE 2.0 model data are publicly available online at <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/models/NRLMSIS~2.0/>. The May 2024 storm, known as the Mother's Day storm, peaked at -412 nT, impacting modern-day technology that is vulnerable to space weather hazards with relatively few

sub-storm traces throughout the recovery period. In this study, the extreme geomagnetic storm of (G5 class level) that occurred on May 11, 2024, with a minimum value of Dst index  $-412$  nT and  $K_p = 9$ , was considered to study the anomalies of atomic oxygen (O), atomic hydrogen (H), and helium (He), by using the NRLMSISE 2.0 model. The geomagnetic indexes are downloaded from the Omniweb website (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>).

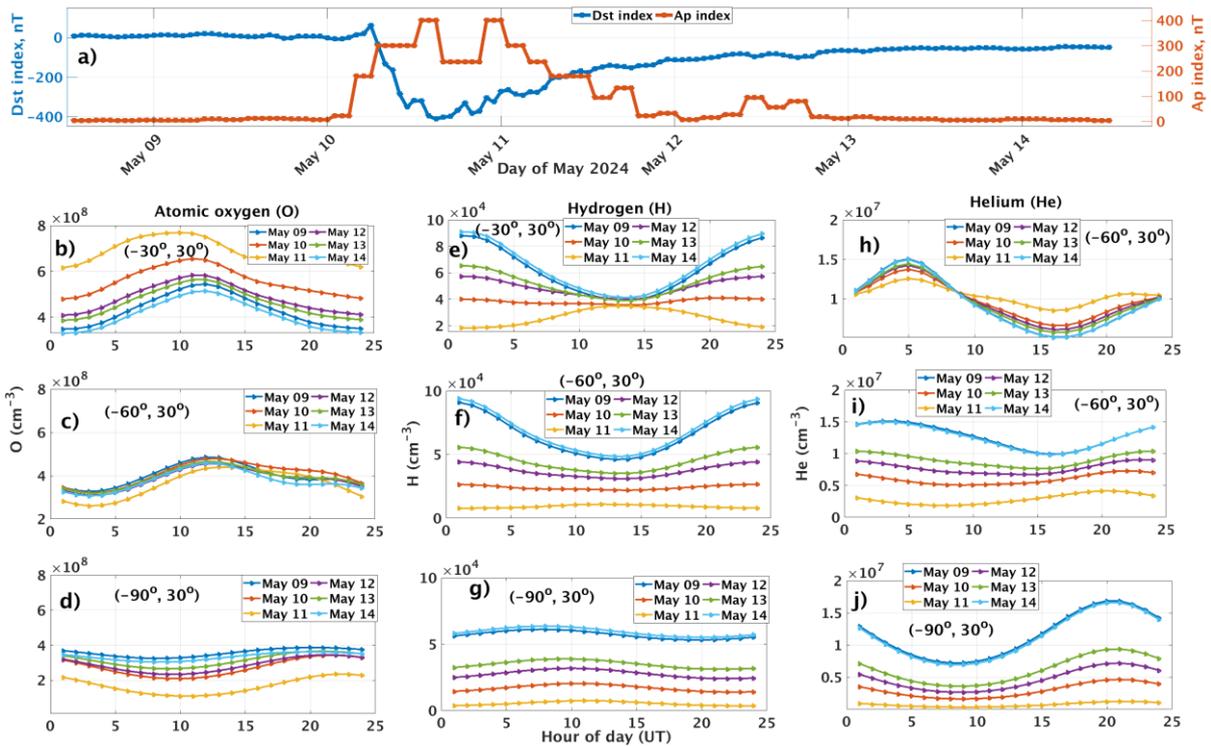
### Results and Discussions

Figure 1 shows the response of atmospheric parameters of atomic oxygen (left side), hydrogen (middle), and helium (right side) in latitudinal variability (low latitude, middle latitude, and higher latitude) with constant longitudes from the days May 9 to May 14, 2024 in the Northern Hemisphere. The response of atmospheric oxygen for the geomagnetic storm (Figure 1a-d) shows clear latitudinal variability, with an increase in near the equatorial region and a decrease near the northern pole during the day of May 11, 2024. The atomic hydrogen response for the geomagnetic storm (Figure 1e-h) shows a high decrease near the equatorial region and low effects near the northern pole during the day of May 11, 2024. The response of helium variability for the geomagnetic storm (Figure 1i-l) shows clear latitudinal variability with an increase in near the equatorial region and a decrease near the northern pole during the day of May 11, 2024 in the Northern Hemisphere.

Figure 2 presents the hourly variability of geomagnetic indices (a) and response of atmospheric parameters of atomic oxygen (Figure 2b-d), hydrogen (Figure 2e-g), and helium (Figure 2h-j) in latitudinal variability (middle and higher latitudes) from the days May 9 to May 14, 2024 in the Southern Hemisphere. The response of atmospheric oxygen in the Southern Hemisphere for the geomagnetic storm (Figure 2b-d) shows clear latitudinal variability of an increase on May 11, 2024, at  $(-30^\circ, 30^\circ)$ , a slight decrease at  $(-60^\circ, 30^\circ)$  and a complete decrease at  $(-90^\circ, 30^\circ)$ . The response of atmospheric hydrogen in the Southern Hemisphere for the geomagnetic storm (Figure 2e-g) shows completely decreased values on May 11, 2024, than on other days at all latitudes. The response of atmospheric helium in the Southern Hemisphere for the geomagnetic storm (Figure 2h-j) shows clear latitudinal variability of with mostly increase on May 11, 2024 at  $(-30^\circ, 30^\circ)$  and decrease at  $(-60^\circ, 30^\circ)$  and  $(-90^\circ, 30^\circ)$  latitudes.



**Figure 1.** The hourly geomagnetic storm response of atmospheric parameters of atomic oxygen (left side), hydrogen (middle), and helium (right side) in low, middle, and higher latitudes with constant longitude from the days May 9 to May 14, 2024 in the Northern Hemisphere.



**Figure 2.** The hourly variability of geomagnetic indices (Ap and Dst) (a) and geomagnetic storm response of atmospheric parameters of atomic oxygen (b-d) (left side), hydrogen (e-g) (middle), and helium (h-j) (right side) in middle and higher latitudes with constant longitude from the days May 9 to May 14, 2024 in the Southern Hemisphere.

## Conclusions

Geomagnetic storms are one of the most natural hazards that affect the hourly and latitudinal variation of atmospheric parameters. This study considers the effect of an extreme geomagnetic storm on May 11, 2024, with a minimum value of Dst -412 nT on the atmospheric parameters of oxygen, hydrogen, and helium. The empirical atmospheric model of Naval Research Laboratory Mass Spectrometer Incoherent Scatter Extension 2002 (NRLMSISE 2.0) data analysis is used to study the atmospheric oxygen, hydrogen, and helium responses during the storm on May 11, 2024. The response of the atmospheric parameters of oxygen, hydrogen, and helium for the geomagnetic storm shows clear latitudinal variability, with an increase near the equatorial region and a decrease near the regions of the poles during the day of May 11, 2024. During the storm day, the atmospheric parameters of oxygen, hydrogen, and helium show a clear hourly and latitudinal variation compared to the non-disturbed days of May 2024. During the storm day, atomic oxygen and helium concentrations rise, while hydrogen concentrations fall. The NRLMSISE-2.0 atmospheric model captures atmospheric oxygen, hydrogen, and helium anomalies during the extreme magnetic storm on May 11, 2024.

## Acknowledgments

The authors kindly acknowledge the NRLMSISE 2.0 model developer, which is freely available online on the website: <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/models/NRLMSISE-2.0/>. The geomagnetic indexes are downloaded from the Omniweb website (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>).

## References

1. Shao, L., Xie, G., Zhang, C., Liu, X., Lu, W., He, G., & Huang, J. (2020) *Metals*, 10(1), 128.
2. Kotov, D and Bogomaz, O. (2023) *Front. Astron. Space Sci.*, 10:1200959. <https://doi.org/10.3389/fspas.2023.1200959>
3. Kockarts, G. (1973) *Space Sci Rev.*, 14, 723–757. <https://doi.org/10.1007/BF00224775>
4. Fuller-Rowell, T.J., Codrescu, M.V., Moffett, R.J., Quegan, S. (1994) *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 99(A3), 3893-3914. <https://doi.org/10.1029/93JA02015>
5. Rees, D. (1995) *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 57(12), 1433-1457. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(94\)00142-B](https://doi.org/10.1016/0021-9169(94)00142-B)
6. Emmert, J.T., Jones, M.Jr., Siskind, D.E., Drob, D.P., Picone, J.M., Stevens, M.H., et al. (2022) *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2022JA030896. <https://doi.org/10.1029/2022JA030896>

## SOME PECULIARITIES OF THE EASTWARD ELECTROJET DISTRIBUTION IN THE EXTREME MAGNETIC STORM ON 10-11 MAY 2024

L.I. Gromova<sup>1</sup>, N.G. Kleimenova<sup>2</sup>, S.V. Gromov<sup>1</sup>, L.M. Malysheva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia; e-mail: gromova@izmiran.ru

<sup>2</sup>Schmidt Institute Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

**Abstract.** The magnetic storm on 10-12 May 2024 ( $Dst_{min} = -403$  nT) was the strongest storm in the current 25<sup>th</sup> solar cycle to date. The magnetic storm developed under strong and rapid changes in the structure of the interplanetary magnetic field (IMF). The IMF components changed from negative to positive values (IMF  $B_y$  from  $-40$  up to  $+70$  nT, IMF  $B_z$  from  $-40$  up to  $+50$  nT) under the high speed  $V$  ( $\sim 750$  km/s), and dynamic pressure  $P_{sw}$  ( $\sim 30-35$  nPa) of the solar wind. Here we studied some effects of these IMF changes on the planetary configuration of the ionospheric electrojets and field-aligned currents based on the global maps derived from the magnetic measurements on 66 low orbital satellites of the AMPERE project. An unpredicted large eastward current expansion was found under the strong positive IMF  $B_y$  ( $> +20$  nT) values associated with the appearance of the local very intense upward field-aligned current in the afternoon sector. Some details of new electrojet configurations are discussed.

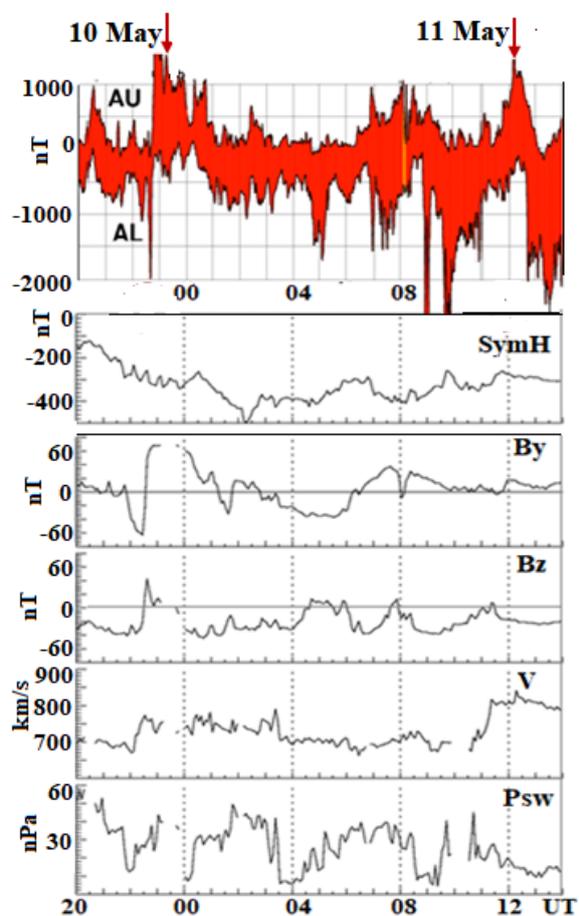
### 1. Introduction

The magnetic storm on 10-12 May 2024 ( $Dst_{min} = -403$  nT) was the strongest storm in the current 25<sup>th</sup> solar cycle which developed due to a series of large solar flares and coronal mass ejections. By now, many works described solar sources, the solar wind (SW) and interplanetary magnetic field (IMF) parameters, and different aspects of geomagnetic response to this extreme storm have already been published [e.g., Hajra *et al.*, 2024; Kleimenova *et al.*, 2025; Ngwira, 2025; Chernogor, 2025 and references therein].

Throughout the storm, the solar wind and IMF parameters varied significantly in all storm phases. The IMF  $B_y$  changed from  $-40$  up to  $+70$  nT, IMF  $B_z$  changed from  $-40$  up to  $+50$  nT) under the high speed  $V$  ( $\sim 750-900$  km/s), and high dynamic pressure  $P_{sw}$  ( $\sim 10-50$  nPa) of the solar wind. In Fig. 1, one can see variations of the SW and IMF parameters during the interval under consideration and geomagnetic indices of storm  $SymH$  (as 1-min analog of the  $Dst$  index) and auroral activity  $AU$  and  $AL$ . (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/> and <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>).

It was found several  $AU$ -index peaks up to 1600 nT which show maximum magnitude of the eastward electrojet (EE) under the different IMF and SW conditions.

Notes, that such extreme increasing of the  $AU$ -index are rather rare. We analyzed  $AU$  index data from 2000-2025 presented by Wold Data Center in Kyoto and detected that there were only 37 events when the value of the  $AU$  index was around 1000 nT or exceeded this value, and only in 6 events the maximum of the  $AU > 1500$  nT.



**Figure 1.** Geomagnetic activity indices and the IMF and SW parameters during the interval of the storm 10-11 May under consideration.

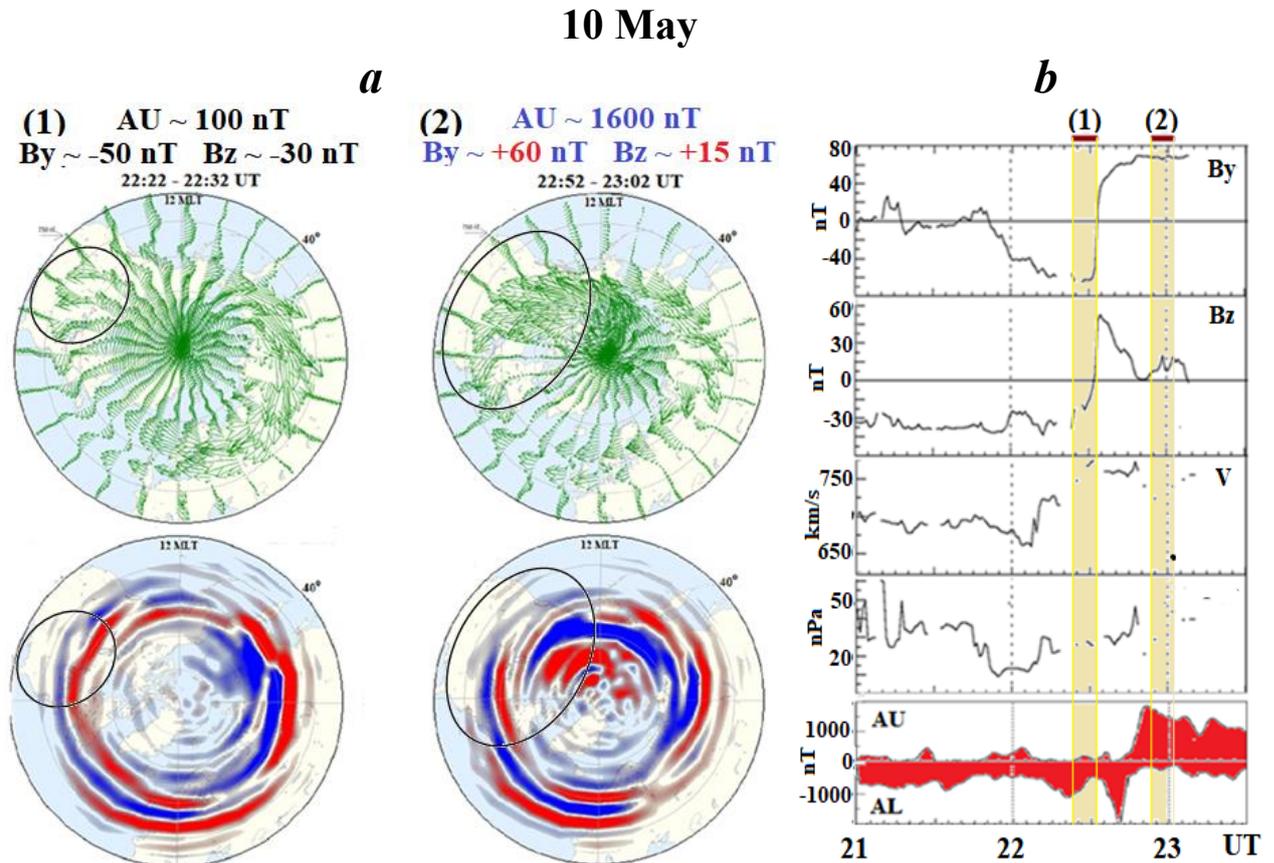
Here we studied some effects of strong and rapid IMF and SW changes on the planetary configuration of the eastward electrojet (EE) and accompanying field-aligned currents (FACs) in the daytime-evening sector (09-18 MLT) of the high latitudes. Two events that we analyze in detail are shown in Fig. 1 by the red arrows.

For our study, we used the global maps of the ionospheric currents and field aligned currents basing on the magnetic measurements on the 66 Iridium satellites simultaneously operating at the altitudes of 780 km of the project AMPERE. The maps are presented in the geomagnetic coordinates with a spatial resolution of  $1^\circ$  in MLAT and 1 h MLT in the longitude at 2 min cadence over a ten-minute window (<http://ampere.jhuapl.edu/products>). The magnetic perturbations are given relative to the Earth's main magnetic field with automated baseline, these data are transmitted to the Earth for a spherical harmonic analysis [e.g., Anderson et al., 2000].

## 2. Observations and Discussion

It was found two unpredicted large eastward current expansion. The first one, 22:50 UT on 10 May, shown by the  $AU$ -index peaks up to 1600 nT occurred after rapid simultaneous changing of the IMF  $B_y$  and  $B_z$  from negative values to positive ones. The second  $AU$ -peak up to 1200 nT was observed at 12:10 UT 11 May. It occurred under stable negative  $B_z$  but after rapid change of  $B_y$  from negative values to positive ones.

In the work [Yemori et al., 1979] it is suggested that the ring current and the westward electrojet (WE) are caused by a common mechanism. But the process of development of the eastward electrojet is different from that of WE, or it has a complex process of two or more mechanisms; for example, the effect of the DP-2 current system (which is coherent with variations in the  $B_z$ -component of the IMF) or the effect of the partial ring current values associated with the appearance of the local very intense upward field-aligned current in the afternoon sector.



**Figure 2.** The  $AU$ -maximum at 22:50 UT on 10 May: (a) the AMPERE-maps of the ionospheric currents (green vectors) and FACs (upward – red, downward – blue) before (1) and after (2) rapid strong changes the IMF  $B_y$  and  $B_z$ . Black circles show the intensification of the EE and upward FACs; (b) the IMF  $B_y$  and  $B_z$ ,  $V$  and  $P_{sw}$  of the solar wind, indices  $AU$  and  $AL$ . The yellow bars mark the ten-minute data averaging windows corresponding to the maps on the panel (a).

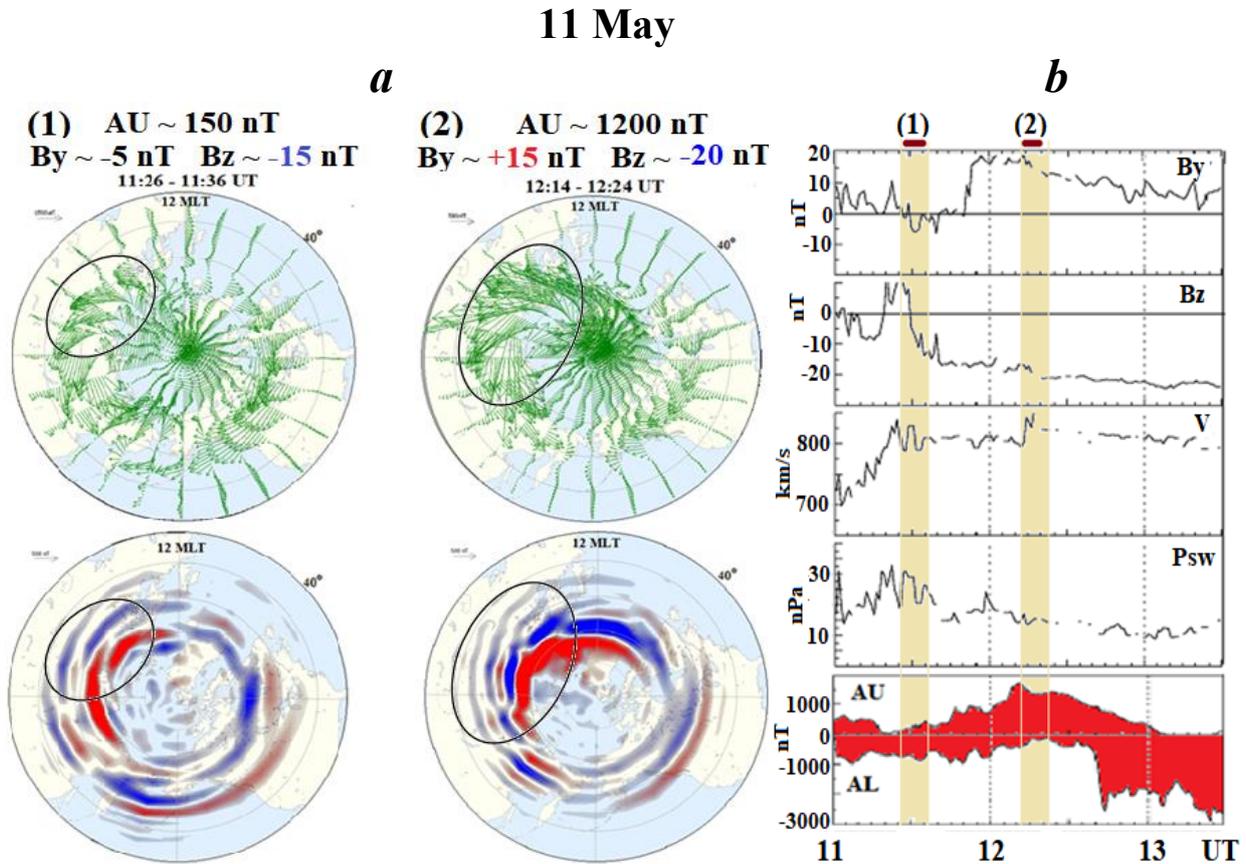
### 2.1 Ionospheric currents before and after the IMF change

In Fig. 2a one can see AMPERE-maps of the ionospheric currents before (left) and after (right) the IMF  $B_y$  and  $B_z$  rapid changing from  $-50$  to  $+70$  nT and  $-40$  to  $+50$  nT correspondingly (so called “flip” according to [Ohtani et al., 2025]) that is shown in Fig. 2b. The eastward electrojet before flip, demonstrated on the left map, significantly intensified, merged with eastward polar current, and expanded from  $55$  to  $\sim 78^\circ$  MLAT in the 13-17 MLT sector (right map). It could be caused by development of partial ring current (PRC). It could be seen significantly weakening of WE previously existing in the post-midnight and morning sectors at latitudes  $50$ - $75^\circ$  MLAT.

At the same time, these strong and rapid changes in IMF led to the significant enhancement and replacement of FACs in the daytime sector of the high latitudes.

### 2.2 Ionospheric currents after the rapid change of the IMF $B_y$ under the IMF $B_z < 0$

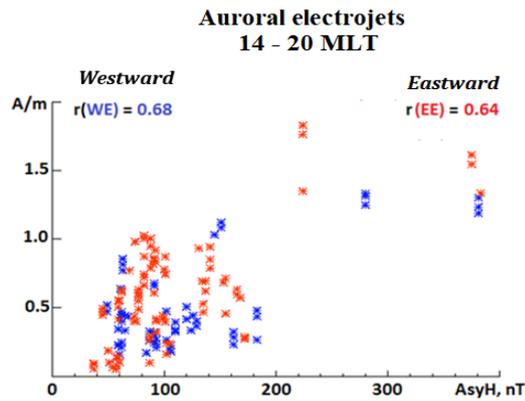
As one can see in Fig. 3a (left), the strong eastward electrojet was observed in the daytime sector. After the change of the IMF, the EE location expanded from  $55$  to  $\sim 72^\circ$  MLAT in the 14-19 MLT sector due to the addition of daytime polar currents caused by the appearance of the IMF  $B_y > 0$  (right). The configuration of the field-aligned currents, which enhanced in the afternoon sector of high latitudes, also sharply changed sharply the configuration of the field-aligned currents, which intensified and changed in the afternoon sector of high latitudes.



**Figure 3.** The same as in Fig. 2 but for the AU maximum at 12:10 UT on 11 May.

During the considered interval, the IMF  $B_z$  remained negative ( $\sim -20$  nT) that it is shown in Fig. 3b. We assume that the EE enhancement could be caused by an effect of the magnetospheric convection (DP-2 current system) enhanced under  $B_z < 0$ .

The anomalous enhancement of the eastward electrojet observed in both events could be a result of the changes in the azimuthal configuration and size of the afternoon convection cell caused by the emergence of positive IMF values, or an increase of the partial ring current intensity. Previously, in [Gromova et al., 2018], based on the CHAMP satellite data, a fairly high correlation ( $r \sim 0.7$ ) was found between the EE intensity and  $AsymH$  index, which is used as an indicator of the intensity of the partial ring current [Kalegaev et al., 2008], see Fig. 4. However, in the magnetic storm on 10-11 May 2024, no clear coincidence of increases of the AU-index with the variations of the  $AsymH$  indices was found.



**Figure 4.** Statistical dependence of the intensity of the eastward (red stars) and westward electrojets (blue stars) on *AsyH*-index. Adopted from [Gromova et al., 2018].

### 3. Conclusion

The sharp changes in the IMF structure observed in the magnetic storm 10-12 May 2024 led to significant changes in the structure of the eastward electrojet and field-aligned currents in the daytime-evening sector (09-18 MLT) of high latitudes.

Basing on the global maps of the ionospheric and field-aligned currents derived from the magnetic measurements on 66 low orbital satellites of the AMPERE project it was found:

- the intense eastward electrojet occurred under the strong positive IMF  $B_y$  ( $> +20$  nT), both under the IMF  $B_z > 0$  and IMF  $B_z < 0$ ;
- with an increasing of the positive IMF  $B_y$  value, the eastward electrojet strengthened and latitude ( $55-78^\circ$  MLAT) expanded collocating with the appearance of the local very intense upward field-aligned current.

### References

- Anderson, B.J., Takahashi, K., Toth, B.A. Sensing global Birkeland currents with Iridium® engineering magnetometer data // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. P. 4045–4048. 2000. <https://doi.org/10.1029/2000GL000094>
- Chernogor, L.F., Rozumenko, V.T., Shevelev, M.B., Wang, J., Zhang, Y. Global geomagnetic response to the extreme geospace storm of May 10–11, 2024 // *Adv. Space Res.* V. 76. No. 2. P. 939–967. 2025. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2025.05.004>
- Gromova, L.I., Förster, M., Feldstein, Y.I., Ritter, P. Characteristics of the electrojet during intense magnetic disturbances // *Ann. Geophys.* V. 36. P. 1361–1391. 2018. <https://doi.org/10.5194/angeo-36-1361-2018>
- Hajra, R., Tsurutani, B.T., Lakhina, G.S., et al. Interplanetary Causes and Impacts of the 2024 May Superstorm on the Geosphere: An Overview // *The Astrophys. J.* V. 974:264. 2024. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad7462>
- Iyemori, T., Maeda, H., Kamei, T. Impulse Response of Geomagnetic Indices to Interplanetary Magnetic Field // *J. Geomagn. Geoelectr.* V. 31. Iss. 1. P. 1–9. 1979.
- Kalegaev, V.V., Bakhmina, K.V., Alexeev, I.I., Belenkaya, E.S., Feldstein, Y.I., Ganushkina, N.Y. Asymmetry of the ring current during geomagnetic disturbances // *Geomagn. Aeron.* V. 48. P. 780–792. 2008.
- Kleimenova, N.G., Gromova, L.I., Gromov, S.V., Malysheva, L.M. Ground-based geomagnetic disturbances and Pi2 pulsations in the main phase of the superstorm on May 10, 2024 // *Adv. Space Res.* V. 76. No. 12. P. 7533–7545. 2025. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2025.04.025>
- Ngwira, C.M., Nishimura, Y., Weygand, J.M., Landwer, L.J., Bush, D.C., Foster, J.C., Erickson, P.J. Evaluating the geomagnetic response to the May 2024 super storm – observations and interpretations // *Front. Astron. Space Sci.* 12:1652705. 2025. <https://doi.org/10.3389/fspas.2025.1652705>
- Ohtani, S., Zou, Y., Merkin, V.G., Wiltberger, M., Pham, K.H., Raptis, S., et al. Ground magnetic response to an extraordinary IMF  $B_y$  flip during the May 2024 storm: travel time from the magnetosheath to dayside high latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 130. e2024JA033691. 2025. <https://doi.org/10.1029/2024JA033691>

DOI: 10.51981/2588-0039.2025.48.006

EDN: COBXEW

## PLANETARY FEATURES OF WESTWARD AND EASTWARD ELECTROJETS DURING THE STRONG MAGNETIC STORM ON 10-11 OCTOBER 2024

N.G. Kleimenova<sup>1</sup>, L.I. Gromova<sup>2</sup>, S.V. Gromov<sup>2</sup>, L.M. Malysheva<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Schmidt Institute Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia; e-mail: ngk1935@yandex.ru*

<sup>2</sup>*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia*

**Abstract.** The magnetic storm on 10-11 October 2024 ( $Dst_{min} = -333$  nT) was one of the strongest storms in the present 25<sup>th</sup> solar cycle. Large variations in the intensity of the IMF  $B_y$  and  $B_z$  (from +40 nT to -40 nT) were observed during the main phase of the storm at the very high solar wind dynamic pressure ( $P_{sw}$ ) up to  $\sim 40$  nPa. The storm recovery phase developed under the unusual strong (up to -40 nT) and long lasting ( $\sim 12$  h) IMF  $B_z$ . This led to high substorm activity in the storm recovery phase as well. Thus, at least 8 substorms with  $AL$ -index  $\sim -1500$  nT and higher were recorded during the storm main phase and 7 substorms in the recovery phase. In addition, during the main phase of the storm, 7 positive magnetic bays with an amplitude of 500-1000 nT in  $AU$ -index were observed, the maximum of which did not coincide with the minimum in  $AL$ -index. There were no intense positive magnetic bays (in  $AU$ -index) during the storm recovery phase. The planetary features of the configuration of the ionosphere electrojets and field-aligned currents (FAC) were studied by applying the global maps based on the magnetic measurements on 66 LEO satellites of the AMPERE project. The results of our study demonstrated the strong dependence of the electrojet and FAC features on the sign and values on the IMF  $B_y$  and  $B_z$  as well as on the  $P_{sw}$  level. It was shown that the sign of the IMF  $B_y$  controls not only the direction of the dayside polar electrojet but also affects the eastward current and the width of the region where it is observed. Rapid simultaneous variations in the IMF components and  $P_{sw}$  led to the abrupt changes in the planetary distributions of the electrojets and FACs. This makes it difficult to identify specific effects of each individual component. Further detailed studies are required to understand the observed features.

### 1. Introduction

The magnetic storm on 10-11 October 2024 ( $Dst_{min} = -333$  nT) was one of the strongest storms in the 25th solar cycle. Different aspects of this storm are widely discussed in literature, e.g., [Pierrard *et al.*, 2025; Singh *et al.*, 2025; Xia *et al.*, 2025]. Large variations in the intensity of the IMF  $B_y$  and  $B_z$  (from +40 nT to -40 nT) were observed during the main phase of the storm under the very high solar wind dynamic pressure ( $P_{sw}$ ) up to  $\sim 40$  nPa (Fig. 1) (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>). It is well known that the most IMF and solar wind geoeffective parameters are the IMF  $B_z$  and  $B_y$  and solar wind dynamic pressure ( $P_{sw}$ ), due to this, later only these parameters will be discussed in the text. A good anti-correlation is seen between the  $AL$  index and the  $PC$ -index variations demonstrating the unloading energy from the magnetotail.

The storm recovery phase developed under the unusual strong (up to -40 nT) and long lasting ( $\sim 12$  h) IMF  $B_z$ . This led to high substorm activity during both storm phases. At least, 8 strong substorms with the  $AL$ -index  $\sim -1500$  nT and higher were recorded during the storm main phase and 7 strong substorms were observed in the recovery phase (Fig. 2). In addition, during the main phase of the storm, there were observed 7 positive magnetic bays with an amplitude of 500-1000 nT in the  $AU$ -index. The maxima of the  $AU$ -index did not coincide with the minima in the  $AL$ -index. There were no intense positive magnetic bays in the storm recovery phase.

Here we study the planetary features of these substorms as the configurations of the ionospheric westward (WE) and eastward (EE) electrojets and field-aligned currents (FAC) in course of this magnetic storm.

### 2. Data

Our study was based on an analysis of the magnetic measurements on the 66 Iridium satellites simultaneously operating at the altitudes of 780 km of the project AMPERE [e.g., Anderson *et al.*, 2000] presented as the global maps of the ionospheric currents and field aligned currents (<http://ampere.jhuapl.edu/products>). The maps are presented at 2 min cadence over a 10 min window in the geomagnetic coordinates with a spatial resolution of  $1^\circ$  in MLAT and 1 h MLT in the longitude. The magnetic perturbations are given relative to Earth's main magnetic field with automated base line, these data are transmitted to the Earth for a spherical harmonic analysis.

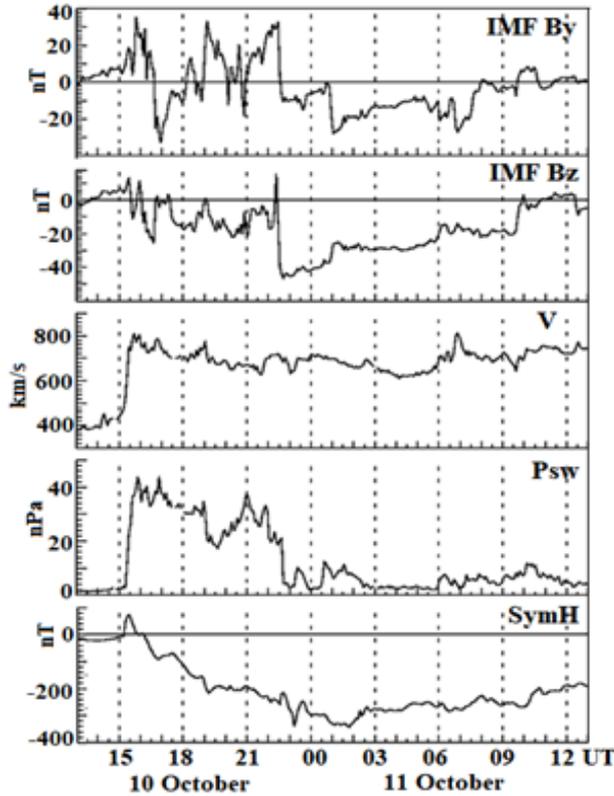


Figure 1. OMNI data: IMF  $B_y$ , IMF  $B_z$ ,  $V_{sw}$ ,  $P_{sw}$ , and  $SymH$ .

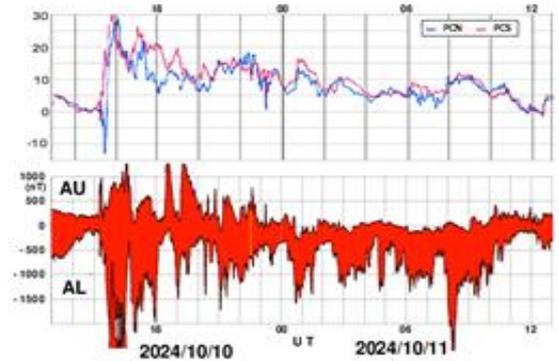


Figure 2. Variations of the PC and AL/AU indexes.

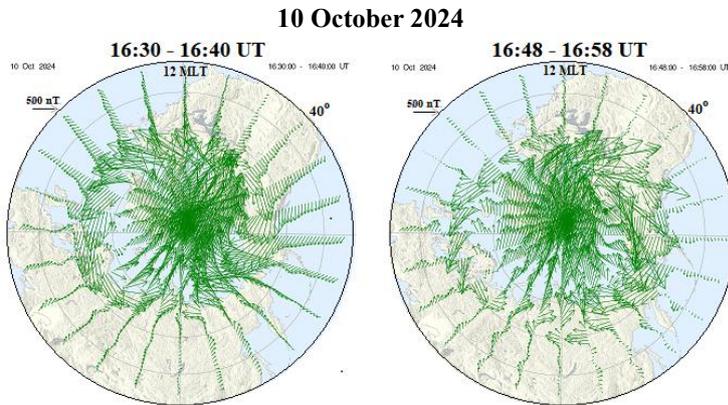


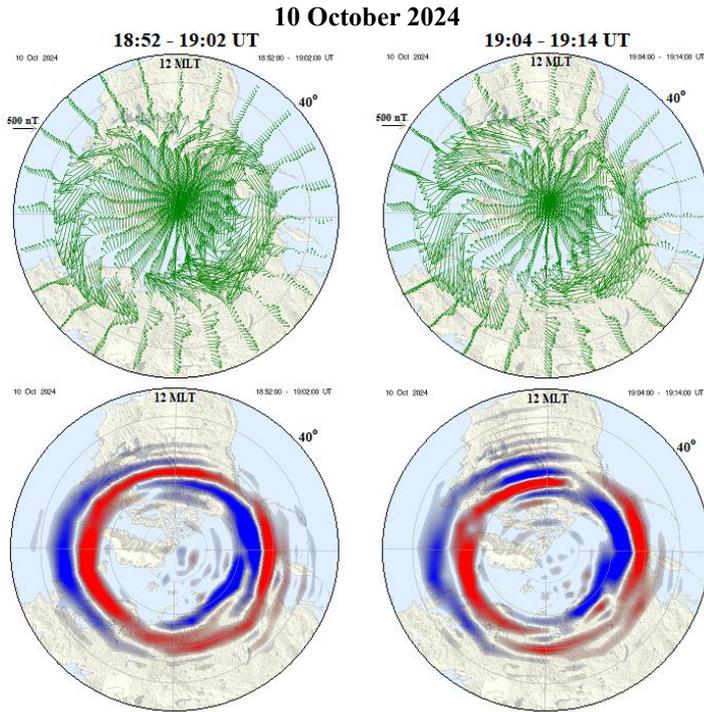
Figure 3. Two maps of ionospheric currents distribution at intervals about 20 min during which the sign of IMF  $B_y$  changed from positive to negative.

### 3. Observation and Discussion

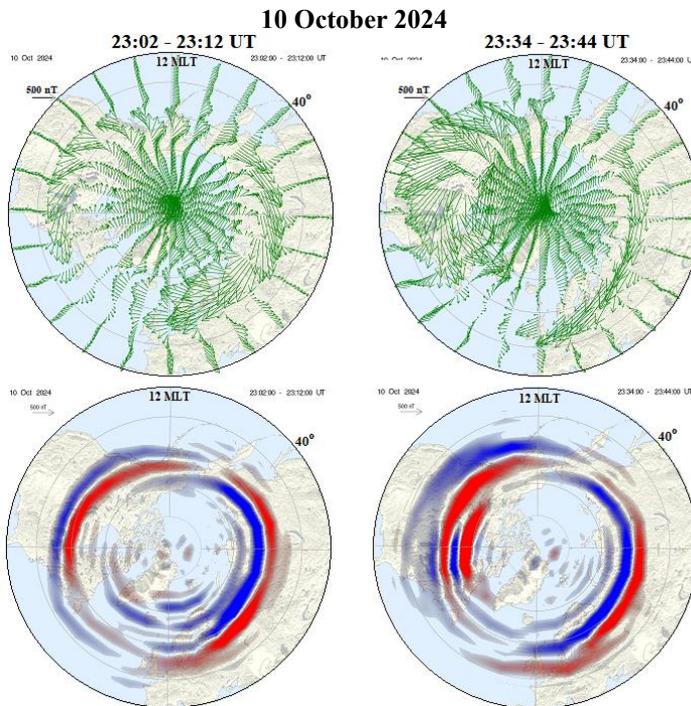
During the storm main phase, there were very significant variations in the values and sign of the IMF  $B_z$  and  $B_y$ . The strong dependence of the direction of the dayside polar latitude ionospheric currents (EE and WE) on the sign of the IMF  $B_y$  was found. The presented in Fig. 3 two AMPERE maps were recorded under very disturbed geomagnetic conditions with similar values of IMF  $B_z$  and  $P_{sw}$ : IMF  $B_z \sim - (20-25 \text{ nT})$  and  $P_{sw} = 36 \text{ nPa}$ , but with different the IMF  $B_y$  directions. The first event (the left map in Fig. 3) was obtained under the strong positive IMF  $B_y$  (+30 nT) and the second event (the right map in Fig. 3) which occurred 18 min later, was developed under the strong negative IMF  $B_y$  (-25 nT). The

comparison of two AMPERE maps (Fig. 3) allows conclude that at the dayside high-latitudes, the electrojet direction is controlled by the sign of the IMF  $B_y$  (note that in the both events, the values of the IMF  $B_z$  and  $P_{sw}$  were similar). The AMPERE maps in Fig. 3 demonstrate that during studied events, at noon-side polar latitudes, the large-scale ionospheric currents flowed in opposite directions: there were the eastward currents in the first event (16:30 UT) and the westward currents in the second one (16:48 UT). Due to the negative IMF  $B_z$ , both the dawn and dusk convection cells were enhanced and expanded.

It is seen that during the storm, the configuration of ionospheric electrojets can change even in few minutes according to changes in the configuration and intensity of FACs caused by the variations in the IMF and solar wind (see Fig.1).



**Figure 4.** Two maps of the ionospheric (green) and field-aligned (red and blue) currents obtained at intervals of about of 10 min during which the sign and value of the IMF  $B_y$  and  $B_z$  changed. The upward FACs are shown by red and downward FACs are shown by blue.

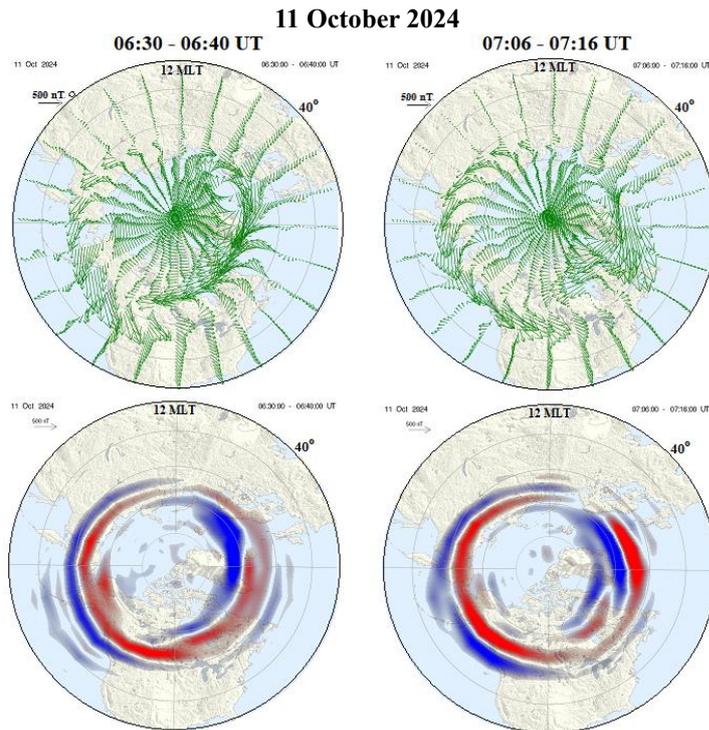


**Figure 5.** Two AMPERE maps demonstrate how the slight increase in  $P_{sw}$  (from 3 to 10 nPa) can change the space configuration of the FACs and, respectively, the location of the eastward and westward electrojets.

The change of the EE, WE and FACs distributions observed as a result of the change of the sign and value of the IMF  $B_y$  from negative ( $-10$  nT) to positive ( $+25$  nT) under the strong  $P_{sw}$  ( $\sim 20-30$  nPa) is shown in Fig. 4. One can see that the occurring of the positive and enhanced values of the IMF  $B_y$  changed not only the direction of the afternoon polar electrojet but also increase the intensity of the EE (Fig. 4). Note, in the considered event, the midnight WE decreased due to change of the sign of IMF  $B_z$  from negative ( $-10$  nT) to positive ( $+8$  nT). The additional current, associated with the positive and strong IMF  $B_y$ , did not break the structure of the convective cell, but it only supplemented its midday part, there the downward FAC structure became more complicated (right lower part of Fig. 4).

Dramatic changes in the IMF and solar wind have happened at the end of the main phase of this magnetic storm (near 22:30 UT) as it is presented on Fig. 1: the value of the IMF  $B_z$  suddenly dropped from  $+20$  nT to  $-45$  nT, the value of the IMF  $B_y$  dropped from  $+36$  nT to  $-10$  nT, and the solar wind dynamic pressure ( $P_{sw}$ ) collapsed from 32 nPa to 3 nPa. One can see (Fig. 1) that the values of IMF  $B_z$  and IMF  $B_y$  remained just as high for another 2-3 hours and that the electrojet configuration significantly changed. Due to strong negative value of the IMF  $B_z$ , both electrojets (the evening eastward and morning westward ones) shifted to lower latitudes.

About one hour later (at  $\sim 23:30$  UT), the  $P_{sw}$  increased again up to 10 nPa however the value of IMF  $B_z$  remained very strong negative ( $-40$  nT) and the value of the IMF  $B_y$  remained strong negative ( $-10$  nT). To show the reaction of the ionospheric currents to this change, we compared the planetary ionospheric current distributions obtained by the AMPERE maps before and after of this slight change in the  $P_{sw}$  (Fig. 5). Increase in the pressure  $P_{sw}$  (from 3 to 10 nPa) led to a complicated change of the dusk-evening FAC structure and the latitude expansion of the EE area (Fig. 5, right map). The EE significantly enhanced and latitude expensed despite the fact that the IMF  $B_y$  remained negative. The WE shifted to significant lower latitudes, probably, due to an influence of the very strong negative IMF  $B_z$ .



**Figure 6.** Two AMPERE maps with time interval of about of 30 min demonstrating very variable structure of the electrojets and FACs.

The observations showed that the sign of the IMF  $B_y$  controls not only the direction of the dayside polar electrojet, but also affects the eastward current and the size of the region where it is located.

The storm recovery phase developed under the unusual strong negative (up to  $-40$  nT) and long lasting ( $\sim 12$  h) IMF  $B_z$ . This led to high substorm activity during the storm recover phase as well.

We found that rapid simultaneous values of the  $P_{sw}$  led to the complicated rapid changes in the planetary configurations of the eastward and westward electrojets and corresponding FACs depending not only on the instantaneous magnetosphere state but on its previous state too. This makes it difficult to identify specific effects of each individual component. The further detailed studies are required to understand the observed features.

## References

- Anderson B.J., Takahashi K., Toth B.A. Sensing global Birkeland currents with Iridium® engineering magnetometer data // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. P. 4045–4048. 2000. <https://doi.org/10.1029/2000GL000094>
- Pierrard V., Verhulst T.G.W., Chevalier J.-M., Bergeot N., Winant A. Effects of the geomagnetic superstorms of 10–11 May 2024 and 7–11 October 2024 on the ionosphere and plasmasphere // *Atmosphere.* V. 16. P. 299–314. 2025. <https://doi.org/10.3390/atmos16030299>
- Singh R., Scipi3n D.E., Kuyeng K., Condor P., Flores R., Pacheco E., De La Jara C., Manay E. Ionospheric responses to an extreme (G5-level) geomagnetic storm using multi-instrument measurements at the Jicamarca Radio Observatory on 10–11 October 2024 // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* V. 130. No. 4. ID e2024JA033642. 2025. <https://doi.org/10.1029/2024JA033642>
- Xia X., Hu X., Wang H., Zhang K. Correlation study of auroral currents with external parameters during 10–12 October 2024 superstorm // *Remote Sens.* V. 17. No. 3. P. 394–411. 2025. <https://doi.org/10.3390/rs17030394>

The storm recovery phase started at 02 UT on 11 October 2024 and developed under unusually strong negative IMF  $B_z$  ( $\sim -20$  nT) and high  $V_{sw}$  values ( $\sim 700-750$  km/s). Due to this, there were strong substorm activity ( $AL \sim -1000-1500$  nT). Despite the fact that in the storm recovery phase, the IMF and solar wind parameters were not so variable as in the storm main phase, the planetary structure of the FACs and electrojets remained rapidly changing depending not only on the instantaneous IMF values but on its previous state as well. Two AMPERE maps with time interval of about of 30 min (Fig. 6) demonstrate very variable structure of the both electrojets and FACs.

## 4. Results

We studied the dynamics of the planetary configuration of the eastward and westward electrojets and corresponding field-aligned currents (FACs) during the super-strong magnetic storm on 10-11 October 2024 and found that it depends on the sign and values of the IMF  $B_y$  and  $B_z$  as well as on the solar wind dynamic pressure ( $P_{sw}$ ).

## AN ANALYSIS OF ENERGETIC PROTON FLUXES BELOW THE INNER RB AT THE EARLY STAGE OF RING CURRENT DEVELOPMENT DURING THE MAY 2024 SUPERSTORM

A.V. Suvorova

*D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*  
E-mail: [alla\\_suvorova@mail.ru](mailto:alla_suvorova@mail.ru)

**Abstract.** The sudden increase in the fluxes of energetic (30-300 keV) electrons below the Earth's inner radiation belt (RB), known as forbidden energetic electrons (FEE), has been systematically studied over the past decade. A mechanism of fast radial transport was proposed to explain this phenomenon, the essence of which is electric drift independent of the sign of the particle charge. Leaving aside for now the issues related to the nature of origin or penetration of the electric field into such low L shells, it should be noted that it was not possible to detect unambiguous signs of an increase in energetic proton fluxes. A number of factors could have influenced the failures of previous efforts. In particular, injected protons and electrons drift in opposite azimuthal directions, and the ring current protons penetrate to low altitudes everywhere during the storm main phase. In this paper, we analyze the spatiotemporal characteristics of increases in proton flux intensities at early stage of the magnetic storm in May 2024 when the FEE event was also observed. We found evidence of proton injection, confirming the  $E \times B$  drift.

### Introduction

The intensity of the fluxes of trapped particles in the Earth's inner RB drops sharply at its inner edge, which is located on the drift shell  $L \sim 1.2$ . The region below the inner edge of the RB ( $L < 1.2$ ) is called the forbidden zone. The background fluxes of energetic (up to several hundred keV) electrons and protons in the forbidden zone do not exceed  $10^2$  particles per ( $\text{cm}^2 \text{ s sr}$ ) under quiet geomagnetic conditions [1,2]. The inner RB edge is formed at altitudes where particle losses become significant due to effective scattering in the dense atmosphere, as well as due to the presence of a region of weak magnetic field in the South Atlantic Anomaly (SAA). Sudden flux increases of energetic electrons, called FEE event, are sometimes observed in the forbidden zone.

Continuous measurements (since 1998) of energetic particle fluxes by the NOAA/POES low-orbit ( $\sim 850$  km) satellites were used to create a catalog of anomalous events with FEE-flux increases [3]. The FEEs constitute a quasi-trapped population, which is characterized by the short lifetime, one azimuthal drift period, which depends on the sort and energy of particles (it is hours for keV energy range) [4]. A possible mechanism, electric drift, for the FEE phenomenon was proposed in [5]. Recently, key parameters of a mechanism was inferred from the analysis of several superstorms [6]. The electric drift mechanism implies a fast transport (injection) of particles. The source of injected particles is the inner RB [7]. The source of the electric field is currently unknown and under discussion [8, 9]. The particles injection occurs as a result of radial drift in the  $E \times B$  fields, which does not depend from the sign of the particle charge. However, no simultaneous increases of keV-energy proton fluxes were observed and reported. There may be several reasons for the the low probability to detect electrons and protons simultaneously in the forbidden zone by one satellite: (1) in the nonuniform geomagnetic field, protons and electrons experience gradient drift in opposite azimuthal directions; (2) a relatively low flux of keV protons in the quiet RB; (3) high proton fluxes of the storm ring current, quickly and widely penetrating to low altitudes; (4) effective losses of low-energy protons in the charge-exchange process; (5) the influence of South Atlantic Anomaly (SAA), which occupies a vast longitudinal area.

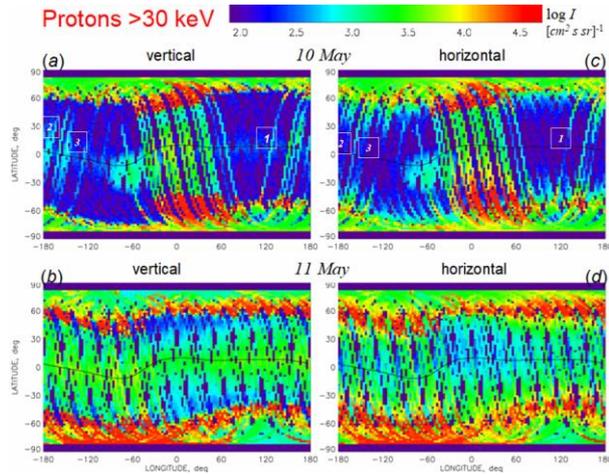
In this paper, we consider the dynamics of proton fluxes associated with the FEE-event during the superstorm in May 2024. We analyze the spatio-temporal characteristics of increases in proton flux intensities at early stage of the storm main phase when the asymmetric ring current was developing.

### Data

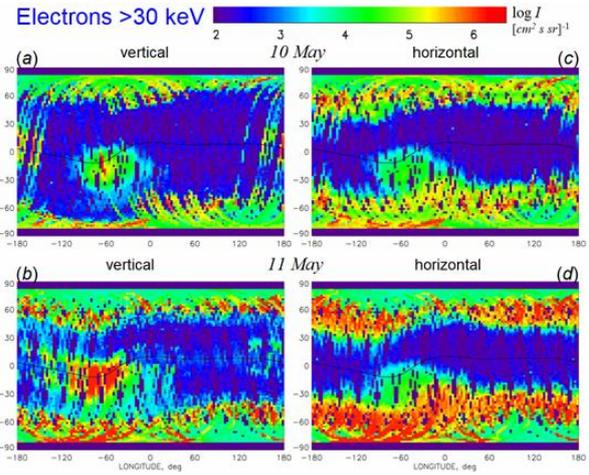
We use measurements of energetic particles fluxes from the MEPED instruments on board the NOAA/POES and MetOp satellites. The MEPED telescope includes detectors of electrons and protons with energy in the keV and MeV ranges with two orthogonal orientations: vertical ( $0^\circ$ -detector) and horizontal ( $90^\circ$ -detector). The  $0^\circ$ -detector measures quasi-trapped particles at the equator and precipitating particles at high-latitudes, while the  $90^\circ$ -detector – vice versa. We use the data on  $>30$  keV protons and electrons.

## Results

The radial transport mechanism involves both energetic electrons and protons. Previous analysis showed that the electron fluxes (FEE event) enhanced during this storm [4]. It was found that the first electron injection occurred about 19:20 UT, more than 2 hours after SSC (~17:06 UT), during the main phase on 10 May 2024. The main phase developed from 18 UT on 10 May until 02:20 UT on 11 May, reaching a maximum storm index of SYM-H = -512 nT. The solar wind pressure stayed strong and exhibited several sharp large increases and decreases which were manifested in corresponding variations of SYM-H index [4, see for details]. The present study is focused on dynamics of the >30 keV quasi-trapped protons during the beginning of the superstorm on 10 May 2024 in order to find out the time of their possible injection.



**Figure 1.** Geographic maps of maximal >30 keV proton fluxes during storm days May 10 and 11, 2024. Measurements of vertical detector (a,b) and horizontal detector (c,d). The black curve indicates the dip equator. Numbers 1-3 indicate tracks with pitch-angle anisotropy.



**Figure 2.** Geographic maps of maximal >30 keV electron fluxes during storm days May 10 and 11, 2024. Measurements of vertical detector (a,b) and horizontal detector (c,d). The black curve indicates the dip equator. FEE enhancements are observed by vertical detectors.

Fig. 1 and Fig. 2 show global maps of fluxes of protons and electrons with the energy >30 keV during two storm days 10-11 May. During the storm, the forbidden zone at low latitudes was temporally populated by energetic electrons and protons, but behavior of protons and electrons at low latitudes is different. The forbidden zone extends in ~20° vicinity of the dip equator excepting the region of South Atlantic Anomaly (SAA) located in the longitudinal sector from 100°W to 0°E. Quasi-trapped electrons (Fig. 2a,b) enhanced in the forbidden zone (FEE event) west of SAA, in particular at the the equator, whereas precipitating electrons (Fig. 2c,d) did not. Both quasi-trapped and precipitating protons fluxes enhanced over a wide range of latitudes (Fig. 1a,c) east of SAA, finally occupying all longitudes on 11 May (Fig. 1b,d). Thus, the key feature of the FEE event is an anisotropic flux in pitch-angle distribution. Protons exhibit an isotropic pitch-angle distribution, which is the main characteristics of storm ring current development. However, some tracks show evidence of anisotropic flux on 10 May (numbers 1-3 in Fig. 1a,c).

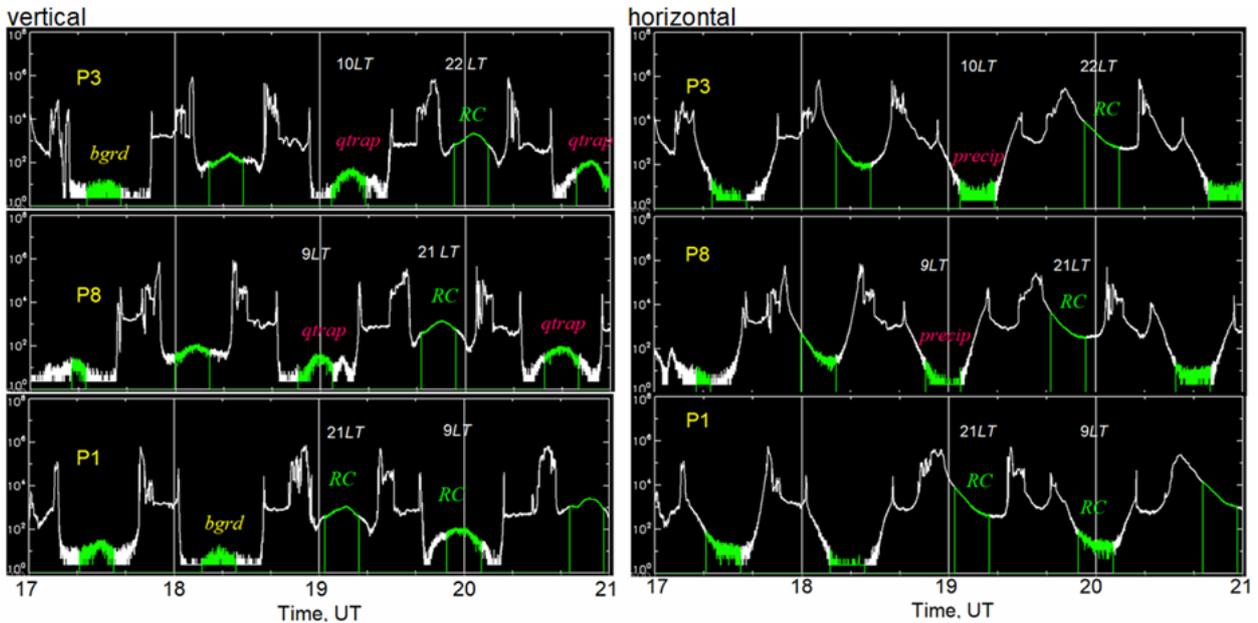
**Table 1.** First injection of energetic particles below the inner ERB.

SC	LT	Time	Long $\varphi^\circ$	$J_e, (\text{cm}^2 \text{s sr})^{-1}$ >40 keV	$J_e, (\text{cm}^2 \text{s sr})^{-1}$ >130 keV	$J_p, (\text{cm}^2 \text{s sr})^{-1}$ >30 keV	$L$
P8	10.5	19:00	-127	-	-	5E1	1.13
P3	9	19:12	-147	-	-	6E1	1.12
P9	9	19:22	-153	7E4	5E4	5E1	1.11
P5	7	19:37	+177	3E6	1E6	5E1	1.10

In Fig. 1a (tracks no.2 and no.3) and Table 1, moderately enhanced fluxes  $\sim 50 (\text{cm}^2 \text{s sr})^{-1}$  of >30 keV protons occurred in ~20° vicinity of the dip equator above Pacific in the longitudinal sector from 170°E to 127°W at drift shells  $L < 1.13$ . We choose this interval of longitudes for further analysis of pitch-angle asymmetry. The enhancements in this region were observed by three POES satellites in the prenoon sector from 17 to 21 UT (Fig.3). The satellites

moved one-by-one such that P8 passed the equator  $\sim 12$  min earlier than P3 satellite. In Fig. 3, the background flux is about  $\sim 10$  ( $\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$ ), the equatorial proton fluxes  $>10^3$  flux units are originated from the ring current (RC), they form a smooth bell-shaped profile and have similar counterpart in the precipitating population (Fig. 1c). The P1 satellite observed equatorial enhancements in precipitation and quasi-trapped protons, indicating isotropic fluxes, and, therefore, their belonging to the RC population. In contrast, the P8 and P3 satellites observe an increase in the quasi-trapped population and no increase in the precipitating population. The earliest enhancement of protons was observed at 19:00 UT on 10 May at longitude  $127^\circ\text{W}$  by P8 satellite and then at 19:12 UT at longitude  $147^\circ\text{W}$  by P3 satellite. We can suggest that these anisotropic increases at prenoon are due to injection of protons from the inner RB.

FEE enhancements occurred in the Pacific region as one can see in Fig. 2. The increases of electron fluxes were observed in  $\sim 20^\circ$  vicinity of the dip equator in the latitudinal sector from  $120^\circ\text{E}$  to  $140^\circ\text{W}$ . In Table 1, electron enhancements were observed by P9 and P5 satellites. The first FEE enhancement occurred at  $\sim 19:22$  UT near drift shell  $L=1.11$  (Table 1) in the prenoon sector at longitude  $150^\circ\text{W}$ . The intensity of electrons did not exceed  $10^5$  ( $\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$ ). The next FEE enhancement at 19:37 UT was much stronger ( $>10^6$  ( $\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$ )) and observed deeper at  $L = 1.1$  in the morning sector at longitude  $177^\circ\text{E}$ . It is important that the enhancements were observed for  $>30$  keV and  $>100$  keV electrons simultaneously. This meant that this longitudinal sector is close to the region of electron injection from the inner RB. Otherwise, one could see only enhancements of  $>30$  keV because the  $>100$  keV electrons escape from the injection region quickly due to short period of the azimuthal drift ( $T_d \sim 4\text{h}$ ), while the  $>30$  keV electrons have much longer azimuthal drift ( $T_d \sim 15\text{h}$ ) [4]. The consequence of the two enhancements with time gap of 15 min in the narrow longitudinal sector can be considered as manifestation of one long-lasting injection above the Pacific region. That is enhancements occurred simultaneously in two energy channel ( $>30$  and  $>100$  keV), which means that it was an injection of energetic electrons. Thus, the first enhancements of both protons and electrons occurred in the morning sector in the same time interval (within 30 min) and in close proximity in longitude. Since this is a simultaneous increase in the particle flux with different energies and different signs of particle charge, this event is an injection of protons and electrons from the inner RB.



**Figure 3.** Time profile of protons fluxes with energies  $>30$  keV measured by (left) vertical and (right) horizontal detectors at the beginning of the main phase during the superstorm on May 10, 2024. The equatorial passages are colored green. Equatorial measurements of quasi-trapped or precipitating protons are indicated respectively. The LEO satellites are: P1 – MetOp-1, P3 – MetOp-3, P8 – NOAA-18.

### Discussion and summary

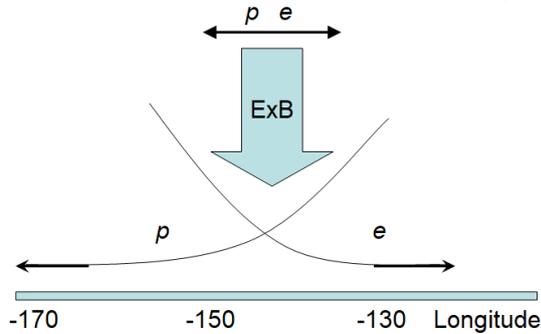
Thus, the current study shows why previous studies have had difficulty obtaining evidence for observation of injected protons simultaneously with electrons (FEE) [(e.g., [5,7]). First of all, the fluxes of protons in the forbidden zone are overlapped with very intense fluxes of protons originated from the ring current, which is quickly developed on the main phase of magnetic storms. Another important reason for the failure to register  $>30$  keV proton injections is effective losses of their energy in interaction with the neutral atmosphere [10].

The RC protons with energy  $>30$  keV are characterized by high intensities of  $>10^3$  ( $\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$ ) and populate mainly night and evening sectors in the beginning of main phase (Fig. 1 a,c). At that time, the ring current is asymmetric (e.g.,

[10]). In Fig. 1 (a,c) one can see intense proton fluxes at all latitudes in the longitudinal sector from 60°W to 60°E, which corresponds to evening regions. At low-to-middle latitudes those protons arrive to low altitudes as energetic neutral atoms after charge exchange interaction in the RC region, which is located at drift shells above  $L=2$  [10]. At low altitudes, the energetic neutral atoms lose their electron and become ionized in interaction with the dense atmosphere. The neutral atoms are not guided by the magnetic field and, thus, they propagate in any direction and populate a wide range of latitudes. At middle-to-high latitudes, very intense ( $>10^4 \text{ cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$ ) fluxes are produced by protons precipitating directly from the ring current region. At the early stage of the storm (18-20 UT), very intense fluxes of precipitating RC protons were observed in a limited range of longitudes, which indicates the asymmetry of the RC in the night-to-evening hours. With developing the main phase, the ring current becomes symmetric and occupies all local times as shown in Fig. 1 (b,d).

We show that the observed proton flux enhancements have different pitch-angle characteristics, indicating a local injection of protons from the inner RB in the pre-noon sector early in the storm main phase. We find that the injected quasi-trapped protons can be distinguished from the RC protons by their lower intensity and lack of enhancements of precipitating protons. This situation exists for a short time until RC becomes more symmetrical.

As one can see in Table 1, the FEE enhancements were observed simultaneously with the proton enhancements. It should be noted that being injected to low latitudes, electrons and protons drift in geomagnetic field in opposite directions – eastward and westward, respectively (Fig. 4). Hence, the injection region should be located somewhere eastward from the proton injection and westward from the electron injection. From comparison of Figs. 1 and 2 we can conclude that the injection region should have a spatial extension and it is located in the longitudinal sector from 120°E to 140°W. At 19 UT this sector corresponds to morning – prenoon local time. Moreover, the injection process should have a duration of the order of 20 min [4,6].



**Figure 4.** Schematic illustrating the physical mechanisms of electric drift (a radial transport of particles from the inner RB) and opposite azimuthal drift of energetic electrons and protons.

During the injection, protons continue drifting westward along the drift shells, which elevate to higher altitudes with decreasing longitude due to the asymmetry of the geomagnetic field. Hence, protons moving to higher altitudes become invisible for the satellite. In contrast, electrons drifting eastward move to lower altitudes and the satellite observes intense electron fluxes coming from higher L-shells with increasing longitude until the SAA region. This complex dynamic results in complicated pattern presented in Figs. 1 and 2. Therefore, we have shown that the injection of protons and electrons in the forbidden zone occurred above Pacific in the morning hours and had the spatial scale of  $\sim 100^\circ$  and temporal scale of  $\sim 20$  min.

This pattern supports the mechanism of radial transport of energetic particles from the inner radiation belt down to low altitudes due to  $E \times B$  or electric drift.

The origin of electric field in the inner magnetosphere at very low drift shells of  $L \sim 1.2$  is still unknown. In the studies [4,6] a possible external driver of the electric field for this FEE event was analyzed. It was shown that the magnetosphere was affected by a sharp negative jump of the solar wind pressure observed by Wind at  $\sim 18:45$  UT. The pressure negative jump resulted in a decrease in SYM-H index at  $\sim 18:57$  UT and a dayside expansion of the magnetosphere. It is important to note that during that time, the IMF  $B_z$  was positive. It meant that we can exclude magneto-plasma effects originated from interaction of IMF with the geomagnetic field. A solar wind pressure pulse results in generation of global inductive electric field in the Earth magnetosphere [8]. The magnetosphere expansion should result in generation of induced electric field, which is pointed westward in according to Faraday's law. At low latitudes, where the geomagnetic field is pointed northward, this electric field causes radial  $E \times B$  drift of charged particles toward the Earth. The electrons and protons transport in the  $E \times B$  fields with the same rate. During the transport, they shift in opposite horizontal directions due to azimuthal drift: electrons – eastward and protons – westward. The divergence between electrons and protons depends on the rate of radial transport, which directly depends on the strength of inductive electric field. It was estimated that the electric field of 10 mV/m provides the transport from the lower edge of inner ERB ( $L=1.15$ ) to  $L=1.1$  within a reasonable time of  $\sim 20$  min [4,6]. Hence the mechanism proposed can explain the dynamics of electron and proton enhancements in the forbidden zone.

**Acknowledgments.** The authors are grateful NOAA/POES/MetOp team for providing experimental data on energetic particles.

The study was carried out within the framework of the state assignment of Moscow State University named after M.V. Lomonosov.

## References

1. Imhof W.L., Smith R.V. (1966). The behavior of trapped electrons and protons at the lower edge of the inner radiation belt. *J. Geophys. Res.*, 71, 17, 4157-4170.
2. Voss H.D., Smith L.G. (1980) Global zone of energetic particles precipitation. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 42, 227-239.
3. Suvorova A.V. (2017). Flux enhancements of >30 keV electrons at low drift shells  $L < 1.2$  during last solar cycles. *J. Geophys Res. Space Phys.*, 122, 12274-12287.
4. Suvorova A.V., Dmitriev A.V. (2025). On external drivers of sudden increase of energetic electrons in the quasi-trapped zone during superstorms. *Geomag. Aeron.*, 65, No 6.
5. Suvorova A.V., Tsai L.-C., Dmitriev A.V. (2012). On relation between mid-latitude ionospheric ionization and quasi-trapped energetic electrons during 15 December 2006 magnetic storm. *Planet. Space Sci.*, 60, 363-369.
6. Suvorova A.V., Dmitriev A.V. (2025). On the role of abrupt solar wind pressure changes in forbidden energetic electron enhancements. *Universe*, 11, 226.
7. Suvorova A.V., Huang C.-M., Matsumoto H., et al. (2014). Low-latitude ionospheric effects of energetic electrons during a recurrent magnetic storm. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 119, 9283–9302.
8. Ilie R., Daldorff L.K.S., Liemohn M.W., et al. (2017). Calculating the inductive electric field in the terrestrial magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 122, 5391-5403.
9. Hui D., Vichare G. (2019). Variable responses of equatorial ionosphere during undershielding and overshielding conditions. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 124, 1328–1342.
10. Søråas F., Oksavik K., Aarsnes K., Evans D., Greer M. (2003). Storm time equatorial belt—An “image” of RC behavior. *Geophys. Res. Lett.*, 30(2), 1052. <https://doi.org/10.1029/2002GL015636>

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛАЗМЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ КОРОТКОИМПУЛЬСНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКОЙ В РЕЖИМЕ ЭЛЕКТРОННОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ НА КРУПНОМАСШТАБНОМ ПЛАЗМЕННОМ СТЕНДЕ «КРОТ»

Н. Айдакина<sup>1\*</sup>, М. Гушин<sup>1</sup>, И. Зудин<sup>1</sup>, С. Коробков<sup>1</sup>, А. Стриковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

\*E-mail: [aidakina@ipfran.ru](mailto:aidakina@ipfran.ru)

### Аннотация

В большой лабораторной замагниченной плазме стенда «Крот», предназначенного для моделирования явлений в космической плазме, экспериментально исследована мелко- и крупномасштабная динамика импульсных возмущений плазмы и магнитного поля, вызванных локальным ВЧ нагревом электронов в режиме параметров электронной (холловской) магнитной гидродинамики. В таком режиме возмущения могут развиваться в режиме «униполярного» переноса, в котором замагниченные электроны дрейфуют вдоль магнитного поля, а ионы, преимущественно, поперек поля, с замыканием возникающего тока по фоновой плазме. Такой перенос, сопровождаемый возбуждением системы вихревых электрических токов, обеспечивает существенно более быстрое перераспределение частиц плазмы, чем классический механизм амбиполярного переноса. Кроме того, система нестационарных вихревых токов, возникающих при импульсном нагреве плазмы, может возбуждать свистовые волны. Возмущения плотности выносятся из области нагрева существенно медленнее, с околосветовыми скоростями.

### Введение

Нестационарные возмущения плазмы, окружающей импульсные антенные устройства, представляют интерес, прежде всего, с точки зрения планирования активных экспериментов в ближнем космосе [1]. Импульсные возмущения плазмы могут возникать при работе мощных передатчиков на борту ИСЗ [2]; в соответствии с преобразованиями подобия [3] лабораторные эксперименты можно рассматривать как моделирование реакции ионосферной плазмы на импульсные воздействия в активных экспериментах [4].

С одной стороны, известно, что нагрев магнитоактивной плазмы может приводить к формированию вытянутых вдоль внешнего магнитного поля неоднородностей (дактов) с пониженной плотностью [5]. С другой стороны, импульсный нагрев плазмы в режиме ЭМГД [6], в котором характерные временные и пространственные масштабы нагрева удовлетворяют неравенствам  $f_{pe}^{-1} \ll f_{ce}^{-1} \ll \Delta t \ll f_{ci}^{-1}$  и  $\rho_{ce} \ll L \ll \rho_{ci}$  (где  $f_{pe}$  – электронная плазменная частота,  $f_{ce}$  – электронная циклотронная частота,  $f_{ci}$  – ионная циклотронная частота,  $\rho_{ce}$  – электронный гирорадиус,  $\rho_{ci}$  – ионный гирорадиус), может приводить к генерации импульсных токов и магнитных полей, которые переносятся со скоростями свистовых волн без существенных возмущений плотности [7].

Наши эксперименты [8-11] показывают, что фактическая картина возмущений плотности плазмы и генерации токов не сводится ни к одной из вышеперечисленных в изолированном виде. В настоящей работе рассматриваются мелко- и крупномасштабные возмущения магнитного поля и плазмы, возникающие при локальном импульсном нагреве электронов. Продемонстрирована комбинированная конвективно-диффузионная динамика возмущений магнитного поля, в основе которой – генерация вихревых токов «униполярной ячейки» и импульсных свистовых волн, которые могут распространяться на значительные расстояния от источника нагрева вдоль внешнего магнитного поля.

### Описание эксперимента

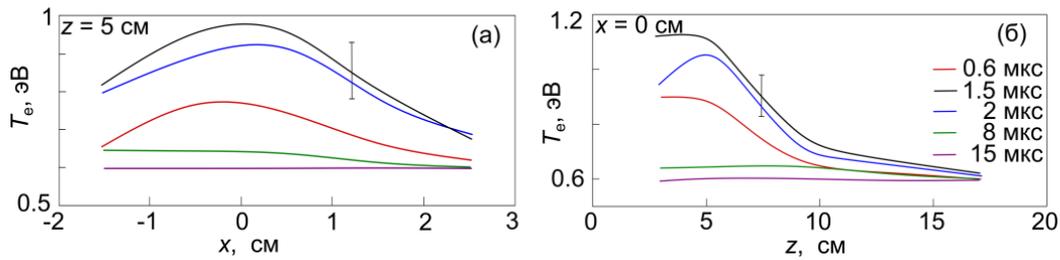
Эксперименты проводились на крупномасштабном плазменном стенде «Крот» [10] в спокойной распадающейся плазме индукционного разряда в аргоне, при параметрах, близких к использованным в работах [10-12]. Концентрация плазмы  $n_e$  изменялась в пределах от  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> до  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>, индукция внешнего магнитного поля  $B_0 = 50 - 200$  Гс. Плазма нагревалась мощным ( $P \approx 230$  Вт) коротким ( $\tau = 1$  мкс) ВЧ импульсом ( $f = 60-160$  МГц), подводимым к рамочной антенне диаметром 1 см или 7 см. Нагрев производился

как в непрозрачной ( $f_{ce} < f$ ), так и в прозрачной плазме с накачкой в свистовом диапазоне ( $f < f_{ce}$ ). Измерения электронной температуры, возмущений плотности и импульсных магнитных полей, возбуждаемых токами в плазме, проводились зондовыми методами [7, 10, 11].

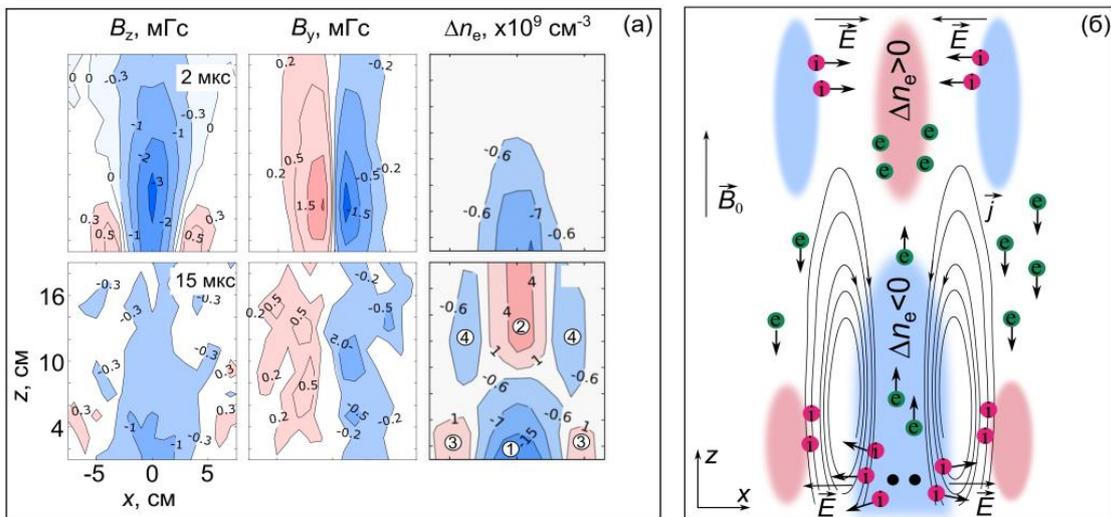
### Результаты экспериментов

На рис. 1 приводятся профили электронной температуры в области напротив антенны небольшого диаметра (1 см) при нагреве в полосе непрозрачности плазмы ( $f_{ce} < f < f_{pe}$ ). Электроны разогреваются приблизительно в 2 раза в узкой – диаметром не более 3 см – силовой трубке. Длина нагретой области оказывается порядка длины свободного пробега «теплых» электронов, и составляет около 15 см.

Локальный нагрев электронов приводит к генерации импульсных токов и перераспределению плотности плазмы. Самосогласованная, эволюционирующая система возмущений плотности и вихревых токов образует т.н. «униполярную ячейку» [12]. На рис. 2 (а) (левая и центральная панели) приводятся 2d карты возмущений магнитного поля, создаваемых вихревыми токами, для  $B_z$  и  $B_y$  компонент. В компоненте  $B_z$  напротив антенны при ВЧ нагреве регистрируется диамагнитный эффект ( $B_z < 0$ ), который максимален на расстоянии около 6 см от источника нагрева, там же, где наблюдается максимум температуры (рис. 1 (б)). Распределение  $B_y$  антисимметрично относительно оси  $x = 0$  см, и, в целом, соответствует полю продольного тока, протекающего к антенне, т.е. уходу электронов из нагретой области. На рис. 2 (а) (правая панель) приводятся 2d карты возмущений плотности в разные моменты времени. При нагреве электронов напротив антенны формируется область обеднения плотности, которая вытягивается вдоль магнитного поля. На временах порядка 15 мкс возмущения плотности максимальны и достигают 8 % от фонового значения. На этом отрезке времени формируется структура возмущений  $\Delta n_e$  переменного знака, которая является характерным свойством «униполярной ячейки». Хорошо выражены основная область обеднения плотности, система вихревых электрических токов, периферийные области обеднения плотности фоновой плазмы. Чередование областей с уменьшением и увеличением плотности является наиболее ярким признаком режима униполярного переноса [11, 13] (рис. 2 (б)).



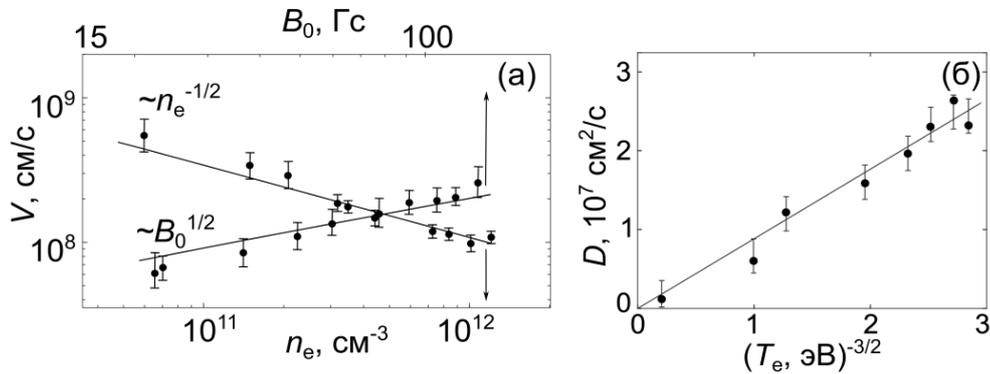
**Рисунок 1.** Пространственные распределения электронной температуры в различные моменты времени при импульсном ВЧ нагреве.



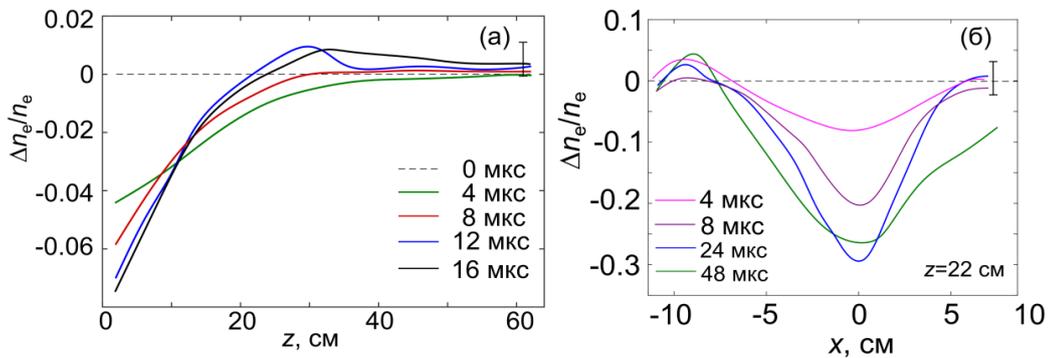
**Рисунок 2.** (а) 2D-карты возмущений двух компонент магнитного поля и плотности плазмы для «униполярной ячейки» в различные моменты времени; цифрами обозначены: (1) и (2) - основные области обеднения и увеличения плотности, (3) и (4) - периферийные области обеднения и увеличения плотности; (б) схема движения частиц в плазме в процессе униполярного переноса.

На больших расстояниях от ВЧ источника «униполярная ячейка» возбуждает низкочастотные волны. Для получения зависимости скорости продольного переноса магнитных возмущений от параметров плазмы измерения проводились с помощью пары магнитных зондов, разнесенных в пространстве. Скорости распространения, определяемые по запаздыванию фронта магнитных возмущений, приведены на рис. 3 (а) в зависимости от индукции внешнего магнитного поля  $B_0$  и плотности плазмы  $n_e$ . Аппроксимации, приведенные на поле рисунка, соответствуют зависимостям вида  $V \propto n_e^{-1/2}$  и  $V \propto B_0^{1/2}$ , т.е. дисперсии квазипродольных вистлеров. Экспериментально наблюдаемые скорости продольного переноса соответствуют частотам в диапазоне  $f = (0.25 - 1.5)$  МГц и, фактически, определяются длительностью фронта импульса нагрева,  $\tau_f \approx 0.2$  мкс.

Для исследования поперечной динамики возмущений магнитного поля для разных значений электронной температуры  $T_e$  были получены 2d-карты возмущений  $B_y(x,t)$  (аналогично рис. 2 (а)). Обработка экспериментальных данных в виде массивов  $D(x,t) = (\partial B_y(x,t)/\partial t)/(\partial^2 B_y(x,t)/\partial x^2)$  позволила получить зависимость  $D(T_e)$  (рис. 3 (б)), которая с хорошей точностью аппроксимируется теоретической зависимостью для спитцеровской проводимости,  $D = c^2/4\pi\sigma \propto T_e^{-3/2}$ . Таким образом, поперечный перенос импульсных возмущений магнитного поля происходит диффузионным образом за счет кулоновских столкновений.



**Рисунок 3.** Продольная волновая (а) и поперечная диффузионная (б) динамика импульсных возмущений магнитного поля вдали от источника нагрева.



**Рисунок 4.** Эволюция продольного (а) и поперечного (б) профиля возмущений плотности.

На рис. 4 приводятся измерения профилей возмущений плотности в их динамике. До 4 мкс происходит постепенное формирование вытянутой области обеднения плотности напротив источника нагрева. На временах 10 – 15 мкс на фронте области обеднения формируется “горб” – область с повышенной плотностью. В целом, перераспределение плотности происходит на временных масштабах более 50 мкс, что существенно больше характерных времен развития и релаксации возмущений магнитного поля. При этом и продольная и поперечная характерные скорости переноса возмущений плотности ( $V \approx 2 \times 10^5$  см/с) соответствуют околосвуковым скоростям ( $V_s = 2.2 \times 10^5$  см/с), что на 2 – 3 порядка меньше, чем скорость продольного переноса магнитных возмущений.

### Заключение

Таким образом, в модельных лабораторных экспериментах с локализованным короткоимпульсным высокочастотным нагревом электронов, проведенных на крупномасштабном плазменном стенде «Крот», демонстрируется динамика т.н. «униполярной ячейки». Генерируемые в окрестности «униполярной ячейки» импульсные токи и магнитные поля могут распространяться на большие расстояния от источника в виде

низкочастотных волн. Показано, что продольный перенос токов и возмущений магнитного поля происходит со скоростью свистовых волн, которая определяется параметрами плазмы и длительностью ВЧ импульса и его фронтов, т.е. характерным временем нагрева электронов. Поперечная динамика токов и магнитных полей имеет характер диффузии за счет конечной проводимости плазмы, определяемой кулоновскими столкновениями. Возникающие из-за нагрева электронов возмущения плотности демонстрируют более медленную динамику, и распространяются с существенно меньшими (звуковыми) скоростями. Описанные эффекты могут наблюдаться в активных экспериментах в околоземной космической плазме, например, при работе мощных импульсных передатчиков на борту недавно запущенных ИСЗ «Ионосфера-М».

Эксперименты выполнены на Уникальной научной установке «Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН» при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-00459).

## Литература

1. Streltsov A.V., Berthelier J.-J., Chernyshov A.A. et al. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // *Space Sci. Rev.* V. 214. P. 118. <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0549-7> (2018).
2. Pulinets S.A., Seleguey V.V. Ionospheric plasma modification in the vicinity of a spacecraft by powerful radio pulses in topside sounding // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 48. P. 149. (1986).
3. Альвен Х., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. Мир, М. (1967).
4. Lukianova R., Frolov V., Ryabov A. First SWARM Observations of the artificial ionospheric plasma disturbances and field-aligned currents induced by the SURA power HF heating // *GRL.* V. 46. P. 12,731–12,738. <https://doi.org/10.1029/2019GL085833> (2019).
5. Starodubtsev M.V., Nazarov V.V., Gushchin M.E., Kostrov A.V. Laboratory modeling of ionospheric heating experiments // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 121. P. 10,481–10,495. <https://doi.org/10.1002/2015JA021898> (2016).
6. Gordeev A.V., Kingsep A.S., Rudakov L.I. Electron magnetohydrodynamics // *Physics Reports.* V. 243, Is. 5. P. 215–315. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)90097-3](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)90097-3) (1994).
7. Stenzel R.L. Whistler modes excited by magnetic antennas: A review // *Phys. Plasmas.* V. 26. P. 080501. <https://doi.org/10.1063/1.5097852> (2019).
8. Gushchin M.E., Korobkov S.V., Kostrov A.V., Strikovskii A.V. Parametric generation of whistler waves due to the interaction of high-frequency wave beams with a magnetoplasma // *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* V. 88. No. 11. P. 720. <https://doi.org/10.1134/S0021364008230045> (2008).
9. Aidakina N.A., Gushchin M.E., Zudin I.Y., Korobkov S.V., Kostrov A.V., Strikovskiy A.V. Quasistationary magnetic field generated in a plasma by a whistler-mode radio pulse // *JETP Lett.* V. 93(9). P. 498. <https://doi.org/10.1134/S0021364011090025> (2011).
10. Aidakina N., Gushchin M., Zudin I., Korobkov S., Strikovskiy A. Laboratory study of interaction of magnetoplasma irregularities produced by several radio-frequency heating sources // *Phys. Plasmas.* V. 25. P. 072114. doi: 10.1063/1.5012554 (2018).
11. Aidakina N., Gushchin M., Zudin I., Korobkov S., Strikovskiy A. Density irregularities, currents, and magnetic fields generated by pulsed local rf heating of a magnetoplasma: Disturbances in rf antenna vicinity // *Phys. Plasmas.* V. 25. P. 122104. <https://doi.org/10.1063/1.5054819> (2018).
12. Aidakina N., Korobkov S., Gushchin M., Zudin I., Strikovskiy A. Experimental demonstration of the “unipolar cell” dynamics in a large laboratory magnetoplasma // *Phys. Plasmas.* V. 31. P. 122110. doi: 10.1063/5.0225468 (2024).
13. Rozhansky V.A., Veselova I.Yu., Voskoboynikov S.P. Three-dimensional computer simulation of plasma cloud evolution in the ionosphere // *Planet. Space Sci.* V. 38. No. 11. P. 1375. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(90\)90113-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(90)90113-5) (1990).

## СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ ТРИГГЕРНЫХ МЕХАНИЗМОВ ДЛЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ СУББУРЬ

Н.А. Бархатов<sup>1</sup>, С.Е. Ревунов<sup>1</sup>, О.М. Бархатова<sup>2</sup>, В.Г. Воробьев<sup>3</sup>, Е.А. Ревунова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина

<sup>2</sup>Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

<sup>3</sup>Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

### Аннотация

Работа посвящена статистическому анализу факторов, сопровождающих возникновение изолированных геомагнитных суббурь в магнитосфере Земли под воздействием солнечного ветра. Особое внимание уделено определению условий, при которых инициируются суббури, а также исследованию триггерных механизмов, запускающих эти процессы. В статье рассматривается роль различных параметров солнечного ветра, включая скорость, плотность и межпланетное магнитное поле в динамике магнитосферных возмущений. Особо отмечена высокая корреляция значений индекса SYM-H с индексом AL, ассоциированным с изолированными суббуревыми событиями, которые возникают на фоне глобальных магнитосферных возмущений. Это свидетельствует о тесной взаимосвязи локальных и глобальных процессов в системе «солнечный ветер — магнитосфера» и подчёркивает необходимость комплексного подхода к исследованию космических бурь и суббурь. Проведённый анализ позволил выявить статистические зависимости между вариациями межпланетных параметров и интенсивностью суббурь, что открывает возможность более точного прогнозирования подобных явлений. Практическая значимость исследования определяется влиянием геомагнитных суббурь на функционирование космических аппаратов, систем глобальной навигации и наземных коммуникаций, чувствительных к космической погоде. Полученные результаты позволяют уточнить представления о перераспределении энергии в магнитосфере и вносят вклад в развитие теоретических моделей её динамики.

### Введение

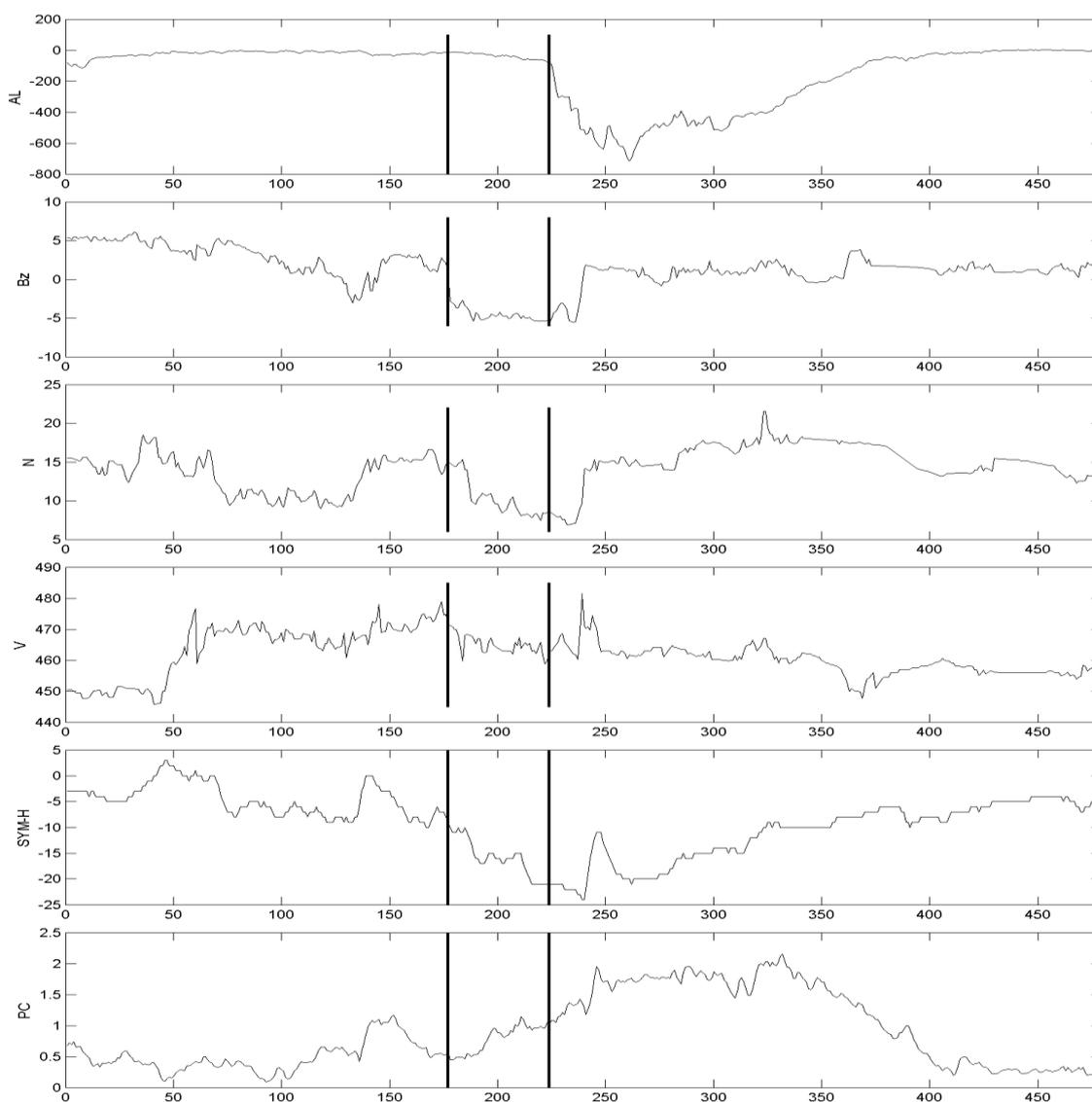
Изучение геомагнитных суббурь относится к ключевым вопросам исследовательской программы по динамике магнитосферы и её взаимодействия с солнечным ветром. В последнее время эмпирические исследования показали, что суббури не всегда инициируются исключительно внутренними процессами в магнитосфере. Такие внешние воздействия как ориентация и вариации межпланетного магнитного поля, динамическое давление солнечного ветра неоднократно упоминаются как возможные триггеры. Один из классических подходов в подобных исследованиях — статистические исследования зависимости начала суббурь от предшествующих событий, таких как поворот ММП на север после протяжённого периода преобладающего южного поля или внезапных скачков давления солнечного ветра. В работе [1] показано, что далеко не все суббури следуют этим внешним воздействиям, что породило деление на «triggered» и «non-triggered» суббури и необходимость уточнения предшествующих условий. Другой вклад в развитие темы внесли работы, где анализируется пространственно-временные последовательности данных из хвостовой части магнитосферы. Так в исследовании [2] демонстрируется, что динамика магнитного поля в средней хвостовой зоне (~15-25 R<sub>E</sub>) часто опережает околоземную динамику, что ставит под сомнение упрощённые модели, в которых суббуря запускается исключительно под действием процессов пересоединения магнитных полей на дневной стороне Земли. Сравнительно недавние работы, такие как [3], статистически детализируют характеристики суббурь различной интенсивности, их сезонные и суточные вариации, а также зависимость суббурь от этапов солнечного цикла. При этом рассматривается поведение геомагнитных индексов и параметров солнечного ветра перед суббуревыми событиями.

Актуальность представленного нами статистического анализа определяется несколькими причинами. Во-первых, с ростом зависимости наземных технологий от спутниковых систем, точной навигации, связи и электрических сетей, даже локальные геомагнитные возмущения могут вызывать сбои или ускоренный износ оборудования. Прогнозирование суббурь, особенно изолированных, которые могут возникать без полного развития магнитной бури, становится критическим для оценки рисков. Во-вторых, современное развитие инструментов наблюдения — спутниковых миссий, глобальных сетей магнитометров и высокочастотных радиозондов — позволяет собирать большие обширные наборы данных, что делает возможным выявление тонких статистических связей, которые ранее могли оставаться незамеченными. Использование таких данных

может помочь отличить ситуации, когда суббури вызвана внешним триггером, от тех, где доминируют внутренние процессы, и определить, какие комбинации параметров солнечного ветра (скорость, плотность, ориентация поля, давление и др.) наиболее вероятно приводят к ее запуску.

### Используемые данные и методика исследования

Материалом для исследования послужили изолированные суббури, отобранные по вариациям минутных значений индекса AL за зимние сезоны с 1995 г. по 2012 г. Поиск таких суббурь проводился визуально по суточным вариациям AL индекса. Было использовано 106 изолированных суббуревых событий различной интенсивности, каталог которых представлен на страницах (<http://pgia.ru/lang/en/data/>). Данные по индексам магнитной активности и по параметрам межпланетной среды с разрешением в 1 мин взяты на портале OMNI Web (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Оценка возможных триггерных механизмов, запускающих суббури выполнена на основе анализа распределений значений коэффициентов корреляции между конкретными параметрами, характеризующими замагниченный солнечный ветер ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ,  $V$ ,  $N$ ,  $P=Nv^2$ ), магнитосферными индексами PC и SYM/H и индексом AL для описания суббуревой активности. Согласно [4] для каждой изолированной суббури определены интервалы её фазы зарождения. Корреляция вычисляется для всех 106 событий в этом интервале между парами  $B_x$ -AL,  $B_y$ -AL,  $B_z$ -AL,  $N$ -AL,  $V$ -AL,  $P$ -AL, PC-AL, SYM/H-AL (см. рис. 1).



**Рисунок 1.** Пример визуализации параметров события изолированной суббури. Вертикальные метки ограничивают интервал расчета корреляции между конкретным параметром ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ,  $N$ ,  $V$ ,  $P$ , PC, SYM/H) и AL-индексом. Интервал соответствует фазе зарождения суббури [4].

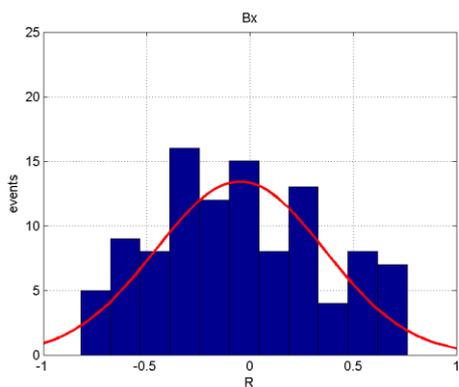


Рисунок 2. Распределение  $R(Bx, AL)$ .

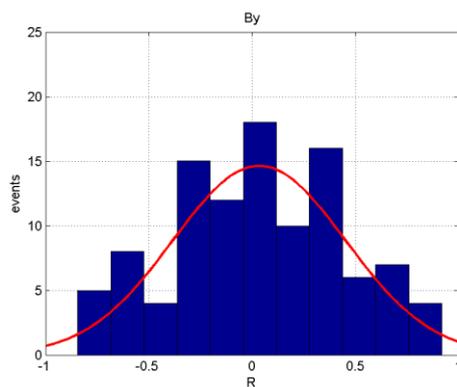


Рисунок 3. Распределение  $R(By, AL)$ .

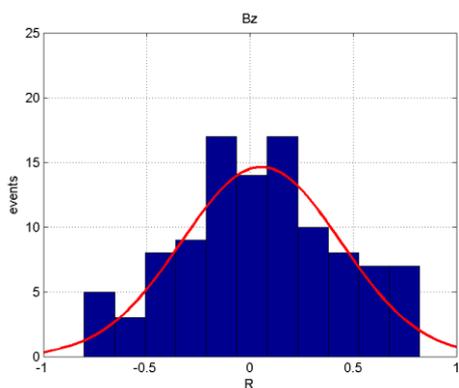


Рисунок 4. Распределение  $R(Bz, AL)$ .

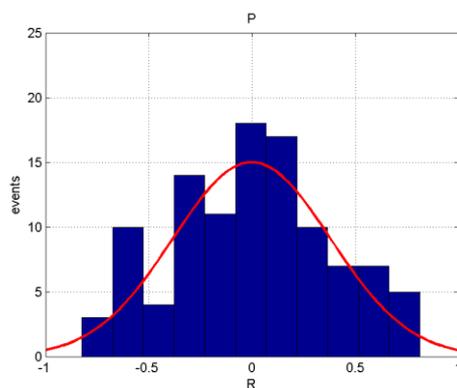


Рисунок 5. Распределение  $R(P, AL)$ .

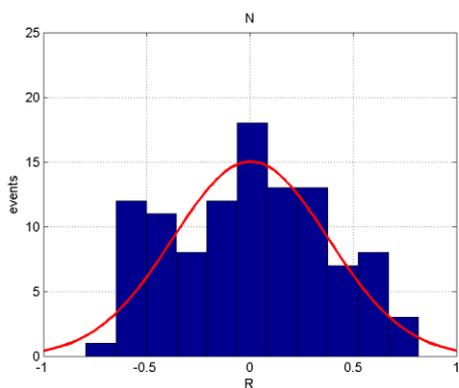


Рисунок 6. Распределение  $R(N, AL)$ .

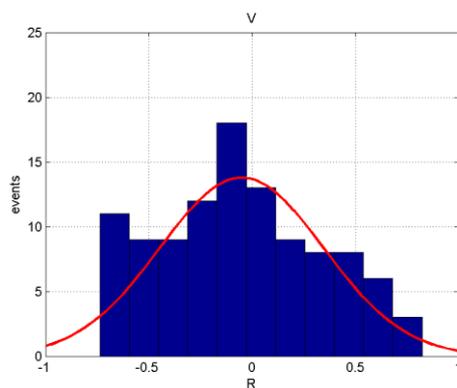


Рисунок 7. Распределение  $R(V, AL)$ .

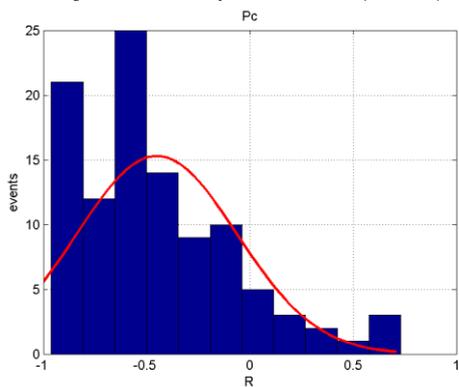


Рисунок 8. Распределение  $R(PC, AL)$ .

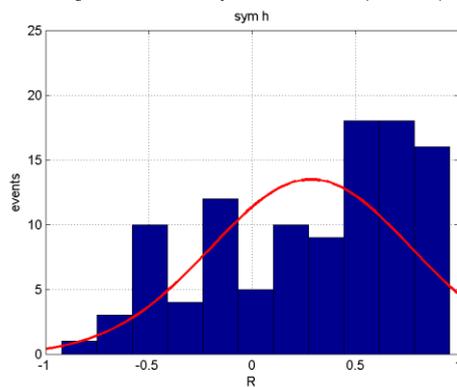


Рисунок 9. Распределение  $R(SymH, AL)$ .

## Результаты статистического анализа

Демонстрация полученных результатов в интервале фазы зарождения суббурь анализируемых событий приведена ниже на графиках статистического распределения (рис. 2-9). На рис. 2 и 3 демонстрируется распределение коэффициентов корреляции  $R$  между парами данных  $V_x$ -AL и  $V_y$ -AL. На рис. 4 и 5 демонстрируется распределение коэффициентов корреляции  $R$  между парами данных  $B_z$ -AL и  $P$ -AL. На рис. 6 и 7 демонстрируется распределение коэффициентов корреляции  $R$  между парами данных  $N$ -AL и  $V$ -AL. При этом можно заметить, что на рис. 2-7 для указанных параметров статистическое распределение наблюдается вблизи нуля. Это и не удивительно, поскольку ПСВ уже отработали к началу рассмотренного временного интервала, но вследствие инерции развития суббури индекс AL это еще не отразил на рассмотренном ограниченном интервале. На рис. 8 и 9 демонстрируется распределение коэффициентов корреляции  $R$  между парами данных  $PC$ -AL и  $SymH$ -AL. Для индекса  $PC$  наблюдается заметная группировка в области высокой антикорреляции с индексом AL, для  $SymH$  напротив в области высокой корреляции с индексом AL. Это означает, что магнитосферные процессы были запущены и заметны даже на ограниченном рассмотренном временном интервале.

## Обсуждение результатов

Установленная высокая антикорреляция индекса  $PC$  с индексом AL свидетельствует об увеличении значений  $PC$ -индекса в фазе зарождения суббури и может указывать на накопление энергии в магнитосфере перед её разрядкой в виде суббури [5]. Поскольку  $PC$ -индекс фиксирует изменения в электродинамических процессах в полярных областях, то суббуревой индекс AL в свою очередь начинает фиксировать перераспределения токов и плазмы в магнитосфере. Установленная высокая корреляция значений  $SymH$  с индексом AL обусловлена изначальным выбором изолированных суббуревых событий, происходящих на фоне глобальных магнитосферных возмущений, когда энергия перераспределяется по всей магнитосфере. Таким образом, настоящее исследование, направленное на статистический анализ возможных триггерных механизмов суббурь, призвано заполнить пробел в знаниях о прогнозе таких событий, уточнить условия внешних и внутренних воздействий, а также внести вклад в сдерживание технологических и инфраструктурных рисков, связанных с космической погодой.

## Список литературы

1. Hsu, T.-S., and R.L. McPherron, Occurrence frequencies of IMF triggered and nontriggered substorms // *J. Geophys. Res.*, 108(A7), 1307, doi:10.1029/2002JA009442. 2003
2. Lin, N., H.U. Frey, S.B. Mende, F.S. Mozer, R.L. Lysak, Y. Song, and V. Angelopoulos, Statistical study of substorm timing sequence // *J. Geophys. Res.*, 114, A12204, doi:10.1029/2009JA014381. 2009
3. Fu, H., C. Yue, Q.-G. Zong, X.-Z. Zhou, and S. Fu, Statistical characteristics of substorms with different intensity // *J. Geophys. Res.: Space Physics*, 126, e2021JA029318. <https://doi.org/10.1029/2021JA029318>. 2021
4. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Зверев В.Л. Исследование изолированных суббурь: условия генерации и характеристики различных фаз // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 56. № 6. С. 721–732. 2016
5. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббуревой активности // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 57. № 3. С. 273–279. 2017

## АВРОРАЛЬНЫЙ ПОРТРЕТ СОБЫТИЙ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО РОСТА ГЕОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ В ЛЭП

В.Б. Белаховский<sup>1</sup>, В.А. Пилипенко<sup>2</sup>, Я.А. Сахаров<sup>1</sup>, В.Н. Селиванов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

<sup>2</sup>Институт физики Земли РАН, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Центр физико-технических проблем энергетики Севера, филиал ФИЦ КНЦ РАН, г. Апатиты, Россия

**Абстракт.** Проанализированы характеристики полярных сияний по данным камеры всего неба в обсерватории ПГИ "Ловозеро" для случаев с экстремальными значениями геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ) в линиях электропередачи (ЛЭП) в Мурманской области за квазисолнечный цикл 2012-2022 г.г. Использованы данные подстанции Выходной (VKH). Из 93 экстремальных событий на станции VKH с ГИТ >20 А было отобрано 12 событий, когда регистрировались полярные сияния. Анализ показал, что экстремальные значения ГИТ сопровождаются дискретными формами полярных сияний с вихревой структурой в зеленой линии (557.7 нм). Ряд пиков сопровождается сияниями типа auroral bulge, характерных для взрывной фазы суббури.

### Введение

Геомагнитно-индуцированные токи (ГИТ) представляют собой токи, текущие в технологических линиях, они вызваны теллурическими электрическими полями, индуцированными изменениями магнитного поля Земли. Наиболее интенсивные токи (до сотен ампер) и электрические поля (>10 В/м) возбуждаются в высоких широтах в период геомагнитных возмущений [Пилипенко, 2021]. Наибольших значений скачки ГИТ достигают во время суббурь, в период регистрации P<sub>3</sub>/P<sub>6</sub> пульсаций, причем конфигурация ионосферных токовых систем играет важную роль в амплитуде ГИТ [Belakhovsky et al., 2019]. Было обнаружено, что экстремальный скачок ГИТ (~120 А) 29.06.2013 происходил в период регистрации омега-структур полярных сияний по данным спутника DMSP, который находился в это время в противоположном (южном) полушарии [Apatenkov et al., 2020].

В данной работе проанализированы характеристики полярных сияний использованием наземных наблюдений в период регистрации экстремальных значений ГИТ за 11 лет наблюдений.

### Используемые данные

Полярным геофизическим институтом (ПГИ) и Центром физико-технических проблем энергетики Севера ФИЦ КНЦ РАН создана система регистрации ГИТ в линиях электропередачи Мурманской области и Карелии. Данная система регистрации 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 110 кВ (Ревда – RVD). Регистрация ГИТ ведется непрерывно с конца 2011 года, и к 2022 году сформировался "квазисолнечный цикл" регистрации ГИТ, включающий в себя 24-25 циклы солнечной активности [Селиванов и др., 2022]. Данный цикл измерений являются уникальными для мировой науки. За квазисолнечный цикл (2012-2022 г.г.) была сформирована база данных экстремальных значений ГИТ в ЛЭП для авроральной станции VKH [Белаховский и др., 2024] и субавроральной станции KND.

В работе использованы данные магнитометра в обсерватории ПГИ "Ловозеро" (LOZ), расположенной вблизи станции VKH. Географические координаты станции LOZ – [67.97N, 35.02E], геомагнитные координаты – [64.22N, 114.6E]. Для регистрации сияний использованы данные камеры всего неба в обсерватории "Ловозеро". Использована двухмерная модель по расчету эквивалентных ионосферных токовых систем на основе данных магнитометров сети IMAGE, построенная по методу сферических элементарных токовых систем [Amm et al., 1999].

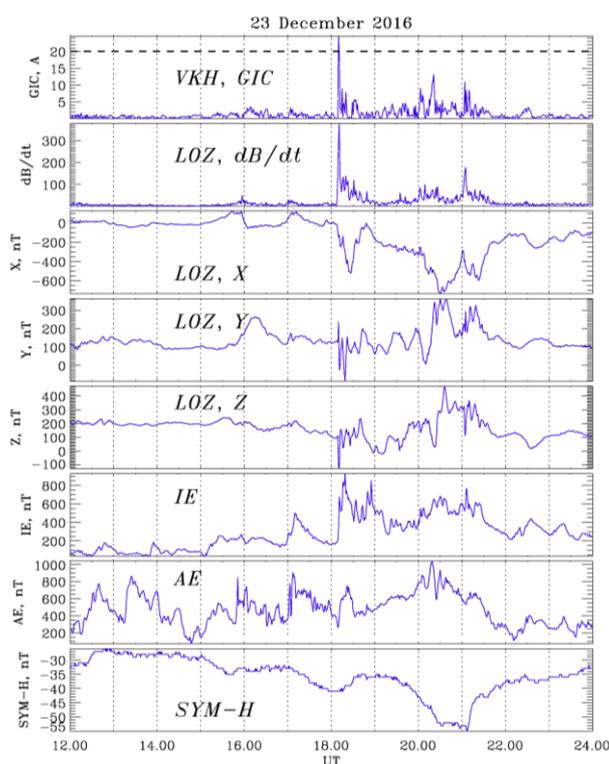
### Анализ событий

В качестве экстремальных событий отбирались случаи, когда величина ГИТ на станции VKH превышала 20 Ампер. Порог экстремального значения выбирался исключительно с точки зрения статистики. Из 93 экстремальных событий было отобрано 12 случаев, когда регистрировались полярные сияния камерой всего неба в обсерватории "Ловозеро". Список этих событий представлен в Таблице 1. Помимо времени самого события и амплитуды ГИТ в Таблице 1 указаны значения вариабельности геомагнитного поля dB/dt по

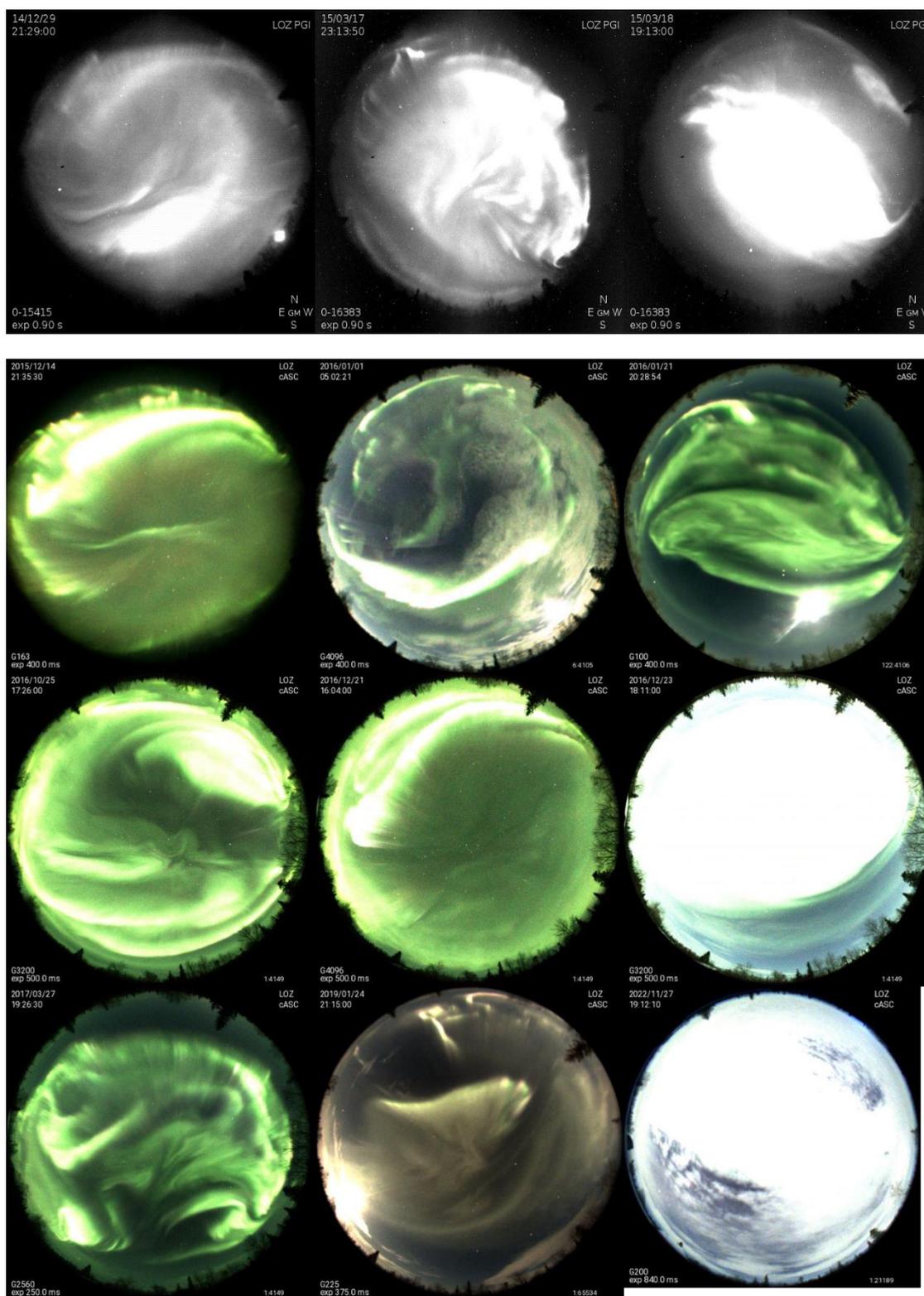
данным обсерватории LOZ ( $dB/dt = \sqrt{(dX/dt)^2 + (dY/dt)^2}$ , где X, Y – горизонтальные компоненты геомагнитного поля), значения индексов геомагнитной активности в момент скачка ГИТ (SYM-H, AE, IE) и максимальные значения SYM-H (max), IE (max) индексов в период геомагнитного возмущения. Анализ показывает, что практически все события ГИТ происходили во время суббури (Таблица 1), только одно событие происходило в дневном секторе во время положительной магнитной бухты (21.12.2016). Один из примеров экстремальных событий ГИТ в период суббури (23 декабря 2016 года) показан на рис. 1.

**Таблица 1.** Экстремальные события ГИТ за период 2012-2022 г.г., для которых имелись данные по полярным сияниям. Обозначения: sub – суббурия, sub rec- восстановительная фаза суббури, saw sub – периодические суббури (sawtooth events), pos – положительная магнитная бухта.

№	Дата	Время, UT	ГИТ, А	$dB/dt$ , нТл/мин	SYM-H, нТл	SYM-H (max),	AE, нТл	IE, нТл	IE (max), нТл	Тип возмущения
1	29.12.2014	21.29	-20.20	124	-28	-37	438	892	940	sub
2	17.03.2015	23.13	55.55	260	-211	-234	474	1444	1690	sub
3	18.03.2015	19.13	-23.10	135	-61	-234	481	752	1120	saw sub
4	14.12.2015	21.35	21.12	114	-45	-60	325	661	1050	sub
5	01.01.2016	05.02	39.33	92	-102	-117	1234	702	1000	sub rec
6	21.01.2016	20.28	37.78	233	-37	-95	335	850	910	sub
7	25.10.2016	17.26	-41.96	253	-57	-81	1589	1606	1880	sub
8	21.12.2016	16.04	-21.17	125	-49	-55	2078	2192	2200	pos
9	23.12.2016	18.10	24.60	237	-41	-55	284	680	980	sub
10	27.03.2017	19.26	20.52	210	-49	-86	799	897	1620	sub
11	24.01.2019	21.15	21.00	94	-7	-33	693	742	1120	sub
12	27.11.2022	19.12	20.07	141	-32	-61	1000	403	1150	sub



**Рисунок 1.** Модуль ГИТ на станции VKH; вариации  $dB/dt$  по данным LOZ; вариации X, Y, Z-компонент магнитного поля по данным LOZ; IE индекс; AE индекс; SYM-H индекс для 23 декабря 2016 года, 12-24 UT.

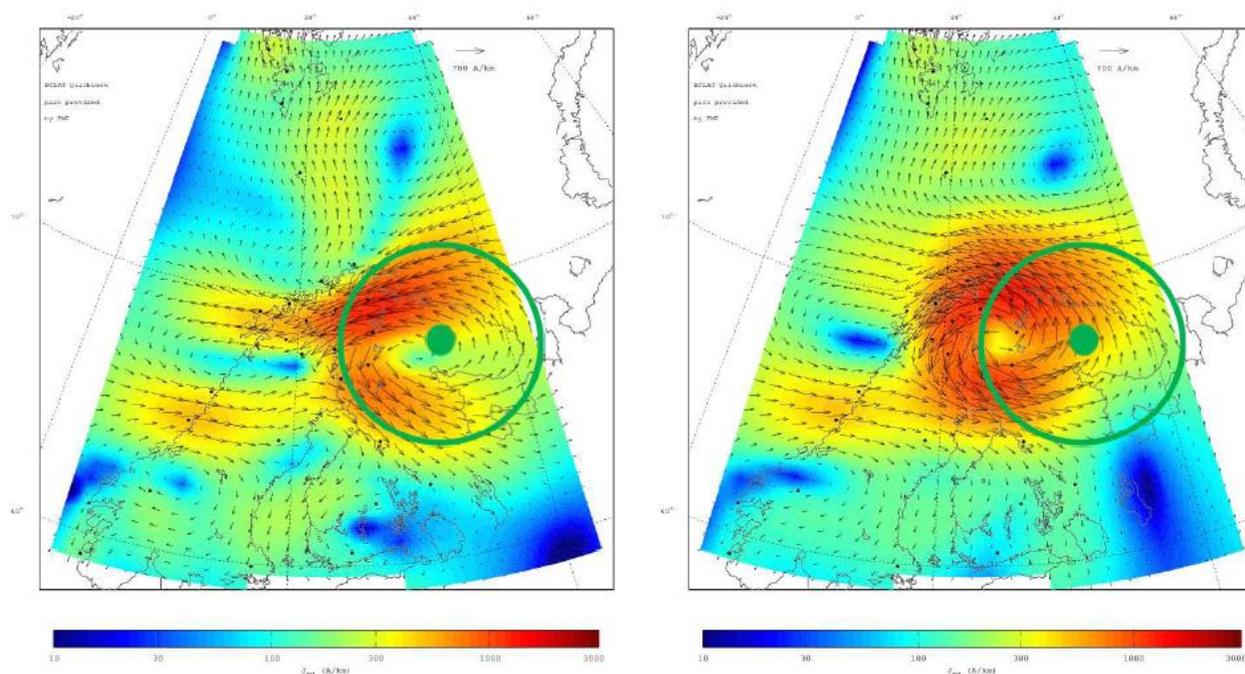


**Рисунок 2.** Кадры камеры всего неба в обсерватории ПГИ “Ловозеро” для случаев экстремальных событий ГИТ.

Кадры камеры всего неба в моменты экстремальных скачков ГИТ представлены на рис. 2. Первые три случая (верхний ряд) были сняты на черно-белую камеру, остальные случаи – на цветную камеру. Анализ данных изображений показывает, что в период регистрации скачков ГИТ наблюдались активные формы дискретных полярных сияний (вихри, спирали). Ряд событий происходил во время взрывной фазы суббури (в период

формирования auroral bulge) – 15.03.2018, 23.12.2016, 27.11.2022, когда большая часть поля зрения камеры была освещена сияниями.

Картину формирования ионосферных токовых систем можно получить также из модели эквивалентных токов IMAGE 2D. Пример для случая 23 декабря 2016 года показан на рис. 3. Из рис. 3 видно формирование среднемасштабных вихревых токовых систем. В силу того, что ЛЭП Мурманской области и в Карелии ориентирована преимущественно в направлении север-юг, то есть практически перпендикулярно авроральному электроджету, вихревые токовые системы имеют заметный вклад в рост ГИТ для данной конфигурации технологической линии. Данные камеры всего неба по полярным сияниям обладают более высоким пространственным разрешением для определения структуры и динамики мелкомасштабных ионосферных токовых систем, ответственных за экстремальные скачки ГИТ, чем модель IMAGE 2D.



**Рисунок 3.** Эквивалентные ионосферные токовые системы, построенные по модели IMAGE 2D для 23 декабря 2016, 18:11:00 UT (слева) и 18:11:50 UT (справа). Зеленая точка – обсерватория «Ловозеро», зеленые круги – поле зрения камеры всего неба.

## Заключение

По данным камеры всего неба в обсерватории ПГИ «Ловозеро» показана динамика полярных сияний во время регистрации экстремальных значений геомагнитно-индуцированных токов ( $>20$  А) на подстанции Выходной (Мурманская область). За 11 лет наблюдений (2012-2022 г.г.), выявлено 12 экстремальных событий, для которых были четкие данные по полярным сияниям. Экстремальные значения ГИТ сопровождаются дискретными формами полярных сияний с вихревой структурой в зеленой линии (557.7 нм). Ряд пиков сопровождается сияниями типа auroral bulge, характерных для взрывной фазы суббури. Динамика полярных сияний в линии 557.7 нм отражает структуру токовых систем в E-слое ионосферы. Таким образом, подтверждается высказанная ранее в наших работах точка зрения, согласно которой вихревые ионосферные токовые системы дают существенный вклад в рост ГИТ в ЛЭП «Северный транзит», ориентированной преимущественно в направлении север-юг.

**Благодарности.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-17-20038, <https://rscf.ru/project/25-17-20038/> и гранта Министерства образования и науки Мурманской области.

Авторы выражают благодарность проекту IMAGE ([www.ava.fmi.fi/image/](http://www.ava.fmi.fi/image/)) за возможность использования данных. Авторы выражают благодарность Ролдугину А.В. за возможность использования оптических данных ПГИ.

## **Литература**

- Amm O., Viljanen A. Ionospheric disturbance magnetic field continuation from the ground to the ionosphere using spherical elementary current systems // *Earth Planets Space*. V. 51. P. 431-440. 1999.
- Apatenkov S.V., Pilipenko V.A., Gordeev E.I., Viljanen A., Juusola L., Belakhovsky V.B., Sakharov Ya.A., Selivanov V.N. Auroral omega bands are a significant cause of large geomagnetically induced currents // *Geophysical Research Letters*. V. 47. e2019GL086677. 2020.
- Belakhovsky V., Pilipenko V., Engebretson M., Sakharov Ya., Selivanov V. Impulsive disturbances of the geomagnetic field as a cause of induced currents of electric power lines // *J. of Space Weather and Space Climate*. V. 9. A18. doi:10.1051/swsc/2019015. 2019.
- Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Селиванов В.Н., Сахаров Я.А. События экстремального роста геомагнитно-индуцированных токов на Кольском полуострове за 11 лет наблюдений // *Physics of Auroral Phenomena*. Т. 47, № 1, С. 36-39. 2024.
- Пилипенко В.А. Воздействие космической погоды на наземные технологические системы // *Солнечно-земная физика*. Т. 7, № 3. С. 72–110. 2021.
- Селиванов В.Н., Билин В.А., Колобов В.В., Сахаров Я.А. Геоиндуцированные токи в магистральной электрической сети "Северный транзит". РИД. Номер свидетельства: RU 2022623220.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТРЕБОВАНИЙ К СИСТЕМЕ МОНИТОРИНГА ГЕОИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЕТЯХ

В.В. Вахнина\*, А.А. Кувшинов, А.Н. Черненко, Р.Н. Пудовинников, О.В. Федяй

*Тольяттинский государственный университет, г. Тольятти, Россия*

\*E-mail: VVVahnnina@yandex.ru

**Аннотация.** Предложено регистрацию геоиндуцированных токов осуществлять в критических узлах электрической сети, выбор которых обусловлен топологией сети и конструкцией магнитной системы силовых трансформаторов. Выполнен анализ существующих систем мониторинга с различными типами измерительных преобразователей с элементом Холла, устанавливаемых в нейтраль силового трансформатора. Приведена количественная оценка геоиндуцированных токов в нейтральных силовых трансформаторов в зависимости от интенсивности геомагнитных возмущений и параметров электрической сети. Обоснован выбор предела преобразования измерительного преобразователя с элементом Холла, который должен осуществляться не только с учетом ожидаемой величины геоиндуцированных токов, но и фоновых токов, обусловленных несимметрией и несинусоидальностью фазных напряжений в узле включения силового трансформатора. Для мониторинга геоиндуцированных токов в нейтрали силового трансформатора предложено использовать измерительный преобразователь прямого усиления с элементом Холла, допустимая перегрузка которого достаточна для безопасного протекания токов однофазного короткого замыкания.

### Введение

Мониторинг геоиндуцированных токов (ГИТ) при геомагнитных бурях (ГМБ) в различных узлах электрической сети может использоваться не только для оценки степени угрозы конкретному силовому трансформатору, но и для формирования текущей оценки дополнительной реактивной нагрузки, появляющейся только в периоды ГМБ из-за насыщения силовых трансформаторов и создающей опасный дефицит реактивной мощности. В этой связи, актуальной является задача определения основных требований к системе мониторинга ГИТ в критических узлах электрической сети, силовые трансформаторы в которых наиболее уязвимы к воздействию ГИТ с точки зрения насыщения магнитной системы. Однако основной сложностью в осуществлении процессов мониторинга и регистрации ГИТ является то, что во временной области ГИТ представляют собой реализацию непрерывного случайного процесса в виде непрерывной последовательности однополярных выбросов со случайными вариациями амплитуды и длительности. Дополнительная сложность вызвана протеканием в нейтрали силового трансформатора при отсутствии геомагнитных возмущений «фоновый» ток со сложным гармоническим составом, обусловленных несимметрией и несинусоидальностью фазных напряжений электрической сети в узле включения силового трансформатора.

### Комплексный подход к определению геоиндуцированных токов в электрической сети

Режим работы силового трансформатора в условиях насыщения магнитной системы под воздействием ГИТ необходимо идентифицировать как аномальный режим, который с учетом кумулятивного характера воздействия может развиваться в аварийный режим, сопровождающийся повреждением силового трансформатора. Кроме того, силовой трансформатор, магнитная система которого находится в состоянии насыщения, становится источником дополнительной реактивной нагрузки на электрическую сеть. Поэтому идентификация аномального режима необходима для принятия адекватных оперативно-диспетчерских решений, например, по снижению нагрузки силового трансформатора, компенсации дополнительной реактивной нагрузки на электрическую сеть. Для этого необходим комплексный подход к определению ГИТ, учитывающий ряд требований:

- учитывать топологию электрической сети и выбирать для регистрации ГИТ критические узлы, в которых возможны максимальные уровни ГИТ;
- выбирать для регистрации ГИТ силовые трансформаторы с бронестержневой магнитной системой и трехфазные группы однофазных силовых трансформаторов с броневой магнитной системой как наиболее уязвимые для воздействия ГИТ и подверженные опасности насыщения магнитной системы под воздействием даже ГИТ, соизмеримых с токами холостого хода;
- приоритетными для регистрации ГИТ должны являться критические узлы электрической сети, в которых установлены трехфазные силовые трансформаторы с бронестержневой магнитной системой и трехфазные группы однофазных силовых трансформаторов;
- измерительный преобразователь тока для регистрации ГИТ должен допускать возможность длительной регистрации как постоянной составляющей тока нейтрали силового трансформатора, так и гармоник тока намагничивания;
- частота измеряемого ГИТ от 0 Гц до 0,1 Гц;
- измерительный преобразователь тока для регистрации ГИТ должен выдерживать протекание тока однофазного короткого замыкания в течение нескольких периодов сетевого напряжения до отключения силового трансформатора действием релейной защиты;
- выходной сигнал измерительного преобразователя тока должен передаваться на общеподстанционный пункт управления для последующей обработки и интеграции с системной автоматикой, например, с автоматикой ограничения снижения напряжения;
- измерительный преобразователь тока для регистрации ГИТ должен устанавливаться на шину, соединяющую вывод нейтрали силового трансформатора с заземляющим устройством, и допускать возможность эксплуатации на открытой площадке в условиях умеренного и холодного климата.

При выполнении указанных требований будут регистрироваться только те ГИТ, которые представляют опасность, поскольку вызывают насыщение магнитной системы силовых трансформаторов. Кроме того, при минимальном количестве точек регистрации будет обеспечиваться возможность оценки уязвимости электрической сети в целом к воздействию ГИТ по критерию дефицита реактивной мощности и перспективы последующего развития «лавинь» напряжения.

### **Выбор основных параметров измерительного преобразователя для регистрации ГИТ**

За рубежом серийно выпускаются специализированные средства для непосредственного измерения ГИТ. В качестве примера можно привести простой датчик типа GIC-4 (Dynamic Ratings), позволяющий измерять ГИТ величиной до 360 А и выполненный в виде трансформатора тока с разъемным сердечником и элементом Холла. Более совершенным является устройство типа ECLIPSE HECT (Advanced Power Technologies), которое кроме измерения ГИТ определяет уровень гармоник в токе силового трансформатора, появляющихся из-за насыщения магнитной системы. Существуют системы непрерывной регистрации ГИТ, которые развернуты в Северной Америке Metatech Corporation и Minnesota Power [1], а также единственная в России система регистрации воздействия магнитосферных возмущений на линии электропередачи 330 кВ «Северный транзит» на Кольском полуострове. Последняя действует с 2010 года под руководством Полярного Геофизического Института РАН (ПГИ РАН) совместно с Центром физико-технических проблем энергетики Севера [2-4]. Измерения ГИТ в нейтралях силовых трансформаторов и автотрансформаторов проводились на ряде подстанций напряжением 330 кВ Кольской энергосистемы. В частности, в нейтрали автотрансформатора АТ-2 подстанции 330 кВ «Выходная» регистрировались ГИТ значительно превышающие 100 А.

В зарубежной и отечественной практике для мониторинга ГИТ используются измерительные преобразователи с элементом Холла, которые устанавливаются в нейтрали силового трансформатора и позволяют измерять как переменные, так и постоянные токи [1,5]. Существуют две основные разновидности измерительных преобразователей тока с элементом Холла – прямого усиления и компенсационные [6,7]. В первом случае магнитное поле, создаваемое первичным током, концентрируется в магнитной цепи и преобразуется в воздушном зазоре элементом Холла в электрический сигнал, который усиливается для получения на выходе пропорциональной копии первичного тока. В измерительных преобразователях компенсационного типа магнитное поле первичного тока компенсируется магнитным полем вторичной обмотки. Вторичный (компенсационный) ток генерируется с помощью элемента Холла и электронной схемы и является пропорциональной копией первичного тока. Использование компенсационной обмотки

обеспечивает более высокую линейность и точность преобразования, но существенно ограничивает перегрузочную способность измерительного преобразователя. Кратность перегрузки по первичному току измерительных преобразователей компенсационного типа не превышает, как правило, значений (1,5 - 2,0).

Допустимая перегрузка измерительных преобразователей прямого усиления из-за отсутствия вторичной обмотки вполне соизмерима с токами электродинамической и термической стойкости стандартных электромагнитных трансформаторов тока. Например, допустимая перегрузка измерительного преобразователя прямого усиления типа SZ9HA-800...5000 составляет 30000 А·вит [7]. Если первичным витком является шина, соединяющая вывод нейтрали силового трансформатора с заземляющим устройством, то допустимая перегрузка измерительного преобразователя составит 30 кА.

Выбор конкретного типа измерительного преобразователя прямого усиления может проводиться с учетом номинальных параметров силового трансформатора и параметров примыкающей электрической сети, которые определяют величину ГИТ, протекающих в нейтрали, а также таких показателей качества электроэнергии в узле включения силового трансформатора, как коэффициенты несимметрии и несинусоидальности фазных напряжений, которые определяют величину токов нулевой последовательности.

При появлении ГИТ, достаточных по величине для насыщения магнитной системы силового трансформатора, в условиях нарушения симметрии и синусоидальности фазных напряжений ток в нейтрали приобретет сложный гармонический характер

$$I_N = 3 \cdot (I_{\text{ГИТ}} + I_{(0)} + \sum_{3k}^{\infty} I_{3k}), \quad (1)$$

где  $I_{\text{ГИТ}}$  – геоиндуцированный ток, обусловленный геомагнитными возмущениями;  $I_{(0)}$  – ток нулевой последовательности основной частоты 50 Гц, обусловленный нарушением симметрии фазных напряжений;  $I_{3k}$  – ток гармоник нулевой последовательности ( $k=1,2,3\dots$ ), обусловленных при отсутствии геомагнитных возмущений нарушением синусоидальности фазных напряжений, а в периоды геомагнитных возмущений – как нарушением синусоидальности фазных напряжений, так и насыщением магнитной системы силового трансформатора.

Величина ГИТ определяется интенсивностью геомагнитных возмущений, которые инициируют появление горизонтальной компоненты геоэлектрического поля, и величиной суммарного активного сопротивления контура протекания [8]. Количественные оценки ГИТ будут предельными для силовых трансформаторов как узловых, так и тупиковой подстанций радиальной сети, если трасса только одной воздушной линии (ВЛ) совпадает с направлением вектора напряженности  $E$  геоэлектрического поля, а трассы остальных ВЛ перпендикулярны вектору напряженности  $E$  геоэлектрического поля. Для этого случая в таблице 1 представлены расчетные значения ГИТ ( $I_{\text{ГИТ}(L)}$ ) в нейтрали силовых трансформаторов номинальной мощностью 200 МВА (узловая подстанция) и 40 МВА (тупиковая подстанция), связанных воздушной линией номинальным напряжением 220 кВ протяженностью ( $l$ ) от 50 км до 400 км.

**Таблица 1.** Количественные оценки ГИТ в нейтральных силовых трансформаторов, связанных ВЛ 220 кВ различной протяженности.

$l, \text{ км}$	$I_{\text{ГИТ}}, \text{ А}$					
	1,0	5,0	10	15	20	25
50	$\frac{11,82}{14,73}$	$\frac{59,1}{73,64}$	$\frac{118,2}{147,28}$	$\frac{177,3}{220,91}$	$\frac{236,41}{294,55}$	$\frac{295,51}{368,19}$
100	$\frac{15,64}{21,14}$	$\frac{78,19}{105,71}$	$\frac{156,37}{211,42}$	$\frac{234,56}{317,12}$	$\frac{312,74}{422,83}$	$\frac{390,93}{528,54}$
200	$\frac{18,64}{27,05}$	$\frac{93,2}{135,23}$	$\frac{186,39}{270,45}$	$\frac{279,59}{405,68}$	$\frac{372,79}{540,91}$	$\frac{465,98}{678,13}$
400	$\frac{20,62}{31,42}$	$\frac{103,12}{157,11}$	$\frac{206,24}{314,22}$	$\frac{309,36}{471,33}$	$\frac{412,48}{628,44}$	$\frac{515,6}{785,55}$

Представленные данные служат предельными оценками возможных значений ГИТ, причем в числителе представлены значения ГИТ при выполнении ВЛ проводом АС-240, а в знаменателе – значения ГИТ при выполнении ВЛ проводом АС-400. Как видно, в зависимости от протяженности, географической ориентации ВЛ и вектора напряженности  $E$  геоэлектрического поля величина ГИТ в нейтрали силовых трансформаторов может изменяться от единиц до сотен ампер.

Ток нулевой последовательности основной частоты 50 Гц при нарушении симметрии фазных напряжений непосредственно в узле подключения силового трансформатора с наиболее распространенной схемой соединения обмоток  $Y_0/\Delta$  можно записать в виде

$$I_{(0)} = (1,05 - 1,25) \cdot \frac{k_{U(0)\%}}{u_{к\%}} \cdot \frac{S_{ном}}{U_{ном}}, \quad (2)$$

где  $k_{U(0)\%}$  – коэффициент несимметрии фазных напряжений по нулевой последовательности;  $u_{к\%}$  – напряжение короткого замыкания силового трансформатора, выраженное в процентах;  $S_{ном}$  – номинальная мощность силового трансформатора;  $U_{ном}$  – номинальное напряжение силового трансформатора.

Выражение (2) позволяет оценить величину тока нулевой последовательности основной частоты по паспортным данным силового трансформатора и реальной несимметрии фазных напряжений в узле подключения силового трансформатора в электрическую сеть. Величина коэффициента несимметрии не должна превышать 2% в течение 95% времени интервала в одну неделю, т.е. не более 8,4 часа непрерывной несимметрии с коэффициентом 2%, либо случайные всплески различной продолжительности каждый, но суммарной продолжительностью не более 8,4 часа [9].

Например, при  $k_{U(0)\%} = 2\%$ , паспортных параметрах силового трансформатора  $S_{ном} = 200$  МВА,  $U_{ном} = 220$  кВ,  $u_{к\%} = 12\%$  действующее значение тока нулевой последовательности составит  $I_{(0)} = (160 \div 190)$  А, действующее значение тока нейтрали составит  $I_{N(0)} = 3 \cdot I_{(0)} = (480 \div 570)$  А. Если силовой трансформатор связан с электрической сетью ВЛ 220 кВ с проводами АС-400 и протяженностью 200 км, то в нейтрали при напряженности горизонтальной компоненты геоэлектрического поля  $E_0 = 20$  В/км величина ГИТ достигнет значения  $\approx 628$  А, а амплитуда суммарного тока нейтрали без учета высших гармонических составляющих достигнет значения  $I_{N(амп)} \cong 628 + \sqrt{2} \cdot (480 \div 570) \cong (1307 \div 1434)$  А.

В качестве примера в таблице 2 представлены основные параметры измерительного преобразователя тока типа SZ9HA-800 производства ООО «ТВЕЛЕМ», предел преобразования которого удовлетворяет полученным выше значениям амплитуды суммарного тока нейтрали [7].

Аналогичным образом можно получить предельную оценку амплитуды суммарного тока в нейтрали силового трансформатора при любых других значениях номинальной мощности с учетом собственных параметров примыкающих ВЛ, качества электроэнергии в узле подключения силового трансформатора, интенсивности геомагнитных возмущений. С учетом полученного значения амплитуды суммарного тока в нейтрали силового трансформатора необходимо выбирать измерительный преобразователь с соответствующим пределом преобразования силы тока.

**Таблица 2.** Основные характеристики измерительного преобразователя тока прямого усиления SZ9HA-800.

Первичный ток, А(эфф)	800
Диапазон преобразования, А	$\pm 2400$
Допустимая перегрузка, А·вит	30000
Выходное напряжение, В	$4,0 \pm 0,04$
Электрическая прочность изоляции, В (50 Гц, 1 мин)	1500
Точность преобразования, %	$< \pm 1,0$
Нелинейность преобразования, %	$< \pm 1,0$
Частотный диапазон, кГц (-3дБ)	0...25
Рабочая температура, °С	-40...+85

## **Заключение**

Для прогнозирования дефицита реактивной мощности и принятия адекватных диспетчерских решений по предотвращению недопустимых снижений напряжения в узлах электрической сети при геомагнитных бурях необходимо контролировать величину ГИТ в нейтральных трехфазных силовых трансформаторов с бронестержневой магнитной системой и трехфазных групп однофазных силовых трансформаторов с броневой магнитной системой, установленных на узловых и тупиковых подстанциях.

Для мониторинга ГИТ необходимо использовать измерительный преобразователь тока прямого усиления, предел преобразования которого выбирается с учетом ожидаемой величины длительно протекающих ГИТ и уровня гармоник нулевой последовательности в составе тока нейтрали. Допустимая перегрузка измерительного преобразователя тока должна допускать возможность протекания токов однофазного короткого замыкания в течение 4÷5 периодов сетевого напряжения, предельная величина которого определяется паспортными параметрами силового трансформатора.

## **Список литературы**

1. Карпенман J.G. Geomagnetic storms and their impact on the US power grid. Meta-R-319 Report, 2010.
2. Сахаров Я.А., Кудряшова Н.В., Данилин А.Н. и др. Влияние геомагнитных возмущений на работу железнодорожной автоматики. Вестник МИИТ. 2009. Вып. 21. С. 107–111.
3. Сахаров Я.А., Селиванов В.Н., Билин В.А., Николаев В.Г. Экстремальные величины геоиндуцированных токов в региональной энергосистеме. «Physics of Auroral Phenomena», Proc. XLII Annual Seminar, Apatity. 2019.
4. Селиванов В.Н., Данилин А.Н., Колобов В.В., Сахаров Я.А., Баранник М.Б. Результаты длительных регистраций токов в нейтральных силовых трансформаторов. Труды КНЦ РАН: Энергетика. Апатиты: Изд-во Кольского научного центра РАН, 2010. Вып. 1. С. 84–90.
5. Баранник М.Б., Данилин А.Н., Каткалов Ю.В., Колобов В.В., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. Система регистрации геоиндуцированных токов в нейтральных силовых трансформаторов // ПТЭ, 2012, №1, С.118–123.
6. Датчики тока и напряжения для промышленности. Промышленный каталог LEM.
7. Изолированные датчики тока и напряжения производства ООО «ТВЕЛЕМ». Характеристики – Применение – Расчеты.
8. Кувшинов А.А., Вахнина В.В., Кузнецов В.А., Рыбалко Т.А., Зюзин М.О. Анализ механизмов распространения геоиндуцированных токов в системообразующих электрических сетях различной топологии // Электричество, 2015, №5, С.36–45.
9. ГОСТ 32144-2013. Электрическая энергия. Совместимость технических средств электромагнитная. Нормы качества электрической энергии в системах электроснабжения общего назначения.

## НОЧНЫЕ АВРОРАЛЬНЫЕ ВЫСЫПАНИЯ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УРОВНЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

В.Г. Воробьев<sup>1</sup>, О.И. Ягодкина<sup>1</sup>, Е.Е. Антонова<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.)

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

<sup>3</sup>Институт космических исследований, г. Москва

**Аннотация.** Исследованы характеристики ночных авроральных высыпаний и аврорального свечения в условиях экстремально низкой и экстремально высокой магнитосферной активности. Использовались данные спутников серии DMSP и алгоритмы расчета величины ионного давления и интегральной интенсивности свечения эмиссии (OI) 557.7 нм. Определены усредненные широтные профили ионного давления и интенсивности аврорального свечения в магнитоспокойные периоды и во время больших магнитных бурь. Представлено уравнение регрессии, связывающее исправленную геомагнитную широту экваториальной границы высыпаний с уровнем магнитной активности и уравнение регрессии, позволяющее оценить величину ионного давления на этой границе в зависимости от её широты. Уравнения могут быть использованы для периодов с очень высоким уровнем магнитной активности  $Dst > -600$  нТл и  $AL > -2000$  нТл.

### 1. Введение

В полуночном секторе авроральной зоны при очень низком уровне магнитной активности сияния регистрируются на исправленных геомагнитных широтах  $\Phi' \sim 70^\circ - 72^\circ$  CGL, в то время как при высоком уровне магнитной активности сияния наблюдаются в большом интервале широт от  $\sim 60^\circ$  CGL до  $\sim 74^\circ$  CGL. Здесь в качестве широтного интервала представлены размеры овала полярных сияний по данным работы (Feldstein and Starkov, 1967) при индексах магнитной активности в авроральной зоне  $Q=0$  и  $Q=8$  соответственно. При  $Q=8$  в европейской части территории России экваториальная граница овала сияний будет располагаться примерно на широтах г. Архангельска. Однако хорошо известно, что в периоды интенсивных магнитных бурь полярные сияния наблюдались в средних и даже низких широтах.

Во время магнитных бурь происходит развитие кольцевого тока, мерой интенсивности которого может служить величина  $Dst$  индекса. Влияние кольцевого тока (DR) на положение границ овала сияний впервые было отмечено в работе (Feldstein and Starkov, 1968). Авторами этой работы было показано, что с увеличением интенсивности DR экваториальная граница овала сияний при фиксированных значениях  $Q$  – индекса смещается к экватору. В работе (Старков, 1993) представлено уравнение регрессии, связывающее широту экваториальной границы дискретных форм сияний с величиной логарифма  $Dst$ -индекса.

Положение границ овала сияний можно определить не только по оптическим наблюдениям аврорального свечения, но и по измерениям характеристик высыпавшихся частиц на низковысотных спутниках. В работе (Vorobjev et al., 2013) представлена эмпирическая модель авроральных высыпаний (APM), полученная по наблюдениям спутников серии DMSP, которая показывает планетарное распределение различных областей электронных высыпаний и их средние характеристики в зависимости от уровня магнитной активности, выраженной величинами  $AL$ - и  $Dst$ -индексов. Однако применимость модели ограничена магнитными возмущениями с  $|AL| < 1500$  нТл и  $|Dst| < 200$  нТл, в области которых положение границ высыпаний определено по статистически значимому набору данных.

Целью настоящей работы является изучение структуры ночных авроральных высыпаний в экстремально магнитоспокойные и экстремально магнитовозмущенные периоды и исследование особенностей широтного профиля характеристик электронных и ионных высыпаний в такие периоды. Определено положение экваториальной границы области авроральных высыпаний в периоды сильных магнитных бурь и средняя величина ионного давления на этой границе.

### 2. Данные и методика

Для анализа характеристик авроральных высыпаний использовались данные спутников DMSP F7 и F9 в долготном интервале 21:00 - 24:00 MLT. Спутники имели почти круговую полярную орбиту с высотой  $\sim 840$  км и периодом обращения  $\sim 101$  мин. Каждую секунду на спутниках регистрировался спектр высыпавшихся частиц в диапазоне энергий от 0.3 кэВ до 30 кэВ в 19-и каналах, распределенных по энергиям в логарифмической последовательности. Данные спутников взяты на страницах <http://sd-www.jhuapl.edu>.

При анализе характеристик авроральных частиц, кроме их средних энергий и потоков энергии, для высыпающихся ионов использованы значения ионного давления, а для высыпающихся электронов интенсивность свечения в эмиссии (OI) 557.7 нм. Методика определения ионного давления ( $P_i$ ) по измерениям спутников DMSP была опубликована в работе (Stepanova et al., 2006). Алгоритм расчета интегральной интенсивности свечения эмиссии (OI) 557.7 нм представлен в работе (Воробьев и др., 2013). В качестве входных параметров использовались средняя энергия и интегральный поток энергии высыпающихся частиц, представленные на страницах <http://sd-www.jhuapl.edu>.

### 3. Сравнительные характеристики высыпаний при низком и высоком уровне магнитной активности

Для изучения широтных профилей ионных и электронных высыпаний в периоды возмущений использованы наблюдения спутника F7 в период сильной магнитной бури 07-09 февраля 1986 г. с  $Dst = -307$  нТл в максимуме бури и данные спутника F9 в период гигантской магнитной бури 13-14 марта 1989 г. с  $Dst = -589$  нТл в максимуме возмущения. Характеристики авроральных высыпаний в спокойные периоды были получены спутниками F7 и F9 за сутки до начала поименованных выше магнитных бурь и по данным спутника F7 в экстремально спокойные периоды 1986 г., известного как год спокойного Солнца в минимуме 21 цикла солнечной активности.

Анализ спутниковых данных показывает, что широтное распределение характеристик высыпающихся электронов и ионов в авроральной зоне крайне изменчиво и зависит как от состояния межпланетной среды, так и от уровня возмущенности магнитосферы и ионосферы. Определенные сведения об особенностях широтного распределения высыпаний в различных геофизических ситуациях могут дать их средние характеристики, полученные спутниками DMSP в разные периоды времени, но при сходных геомагнитных условиях. Для получения средних характеристик необходимо выделить некую особую или реперную черту высыпаний, которую можно было бы определить в каждом пересечении спутником авроральной зоны, и относительно которой с физической точки зрения целесообразно определять характеристики высыпаний. В качестве такой реперной точки на широтном профиле высыпаний взята широта экваториальной границы изотропных высыпаний (ГИВ).

Широтные профили ионного давления ( $P_i$ ) имеют хорошо выраженный максимум как в спокойных условиях, так и в период экстремально сильных геомагнитных возмущений, формирование которого можно понять из следующих соображений. С уменьшением радиального расстояния величина ионного давления в экваториальной плоскости магнитосферы естественным образом возрастает по мере увеличения плотности плазмы. Однако при некотором приближении к Земле плазма становится анизотропной, резко увеличивается поперечная компонента ионного давления и падает его продольная составляющая. Так как спутник регистрирует только высыпающиеся частицы, т.е. продольную составляющую  $P_i$ , в широтном профиле давления формируется четко выраженный максимум, который можно рассматривать как экваториальную границу изотропных высыпаний (ГИВ).

Средние широтные распределения ионного давления ( $P_i$ ) и интенсивности свечения ( $I_{5577}$ ) в спокойные периоды показаны на верхней панели рис. 1. К спокойным периодам были отнесены пролеты спутника F7, наблюдаемые при низком уровне магнитной активности ( $AL > -100$  нТл) и при отсутствии магнитных вариаций амплитудой более 50 нТл во временном интервале примерно 2 ч до и после регистрации спутником высыпаний авроральной зоны. Кривые получены методом наложения эпох относительно ГИВ и приполюсной границы высыпаний  $b_b$  по 20 пролетам спутника. Широтный профиль ионного давления показан на верхней панели рис. 1а. Средние значения индексов  $Dst$  и  $AL$  указывают на очень низкий уровень геомагнитной активности для отобранных событий:  $\langle AL \rangle = -12$  нТл,  $\langle Dst \rangle = -2$  нТл. Положение ГИВ отмечено на рис. 1 штриховыми вертикальными линиями. В экстремально спокойные периоды средняя широта ГИВ составляет  $\Phi' = 68.3^\circ \pm 0.6^\circ$  CGL, а средняя величина ионного давления в максимуме  $\sim 0.6$  нПа.

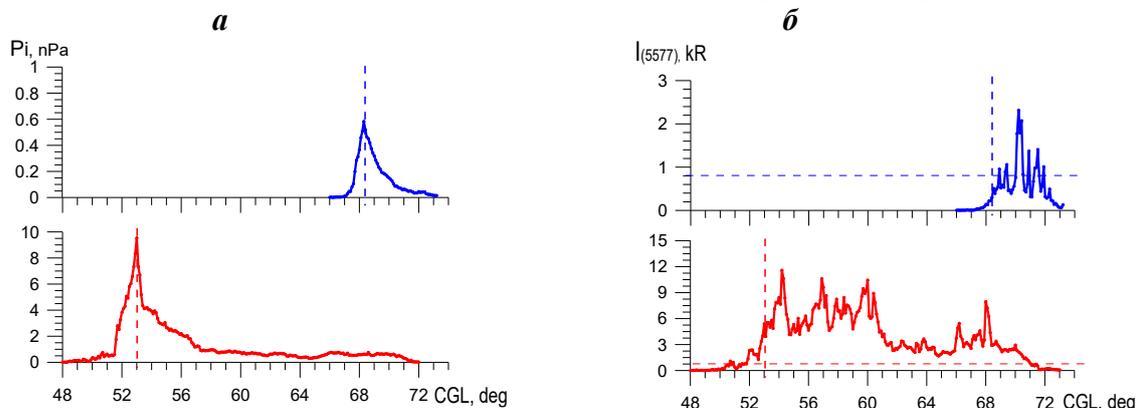
На рис. 1б горизонтальные штриховые линии определяют примерную границу между субвизуальным и визуальным авроральным свечением. Свечение в магнитоспокойный период можно отнести к субвизуальным или очень слабым полярным сияниям с возможными резкими локальными увеличениями интенсивности на широтах выше ГИВ, которые могут быть связаны с дугами полярных сияний интенсивностью до нескольких кР.

На нижней панели рис. 3 представлены средние широтные профили  $P_i$  и  $I_{5577}$  в экстремально возмущенные периоды магнитной бури 13-14 марта 1989 г. Для построения средних широтных профилей были отобраны пролеты спутника F9, в период которых ГИВ регистрировалась на  $\Phi' \leq 55^\circ$  CGL. Таких пролетов оказалось десять при среднем уровне  $\langle AL \rangle = -790$  нТл и  $\langle Dst \rangle = -320$  нТл.

Широтные профили  $P_i$  и  $I_{5577}$  на верхней и нижней панелях рисунка построены в одном и том же интервале широт и ясно указывают на значительное экваториальное смещение ГИВ от  $\Phi' = 68.3^\circ$  CGL в экстремально спокойные периоды до  $\Phi' = 52.9^\circ \pm 1.2^\circ$  CGL в период магнитной бури. Величина максимума ионного давления также значительно увеличивается в период магнитной бури по сравнению со спокойным периодом и в среднем составляет  $P_i \sim 10$  нПа. Широта приполюсной границы высыпаний в период магнитной бури

испытывает значительные вариации от  $\sim 62^\circ$  CGL до  $\sim 80^\circ$  CGL при среднем значении широты  $\langle \Phi' \rangle \sim 71^\circ$  CGL, что соответствует данным модели APM для такого среднего уровня магнитной активности.

Широтное распределение интенсивности аврорального свечения в период магнитной бури неоднородно (рис. 1б, нижняя панель). Полярные сияния яркостью в 10-12 кР регистрируются в экваториальной части высыпаний на широтах от ГИВ до  $\sim 60^\circ$  CGL в области больших отрицательных градиентов ионного давления. Выше по широте, после некоторого «провала» интенсивности свечения шириной  $6^\circ$ - $8^\circ$  широты, локальные всплески интенсивности свечения наблюдались около приполюсного края зоны авроральных высыпаний.



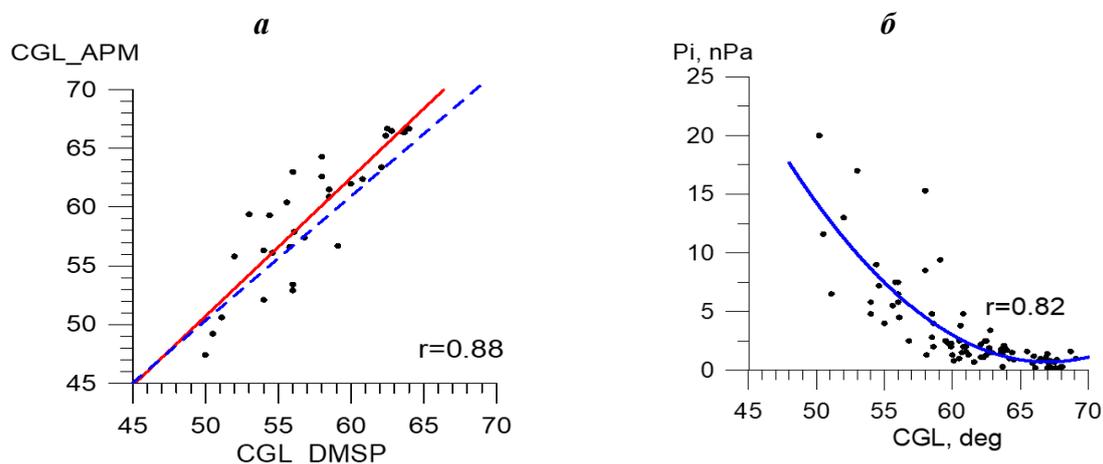
**Рисунок 1.** Средние широтные распределения ионного давления (а) и интенсивности свечения эмиссии 557.7 нм (б) в экстремально спокойных (верхняя панель) и экстремально возмущенных (нижняя панель) условиях. Вертикальные штриховые линии - широтное положение ГИВ.

#### 4. Положение ГИВ и величина ионного давления

Планетарное распределение границ авроральных высыпаний, регистрируемых спутниками серии DMSP, в зависимости от уровня геомагнитной активности представлено в модели APM (Vorobjev et al., 2013). Для широты ГИВ уравнение регрессии, полученное в этой модели, имеет вид:

$$\Phi'_{\text{ГИВ}} = 66.46 - 0.0055|AL| - 5.43 \times 10^{-7}AL^2 + 0.026 \text{ Dst}, \quad (1)$$

где  $\Phi'$  - исправленная геомагнитная широта в градусах, а AL и Dst – значения индексов магнитной активности в нТл.



**Рисунок 2.** (а) - широтное положение ГИВ по наблюдениям спутников DMSP F7 и F9 и по модели авроральных высыпаний (APM) для магнитных бурь 07-09 февраля 1986 г. и 13-14 марта 1989 г.

(б) - величина максимума ионного давления в зависимости от исправленной геомагнитной широты ГИВ.

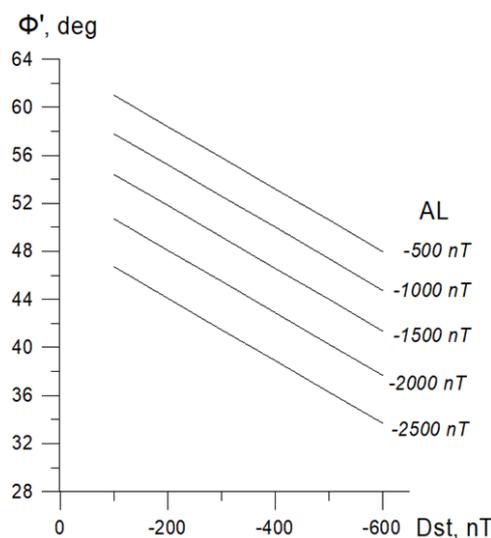
Рис. 2а показывает соотношение между экспериментальными и расчетными значениями положения ГИВ в секторе 21-24 MLT. На рисунке по горизонтальной оси отложена исправленная геомагнитная широта границы, зарегистрированная спутниками F7 и F9 в период магнитных бурь, а по горизонтальной оси – широта этой границы, рассчитанная по формуле (1) для тех же уровней магнитной активности. Полученные соотношения хорошо аппроксимируются уравнением линейной регрессии (сплошная линия) с

коэффициентом линейной корреляции  $r = 0.88$ . Штриховая линия на рисунке соответствует уравнению  $Y=X$ , т.е. когда расчетные и экспериментальные значения точно совпадают друг с другом. Как видно из рисунка, линейные соотношения очень близки друг к другу. Результаты, представленные на рис. 2а, показывают, что аналитическое выражение (1) может быть использовано для определения положения ГИВ в секторе 21:00-24:00 MLT в периоды очень сильных магнитных бурь, по крайней мере, для  $Dst > -600$  нТл и  $AL > -2000$  нТл.

Анализ данных показывает, что не только широта ГИВ, но и величина ионного давления на этой границе зависят от уровня геомагнитной активности. Так как уровень магнитной активности является определяющим в выражении (1), определим максимальный уровень ионного давления на широтном профиле высыпаний в зависимости от широты ГИВ. Соответствующий график представлен на рис. 2б, для построения которого использованы данные спутников DMSP, как за периоды рассмотренных выше магнитных бури, так и за спокойные периоды, предшествующие этим возмущениям. С коэффициентом корреляции  $r = 0.82$  наблюдения спутников можно аппроксимировать уравнением регрессии 2-ой степени:

$$P_i \text{ (нПа)} = 211.07 - 6.28 \Phi'_{\text{ГИВ}} + 0.047 (\Phi'_{\text{ГИВ}})^2 \quad (2)$$

На рис. 3 представлено семейство линейных уравнений, полученное из уравнения (1), которое показывает широту ГИВ в зависимости от уровня Dst-индекса при разных, но фиксированных значениях индекса AL. Рисунок может быть использован для быстрого определения широты максимума ионного давления в широтном профиле высыпаний и определения области, максимально подверженной влиянию геоиндуцированных токов.



**Рисунок 3.** Широта ГИВ в зависимости от Dst при разных, но фиксированных значениях AL-индекса.

## 5. Основные результаты работы

По наблюдениям спутников серии DMSP исследованы сравнительные характеристики авроральных высыпаний в секторе 21:00 – 24:00 MLT в экстремально магнитоспокойные и экстремально магнитовозмущенные периоды. В работе получены следующие основные результаты:

1. В экстремально спокойные периоды ( $\langle AL \rangle = -12$  нТл и  $\langle Dst \rangle = -2$  нТл) средняя широта ГИВ составляет  $\Phi' = 68.3^\circ \pm 0.6^\circ$  CGL, а средняя величина ионного давления в максимуме  $\sim 0.6$  нПа.

2. В периоды магнитных бурь положение ГИВ значительно смещается в более низкие широты до  $\Phi' = 52.9^\circ \pm 1.2^\circ$  CGL при среднем уровне индексов магнитной активности  $AL = -790$  нТл и  $Dst = -320$  нТл, средняя величина ионного давления на этой границе значительно увеличивается по сравнению со спокойным периодом и в среднем составляет  $P_i \sim 10$  нПа.

3. Представлено уравнение регрессии, связывающее исправленную геомагнитную широту ГИВ с уровнем магнитной активности, и уравнение регрессии, позволяющее оценить величину ионного давления на этой границе. Уравнения могут быть использованы для периодов с очень высоким уровнем магнитной активности, по крайней мере для  $Dst > -600$  нТл и  $AL > -2000$  нТл.

Исследования, выполненные О.И. Ягодкиной, поддержаны грантом РФФИ № 25-17-20038 <https://rscf.ru/project/25-17-20038> и грантом Министерства образования и науки Мурманской области.

## Литература

- Воробьев В.Г., Кириллов А.С., Каткалов Ю.В., Ягодкина О.И. Планетарное распределение интенсивности аврорального свечения, полученное с использованием модели авроральных высыпаний // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 6. С. 757–761. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0016794013060163>
- Старков Г.В. Планетарная морфология сияний // Магнитосферно-ионосферная физика. Краткий справочник. Ред. Ю.П. Мальцев. С-Пб. Наука. 184 с. 1993.
- Feldstein, Y.I.; Starkov, G.V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances // Planet. Space Sci. V. 15. No. 2. P. 209–229. 1967. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(67\)90190-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(67)90190-0)
- Feldstein, Y.I.; Starkov, G.V. Auroral oval in the IGY and IQSY period and a ring current in the magnetosphere // Planet. Space Sci. V. 16. No. 1. P. 129–133. 1968. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(68\)90050-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(68)90050-0)
- 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. <https://doi.org/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. Issue (September). P. 157–171. 2013. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.007>

## ПРОЯВЛЕНИЕ СИЛЬНЕЙШЕЙ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 10-12 МАЯ 2024 ГОДА В ДАННЫХ МАГНИТОМЕТРОВ НА ЯКУТСКОМ МЕРИДИАНЕ

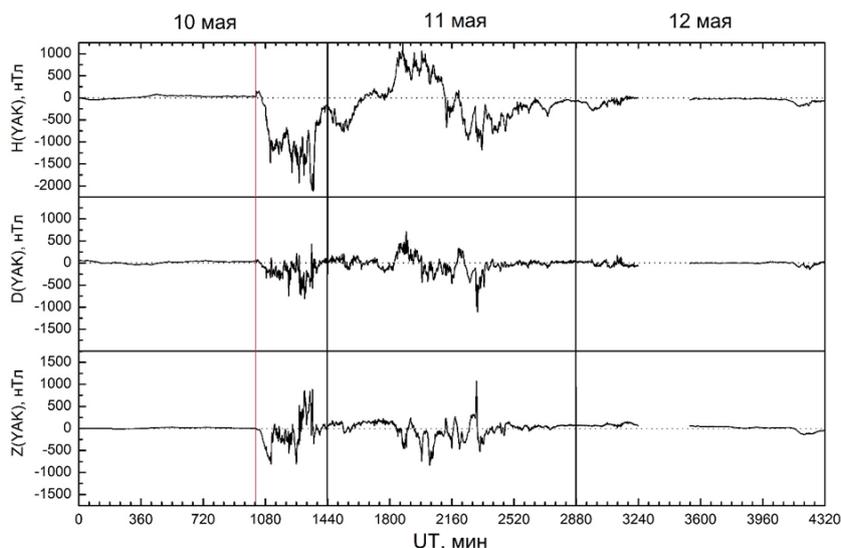
Г.А. Макаров

*Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск,  
Россия; e-mail: gmakarov@ikfia.ysn.ru*

**Аннотация.** Рассматриваются магнитные вариации по данным магнитометров Якутской меридиональной цепочки геофизических станций в период сильнейшей геомагнитной бури 10-16 мая 2024 г. Внезапное начало бури наблюдалось в 17:06 UT, длительность ее главной фазы составляла ~ 9 ч, при этом пиковое отрицательное значение индекса Dst достигло -412 нТл 11 мая в 02:00 UT, фаза восстановления продолжалась более 5 суток. В результате анализа магнитных данных 3-х станций меридиональной цепочки стало возможным получить информацию о распределении эквивалентных токовых систем на ионосферных высотах в регионе. Установлено, что 10 мая в раннем утреннем секторе 01-05 MLT над станциями развилась расширенная система интенсивных токов западного направления с электроструей, которая располагалась на широте  $55^\circ < \Phi' < 61^\circ$ . В последующем электроструя переместилась в южном направлении. Получено, что 11 мая в секторе 13-19 MLT станции Якутск и Жиганск находились южнее системы токов восточного направления, станция Тикси в 13-16 MLT была южнее токов западного направления. В секторе 20-06 MLT все три станции располагались севернее системы токов западного направления, причем Якутск находился почти под сгущением этих токов. Рассмотрены межпланетные условия в период возникновения бури.

### 1. Магнитные вариации по данным станций Якутской меридиональной цепочки

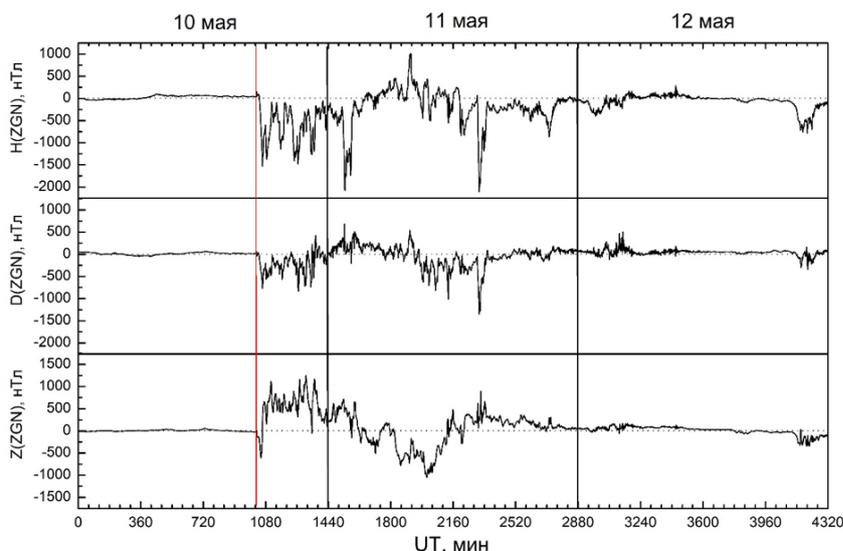
10 мая 2024 года магнитометры Якутской меридиональной цепочки геофизических станций зарегистрировали очень большие магнитные изменения. На рисунках 1-3 приведены вариации горизонтальной H, вертикальной Z компонент и склонения D геомагнитного поля на станциях Якутск (YAK,  $\Phi' \approx 54.5^\circ$ ,  $\Lambda' \approx 201.3^\circ$ ), Жиганск (ZGN,  $61.4^\circ$ ,  $194.1^\circ$ ), Тикси (TIX,  $66.1^\circ$ ,  $197.3^\circ$ ) соответственно. Из данных регистрации исключены базисные уровни. Видно, что возмущения начались внезапно около 17 UT и продолжались более 40 часов, вплоть до 11 UT 12 мая. Отрицательные отклонения H-компоненты в Якутске достигали ~ -2000 и более нТл, в Жиганске ~ -1500 нТл, в Тикси ~ -1000 нТл. Глобальная отрицательная бухта (если сгладить резкие изменения) горизонтальной компоненты H в Якутске и Жиганске продолжалась до ~ 03 UT 11 мая, затем последовала



**Рисунок 1.** Изменения горизонтальной H, вертикальной Z компонент и склонения D геомагнитного поля относительно базисного уровня на станции Якутск 10-12 мая 2024 г. Время отсчитывается от 00:00 UT 10 мая.

положительная бухта в H длительностью примерно 8 ч, в Тикси H-компонента поля изменялась от -1200 нТл до 500 нТл относительно базисной линии.

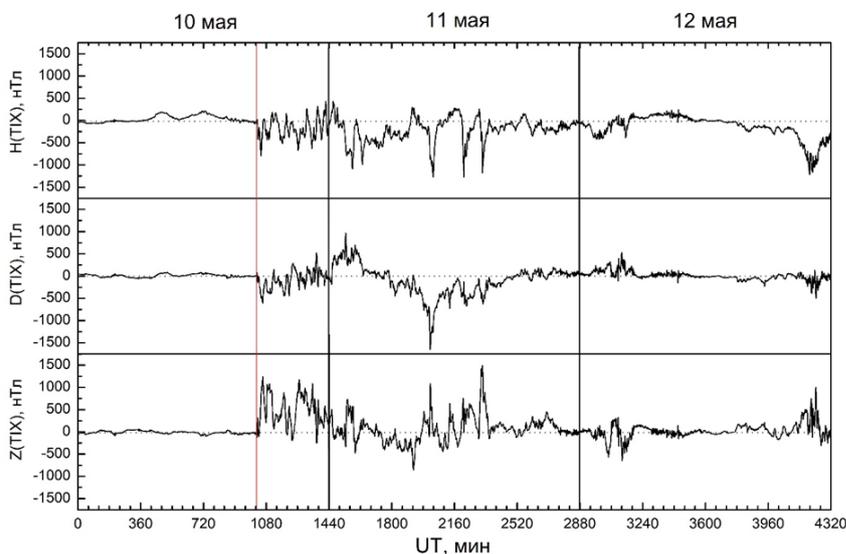
Склонение поля на всех станциях изменялось в пределах -1000 нТл ÷ 500 нТл (в Тикси от -1500 нТл). Отрицательные отклонения вертикальной Z-компоненты поля в Якутске видны сразу после начала возмущений в течение около ~ 5 ч, достигая при этом значений -300 нТл ÷ -800 нТл, далее в течение ~ 8 ч видны положительные отклонения Z в пределах сначала 900 нТл, затем 200 нТл, а далее Z изменяется от -500 ÷ -800 нТл. В Жиганске в изменениях Z компоненты



**Рисунок 2.** Изменения горизонтальной  $H$ , вертикальной  $Z$  компонент и склонения  $D$  геомагнитного поля относительно базисного уровня на станции Жиганск 10-12 мая 2024 г. Время отсчитывается от 00:00 UT 10 мая.

$H$  в течение 2 минут: в Якутске на 129 нТл, в Жиганске 123 нТл, в Тикси 55 нТл.

По данным о магнитных вариациях на станциях Якутской меридиональной цепочки можно получить информацию о распределении эквивалентных токовых систем на ионосферных высотах в регионе. 10 мая в период 17-21 UT, т.е. в раннем утреннем секторе 01-05 MLT, во время первой половины главной фазы бури, можно полагать, что над станциями развилась расширенная система интенсивных токов западного направления с электроструей, которая располагалась между Жиганском ( $\Phi' \approx 61^\circ$ ) и Якутском ( $\Phi' \approx 55^\circ$ ).



**Рисунок 3.** Изменения горизонтальной  $H$ , вертикальной  $Z$  компонент и склонения  $D$  геомагнитного поля относительно базисного уровня на станции Тикси 10-12 мая 2024 г. Время отсчитывается от 00:00 UT 10 мая.

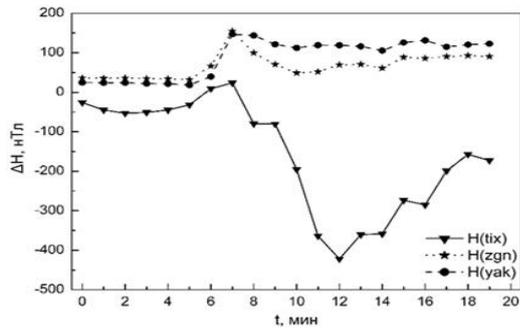
отчетливо заметны последовательно положительная, отрицательная и положительная бухты, если судить по сглаженным данным, продолжительностью  $\sim 9$  ч,  $\sim 8$  ч и  $\sim 11$  ч и отклонениями до  $\sim 1200$  нТл,  $\sim -1000$  нТл и  $\sim 500$  нТл соответственно. В Тикси изменения вертикальной  $Z$ -компоненты поля ведут себя подобно изменениям в Жиганске. Эти большие изменения можно считать проявлением сильнейшей геомагнитной бури.

На рис. 4 показаны проявления внезапного начала бури в  $H$  компоненте магнитного поля на 3-х станциях. Внезапное начало наблюдалось в 17:06 UT. Во всех кривых видно повышение

Около 05 MLT электроструя переместилась в южном направлении и оказалась над Якутском, далее она продолжила смещаться к югу, и такое распределение токов было в секторе 05-12 MLT. 11 мая в дневном-вечернем секторе (13-19 MLT) станции Якутск и Жиганск находились южнее системы токов восточного направления, станция Тикси в 13-16 MLT была южнее токов западного направления, а в 16-19 MLT севернее таких токов. В секторе 20-06 MLT все три станции располагались севернее системы токов западного направления, причем Якутск находился почти под сгущением этих токов.

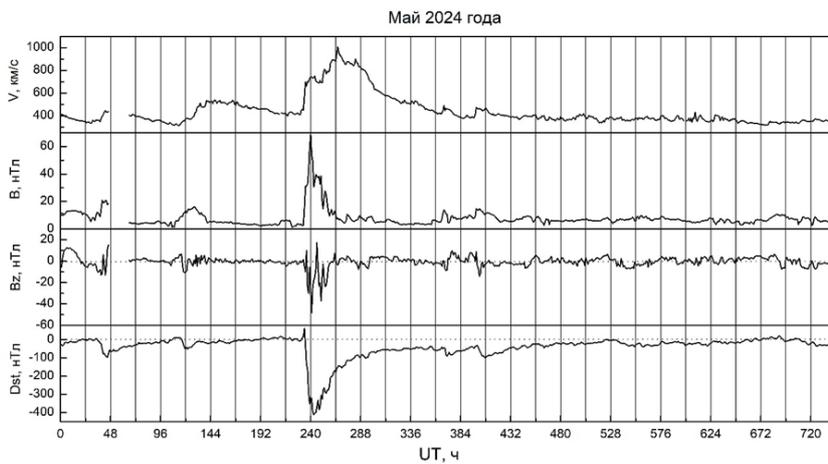
## 2. Вариации геомагнитного индекса Dst и межпланетных параметров

На рис. 5 показаны вариации среднечасовых значений геомагнитного индекса Dst [<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>], северо-южной компоненты  $B_z$  межпланетного поля (ММП), модуля  $B$  межпланетного поля и скорости солнечного ветра  $V$  [[https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low\\_res\\_omni/](https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low_res_omni/)] с 1 по 31 мая 2024 г. Видно, что в этом месяце произошло 5 геомагнитных бурь: умеренная буря 2-5 мая, слабая буря 5-7 мая,



**Рисунок 4.** Проявление внезапного начала геомагнитной бури 10-12 мая 2024 г. на станциях Якутск, Жиганск, Тикси. Начало отсчета – 17:00:30 UT 10 мая 2024 г.

На рис. 5 видно, что буря произошла в результате резких изменений межпланетных параметров в 17:04 UT: скорость солнечного ветра возросла с 447 км/с до 714 км/с, модуль межпланетного магнитного поля увеличился с 4 нТл до 22 нТл, а его северо-южная компонента сменила направление с северного 3 нТл на южное –16 нТл (время 17:04 UT определено по минутным данным спутниковых магнитометров, данные о скорости солнечного ветра в 17:03 UT и 17:04 UT отсутствуют [https://pdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low\_res\_omni/]). В последующем, с 18:10 UT по 18:25 UT 10 мая, модуль ММП увеличился до значений 49–51 нТл, а в промежутке времени с 22:10 UT 10 мая по 00:15 UT 11 мая он достиг значений 67–70 нТл; скорость солнечного ветра постепенно увеличивалась при небольших колебаниях до 1026 км/с в 01:24 UT 12 мая.



**Рисунок 5.** Вариации геомагнитного индекса Dst, северо-южной компоненты Bz и модуля B межпланетного магнитного поля и скорости солнечного ветра V в мае 2024 г. Время отсчитывается от 00 UT 1 мая.

начало в ASY-H проявилось в виде роста индекса с 12 нТл в 17:05 UT до 98 нТл в 17:08 UT, далее в 17:10 UT индекс понизился до 33 нТл, а затем постепенно, с небольшими изменениями, достиг 955 нТл в 22:36 UT. Индекс симметричной компоненты кольцевого тока SYM-H отреагировал на внезапное начало бури ростом с 10 нТл в 17:05 UT до 84 нТл в 17:11 UT, далее индекс стал понижаться и с 17:54 UT принял отрицательные значения, понижение интенсивности продолжалось до –518 нТл в конце главной фазы бури в 02:14 UT 11 мая. Далее началась восстановительная фаза бури.

Авроральные индексы AU и AL на рис. 6 претерпевают очень большие изменения. Следует отметить, что эти индексы в течение рассматриваемой бури имели экстремальные значения. Интенсивность индекса AU авроральной восточной электроструи достигала 1211 нТл в 17:08 UT, 1876 нТл в 22:51 UT 10 мая, 1431 нТл в 12:11 UT 11 мая и в то же время принимала отрицательные значения 10 мая в интервале 19:06–19:42 UT (вплоть до –188 нТл), в 21:30–21:44 UT (до –126 нТл), в 22:37–22:39 UT (до –130 нТл), 11 мая в 13:08–13:24 UT

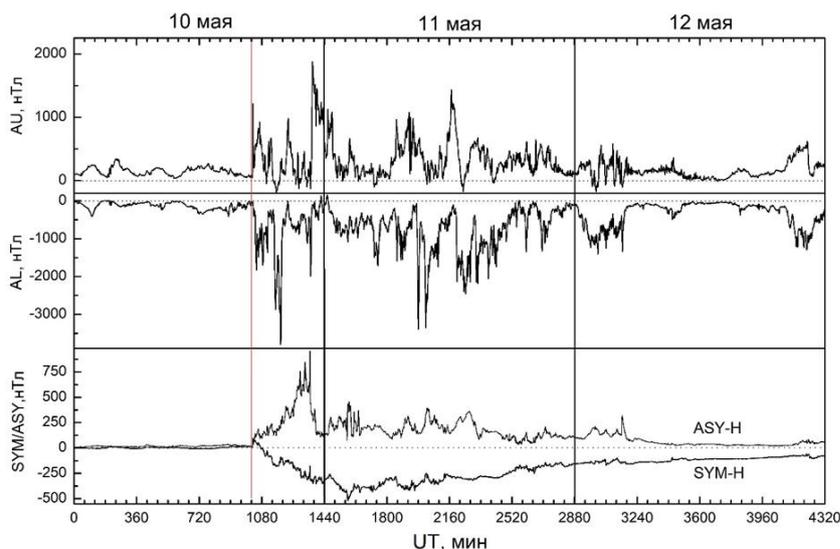
сильнейшая буря 10-16 мая, умеренные бури 16-17 мая и 17-20 мая. Здесь мы описываем сильнейшую бурю. Она по классификации NOAA [https://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation/] и классификации [Loewe and Prolss, 1997] относится к самому высшему классу геомагнитных бурь G5 (экстремальная). Буря возникла в результате серии солнечных вспышек и выбросов корональной массы из активной области AR 3664 [Gonzalez-Esparza et al., 2024] и стала самой интенсивной с 2003 года. На рис. 5 на графике индекса Dst [https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html] отчетливо видны внезапное начало магнитной бури (интенсивность его была равна 62 нТл), главная фаза с длительностью ~ 9 ч и интенсивностью более 400 нТл, при этом пиковое отрицательное значение Dst достигло –412 нТл 11 мая в 02:00 UT, фаза восстановления с продолжительностью более 5 суток.

### 3. Вариации индексов AU, AL, SYM-H и ASY-H

На рис. 6 показаны изменения геомагнитных авроральных AU, AL и среднеширотных SYM-H, ASY-H индексов с 1-минутным временным разрешением

[http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/]. Видно, что индексы SYM-H и ASY-H, представляющие собой

характеристики симметричной и асимметричной компонент магнитосферного кольцевого тока соответственно, подтверждают возникновение внезапного начала геомагнитной бури и развитие ее главной фазы. Внезапное



**Рисунок 6.** Вариации геомагнитных авроральных AU, AL и среднеширотных SYM-H, ASY-H индексов с 1-минутным временным разрешением в период 10-12 мая 2024 г., пунктирные линии соответствуют нулевым значениям индексов. Время отсчитывается от 00:00 UT 10 мая.

(до  $-171$  нТл). Индекс AL авроральной западной электроструи имел минимальные значения в 17:28 UT (интенсивность была  $-1830$  нТл), в 18:05 UT ( $-1694$  нТл), в 19:18 UT ( $-2866$  нТл), 19:48 UT ( $-3797$  нТл), в 22:41 UT ( $-1957$  нТл) 10 мая, в 05:06 UT ( $-1716$  нТл), в 08:58-09:01 UT ( $-3120 \div -3392$  нТл), в 09:42-09:44 UT ( $-3158 \div -3341$  нТл), в 15:05-15:57 UT ( $-1035 \div -2057$  нТл), в 16:18-16:38 UT ( $-1067 \div -1742$  нТл) 11 мая, за исключением двух коротких интервалов, когда AL был положительным: 23:37-23:42 UT (интенсивность достигала  $137$  нТл) 10 мая и 00:10-00:19 UT (до  $148$  нТл) 11 мая.

В периоды, когда индекс AL имел пиковые значения, вероятно, развивались

суббури и суперсуббури, их длительность варьировала от десятков минут до нескольких часов. И именно в эти периоды якутские станции регистрировали экстремальные отклонения компонент геомагнитного поля.

#### 4. Заключение

Сильнейшая геомагнитная буря 10-12 мая 2024 года проявилась в данных магнитометров Якутской меридиональной цепочки геофизических станций и стало возможным получить информацию о распределении эквивалентных токовых систем на ионосферных высотах в регионе.

Обнаружено, что 10 мая в период 17-21 UT, т.е. в раннем утреннем секторе 01-05 MLT, во время первой половины главной фазы бури, над станциями развилась расширенная система интенсивных токов западного направления с электроструей, которая располагалась между Жиганском ( $\Phi \approx 61^\circ$ ) и Якутском ( $\Phi \approx 55^\circ$ ). Около 05 MLT электроструя переместилась в южном направлении и оказалась над Якутском, далее она продолжила смещаться к югу, и такое распределение токов было в секторе 05-12 MLT.

Установлено, что 11 мая в дневном-вечернем секторе (13-19 MLT) станции Якутск и Жиганск находились южнее системы токов восточного направления, станция Тикси в 13-16 MLT была южнее токов западного направления, а в 16-19 MLT севернее таких токов. В секторе 20-06 MLT все три станции располагались севернее системы токов западного направления, причем Якутск находился почти под сгущением этих токов.

#### Литература

- Gonzalez-Esparza J.A., Sanchez-Garcia E., Sergeeva M., Corona-Romero P., Gonzalez-Mendez L.X., Valdes-Galicia J.F., et al. The Mother's Day geomagnetic storm on 10 May 2024: Aurora observations and low latitude space weather effects in Mexico // Space Weather, 2024. vol. 22, no. 11, e2024SW004111. <https://doi.org/10.1029/2024SW004111>
- Loewe C.A., Prolss G.W. Classification and mean behavior of magnetic storms // J. Geophys. Res., 1997. vol. 102, no. A7, pp. 14209–14213.
- URL: <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html> (дата обращения 4 октября 2024 г.)
- URL: <http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/> (дата обращения 4 октября 2024 г.)
- URL: <https://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation> (дата обращения 18 декабря 2024)
- URL: [https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low\\_res\\_omni/](https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low_res_omni/) (дата обращения 16 декабря 2024 г.)
- URL: <https://spaceweather.com/archive.php?view=10&day=07&month=05&year=2024>

## ДИНАМИКА ЯЗЫКА ИОНИЗАЦИИ ВО ВРЕМЯ БУРИ 14 ЯНВАРЯ 2022 ГОДА

И.И. Шагимуратов<sup>1</sup>, И.И. Ефишов<sup>1</sup>, Г.А. Якимова<sup>1</sup>, Н.Ю. Тепеницына<sup>1</sup>, М.В. Филатов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Калининградский филиал ИЗМИРАН, Калининград, Россия

<sup>2</sup>Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

**Аннотация.** По измерениям полного электронного содержания (ТЕС) проведен анализ эволюции языка ионизации (ТОИ) во время бури 14 января 2022 г. Язык формировался на базе бурового повышения ионизации (SED) на долготе  $\sim 80^\circ\text{W}$  и широте  $\sim 60^\circ\text{N}$  в 18 UT. В  $\sim 21$  UT язык регистрировался в ночной ионосфере на долготе около  $20^\circ\text{E}$ . После 23 UT язык начал распадаться.

### Введение

Язык ионизации (ТОИ – tongue of ionizations) часто наблюдается в полярной ионосфере во время геомагнитных бурь. Язык характеризуется как область повышенной ионизации, которая в результате конвекции перемещается с дневной среднеширотной ионосферы через касп в полярную шапку [Foster, 2005]. Источник ТОИ ассоциируется с формированием во время геомагнитных бурь среднеширотного повышения ионизации SED (Storm Enhanced Density). SED наблюдается в виде повышения электронной плотности в околополуденные часы [Foster, 1993; Heelis et al., 2009]. Благоприятными условиями для образования SED/ТОИ является североамериканский сектор. Структура ТОИ практически не наблюдается в 06-12 UT [David et al., 2016]. Преобладающие условия для возникновения ТОИ приходятся на зиму. В тоже время структура SED/ТОИ может наблюдаться и в равноденствие [Klimenko et al., 2019; Zhang et al., 2021]. Возникновение структур ТОИ и их интенсивность зависят от различных геофизических факторов: UT, сезона, долготы и геомагнитных условий. Большая часть исследований, связанных с анализом ТОИ, фокусируется на возникновении этих структур во время сильных геомагнитных возмущений. В данной работе представлен анализ эффектов, наблюдавшихся в высоких широтах во время умеренной бури 14 января 2022 года (рис. 1). Особое внимание уделено анализу пространственной структуры и динамики ТОИ.

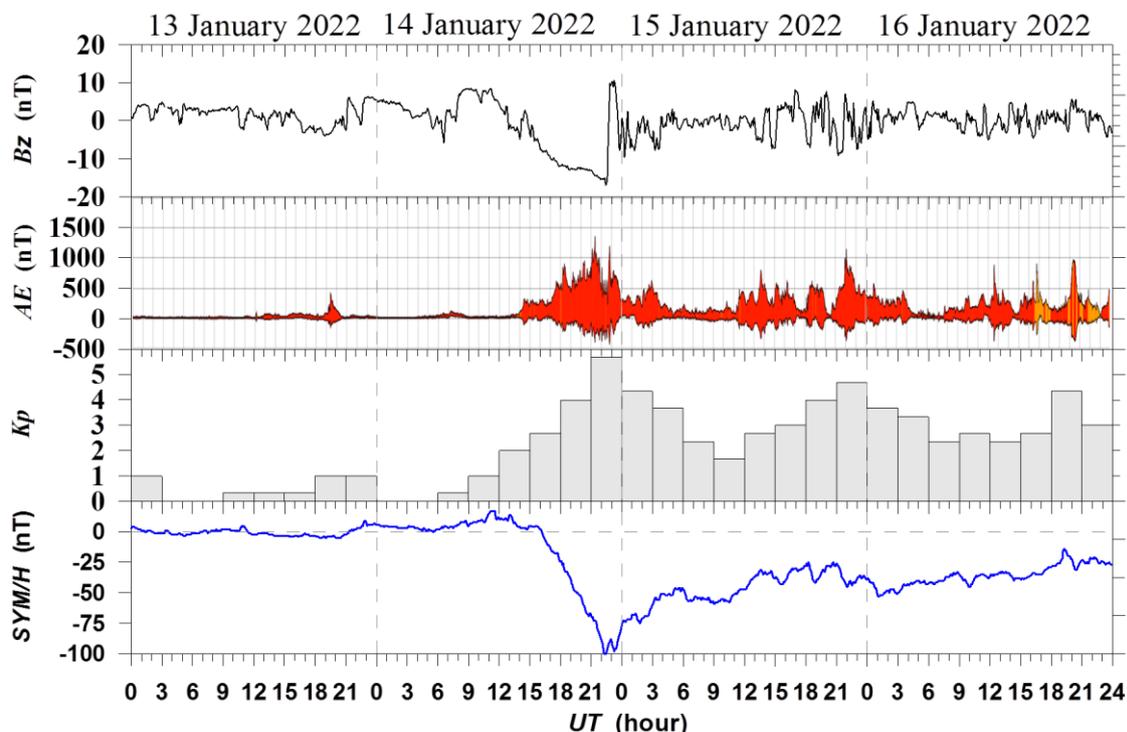


Рисунок 1. Геомагнитная обстановка 13-16 января 2022 г.

Для анализа возникновения ТОИ были использованы измерения полного электронного содержания (ТЕС) базы данных Madrigal (<http://cedar.openmadrigal.org>). На их основе были построены карты ТЕС северного полушария для широт выше 40°N. Измерения ТЕС в базе данных Madrigal представлены с максимальным пространственным разрешением 1°×1° по широте и долготе с временным интервалом 5 минут. Высокое пространственное и временное разрешение карт позволило детально выявить структуру ТОИ и его эволюцию.

### Результаты и обсуждение

На рис.2 показано пространственно-временное распределение ТЕС во время бури. Карты представлены в географических координатах. Рисунок демонстрирует формирование структуры SED и развитие на ее основе языка ионизации. Область SED проявляется на средних широтах и остается фиксированной около полудня при вращении земли [Coster et al., 2007]. Так в 18 UT структура SED регистрировалась на долготе ~85°W (~12 LT), в 21 UT на долготе ~120°W (~13 LT).

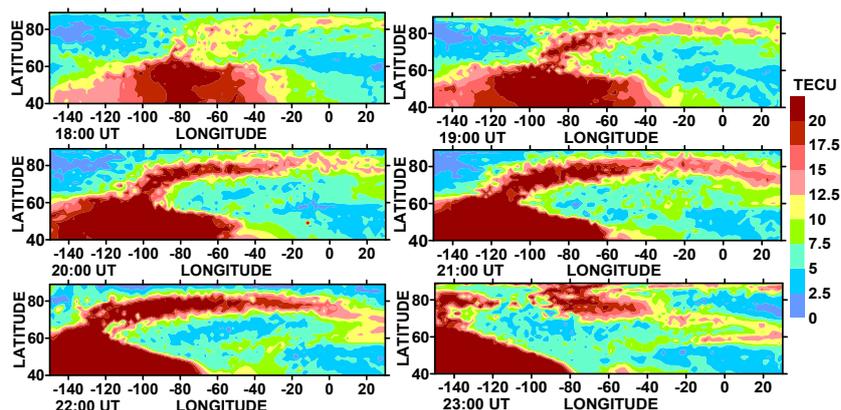


Рисунок 2. Формирование и эволюция ТОИ во время бури (1 TECU = 10<sup>16</sup> el/m<sup>2</sup>).

Начало формирования ТОИ пришлось на ~18 UT, около местного полудня. Как показано в работах [Liu et al., 2015; David et al., 2016] структура SED/ТОИ чаще всего наблюдается в североамериканском секторе в диапазоне 15–21 UT, в послеполуденные часы. После 19 UT язык отчетливо проявляется на долготах ~40°W, достигая широт около 80°N. На долготах 80–60° W значения ТЕС (более 25 TECU) наблюдаются в области языка. Высокие значения электронного содержания (~12 TECU) сохраняются на долготах более 30°E (в европейском секторе). Структура ТОИ продолжает сохраняться, но с меньшей интенсивностью. Следует также отметить, что максимум электронного содержания сместился в сторону более низких широт, в ночную ионосферу, примерно до 70°N.

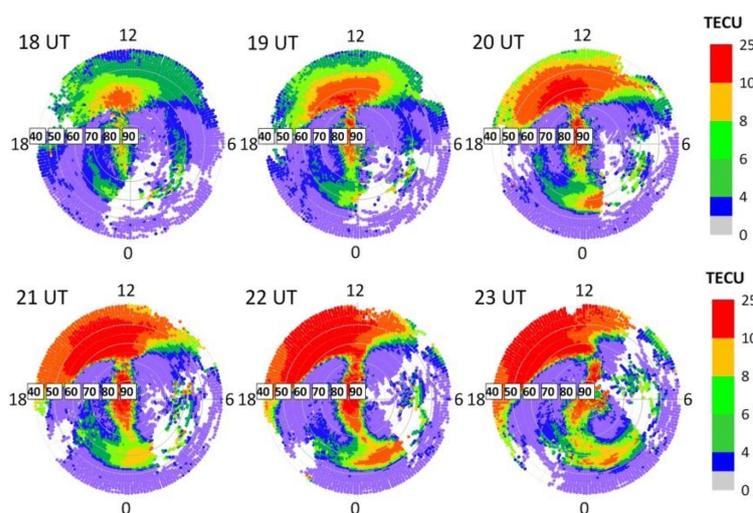
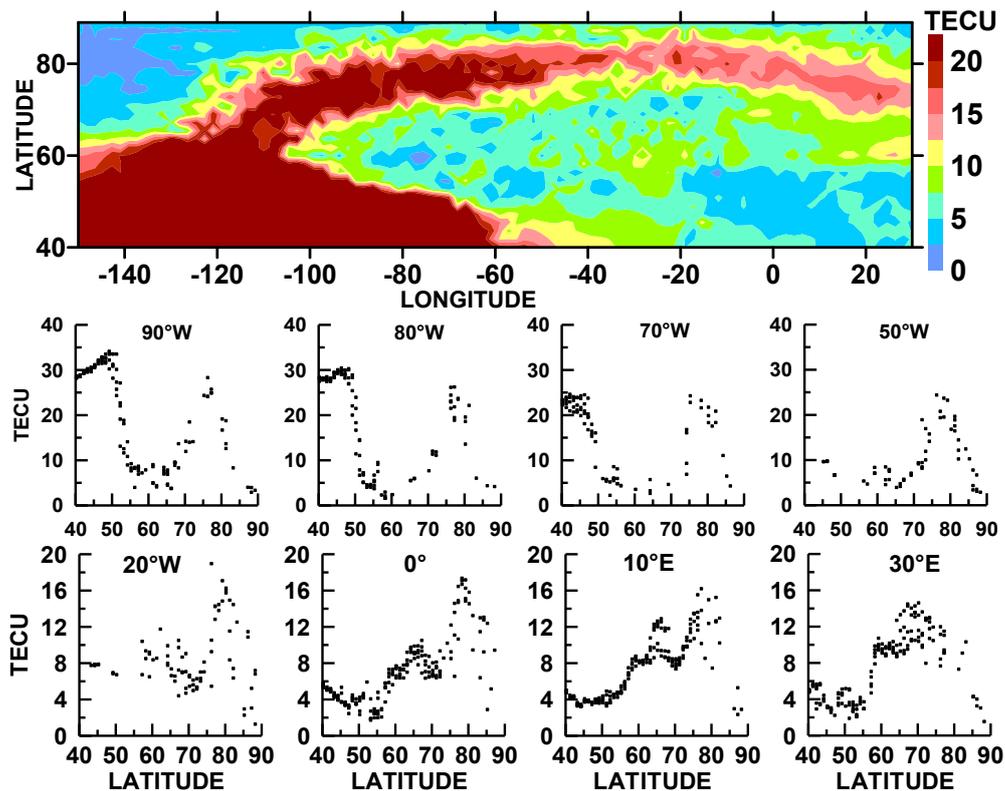


Рисунок 3. Дифференциальные карты ТЕС в полярных координатах: магнитная широта (MLAT) - местное магнитное время (MLT) с одночасовым интервалом. Полярные карты воспроизводят динамику ТЕС в интервале 00-24 MLT и 40°–90°MLAT. Полдень (12 MLT) – вверху, полночь (00 MLT) – снизу.

На рис. 3 показаны карты ТЕС в полярных координатах. В отличие от представленных выше карт полярные карты позволяют отслеживать движение плазмы через полярную шапку и выявлять возникновение и эволюцию SED/TOI во время бури. На рисунке хорошо видна эволюция пространственной структуры языка. Формирование структуры TOI началось около 18 UT в североамериканском секторе, около полудня (~12 MLT). На рис. 3 показаны характерные особенности структуры языка, а также формирование бурового повышения электронной плотности (SED) и эволюция SED в полярный язык ионизации. Дневным источником TOI является SED. Основой TOI была структура SED, возникшая вблизи 65°MLAT. Протяженность SED увеличивалась со временем и превысила 6 часов. Значение ТЕС составило около 25-28 TECU. Структура TOI переносится конвекцией в антисолнечном направлении через полярную шапку в ночную ионосферу в низкоширотном направлении. В 23 UT язык достиг 55° магнитной широты. Интересно, что на низких широтах (60°MLAT) структура TOI растянута на ночной и утренний секторы. После 23 UT структура TOI практически исчезла. Подобные картины пространственно-временного развития TOI наблюдались во время умеренной магнитной бури 7 ноября 2022 г. [Shagimuratov et al., 2024].



**Рисунок 4.** Широтные профили ТЕС на различных долготах вдоль следа TOI (географические координаты).

На рис. 4 представлены широтные профили ТЕС на разных долготах вдоль следа TOI. Очень высокие значения (25-30 TECU) зарегистрированы в полярной шапке на широтах около 80-85°N в области языка. Заметим, что для аналогичной по интенсивности магнитной бури 7 ноября 2022 года величина ТЕС внутри TOI достигло 40 TECU [Shagimuratov et al., 2024].

Высокие значения электронного содержания сохраняются до долгот не менее 30°E. Это свидетельствует, что структура TOI продолжает сохраняться в ночной ионосфере, но с меньшей интенсивностью. При этом максимум электронного содержания сместился в сторону более низких широт. Это указывает на то, что конвекция плазмы распространилась до широт около 70°N. На рисунке показано, что в окрестности TOI наблюдаются значительные градиенты ТЕС. Заметим, что градиенты показывают существенную изменчивость, максимальные значения достигали 10-20 TECU/градус. Такие градиенты типичны для полярной стенки структуры SED [Vo and Foster, 2001]. Низкие значения ТЕС наблюдаются на широтах 65–75°N. Градиенты в этой области на порядок меньше, чем на широтах 80°N в области TOI. В области больших градиентов формируются неоднородности различных масштабов. Значительные неоднородности были обнаружены в передней части языка ионизации [Meeren et al., 2014]. Неоднородности, связанные с TOI, были выявлены во время бури 7 ноября 2022 года по данным флуктуаций GPS сигналов [Shagimuratov et al., 2025].

## Заключение

Во время геомагнитной бури 14 января 2022 года в районе полярной шапки наблюдалось весьма высокая величина TEC (~25 TECU), ассоциированное с проявлением языка ионизации. Внутри ТОИ величина TEC в 2–2,5 раза превышало фоновое значение. Показано, что формирование ТОИ происходит как эволюция структуры SED/Plume при конвекции плазмы со средних широт через полярную шапку в ночную ионосферу. Основанием ТОИ является SED структура, расположенная на долготах около 80°W и широтах около ~60°N в районе полудня. Язык был ярко выражен на широтах около 85°N и простирался до долгот более 20°E. Результаты подтверждают, что язык ионизации является частым событием, присущим геомагнитным возмущениям.

## Литература

- Coster A.J., Colerico M.J., Foster J.C. et al. Longitude sector comparisons of storm enhanced density // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. No. 18. Art. No. L18105. DOI: 2007GL030682
- David M., Sojka J.J., Schunk R.W. and Coster A.J. Polar cap patches and the tongue of ionization: A survey of GPS TEC maps from 2009 to 2015 // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. P. 2422. DOI: 10.1002/2016GL068136
- Foster J.C. and Rideout W. Midlatitude TEC enhancements during the October 2003 superstorm // *J. Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. No. 12. Art. No. L12S04.
- Foster J.C. Plasma Transport at Middle and High Latitudes // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. No. A2. P. 1675.
- Heelis R.A., Sojka J.J., David M. and Shunk R.W. Storm time density enhancements in the middle-latitude dayside ionosphere // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. A03315. DOI: 10.1029/2008JA013690
- Klimenko M.V., Zakharenkova I.E., Klimenko V.V. et al. Simulation and observations of the polar tongue of ionization at different heights during the 2015 St. Patrick's Day storm // *Space Weather.* 2019. V. 17. No. 7. P. 1073.
- Liu J., Nakamura T., Liu L. et al. Formation of polar ionospheric tongue of ionization during minor geomagnetic disturbed conditions // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120. No. 8. P. 6860.
- Shagimuratov I.I., Efishov I.I., Yakimova G.A. et al. Occurrence of the polar tongue of ionization and associated ionospheric irregularities in measurement of the total electron content measurements during the geomagnetic storm of November 7, 2022 // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* 2025. V. 89. No. 7. P. 670.
- Shagimuratov I.I., Klimenko M.V., Efishov I.I. et al. Features of the November 7, 2022 Geomagnetic Storm Development in the Ionospheric Total Electron Content Observations // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* 2024. V. 88. No. 3. P. 310.
- Van der Meer C., Oksavik K., Lorentzen D. et al. GPS scintillation and irregularities at the front of an ionization tongue in the nightside polar ionosphere // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2014. V. 119. P. 8624. DOI: 10.1002/2014JA020114
- Vo H.B., Foster J.C. A quantitative study of ionospheric density gradients at midlatitudes // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106 (A10). P. 21555.
- Zhang K., Wang H., Liu J. et al. Dynamics of the tongue of ionizations during the geomagnetic storm on September 7, 2015 // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2021. V. 126. e2020JA029038. DOI: 10.1029/2020JA029038

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ДЖЕТ И НЕОДНОРОДНОСТИ В ВАРИАЦИЯХ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ВО ВРЕМЯ ВОЗМУЩЕНИЯ 20 АПРЕЛЯ 2020 ГОДА

И.И. Шагмуратов<sup>1</sup>, Н.Ю. Тепеницына<sup>1</sup>, И.И. Ефишов<sup>1</sup>, Г.А. Якимова<sup>1</sup>, М.В. Филатов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Калининградский филиал ИЗМИРАН, г. Калининград, Россия

<sup>2</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

**Аннотация.** В работе представлено проявление поляризационного джета (ПД) в GPS TEC вариациях во время умеренной магнитной бури 20 апреля 2020г. ПД регистрировался по данным DMSP спутников. На картах TEC ПД идентифицировался как узкий по широте провал. При пересечении GPS спутников области ПД обнаружены изолированные всплески флуктуаций сигналов GPS. Это свидетельствует о формировании ионосферных неоднородностей в области поляризационного джета.

### Введение

Поляризационный джет (ПД), или субавроральный ионный дрейф (SAID), известен как узкая по широте область быстрого дрейфа ионов на запад [Galperin *et al.*, 1974]. ПД всегда наблюдается экваториальнее границы авроральных высыпаний и тесно связаны с динамикой среднеширотного провала и смещается на более низкие широты с ростом магнитной активности (Kp). С этим явлением связано образование глубоких провалов плотности в области F [Spiro *et al.*, 1979]. На высотах области F широтная протяженность ПД составляет 1°–2°, а скорость дрейфа превышает 1 км/с. Статистика в цикле солнечной активности, сезонных и суточных вариаций по спутниковым данным DMSP (Defense Meteorological Satellite Program) за период 1987–2012 гг. представлена в работе [He *et al.*, 2014]. Статистические результаты показали, что ПД чаще всего располагается на широте около 60° MLAT, в диапазоне 56–65° MLAT, в большом интервале местного магнитного времени (MLT), по крайней мере с 16 до 24MLT. Ширина ПД увеличивается с понижением широты и имеет большую протяженность в максимуме солнечной активности. Поляризационный джет чаще регистрируется в равноденствия [He *et al.*, 2014]. Сезонный ход широты ПД имеет минимумы весной и осенью, а широтная протяженность ПД имеет минимумом летом. SAID демонстрируют четкую вариацию MLT по широте. Определяющим фактором формирования ПД являются геомагнитные возмущения. Известно, что частота проявления и широтно-временные характеристики ПД коррелируют с Kp, Dst, AE индексами [Zhang *et al.*, 2015].

Для исследования ПД и анализа его структуры использовался комплекс спутниковых и наземных наблюдений [Anderson *et al.*, 2001; Makarevich and Bristow, 2014; Stepanov *et al.*, 2017]. Недавние исследования ПД на основе спутниковых данных NorSat-1 позволили выявить тонкую структуру ПД [Синевиц, 2024; Sinevichet *et al.*, 2022]. В данном исследовании представлен анализ появления поляризованного джета и пространственно-временной структуре в наблюдениях GPS-TEC для геомагнитной бури 20 апреля 2020 г.

### Геомагнитные условия

Событие 20 апреля характеризуется как умеренная по интенсивности магнитная буря, минимальное значение Dst составляло около -65 nT. в 13UT. Индекс авроральной активности SME 20 апреля превышал ~1200 nT в интервале 09–12UT (рис.1). Столь высокая авроральная активность является признаком вероятности появления поляризационного джета.

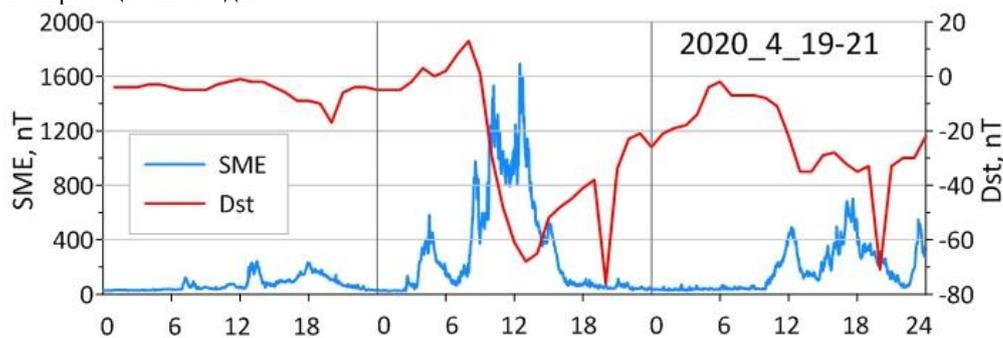
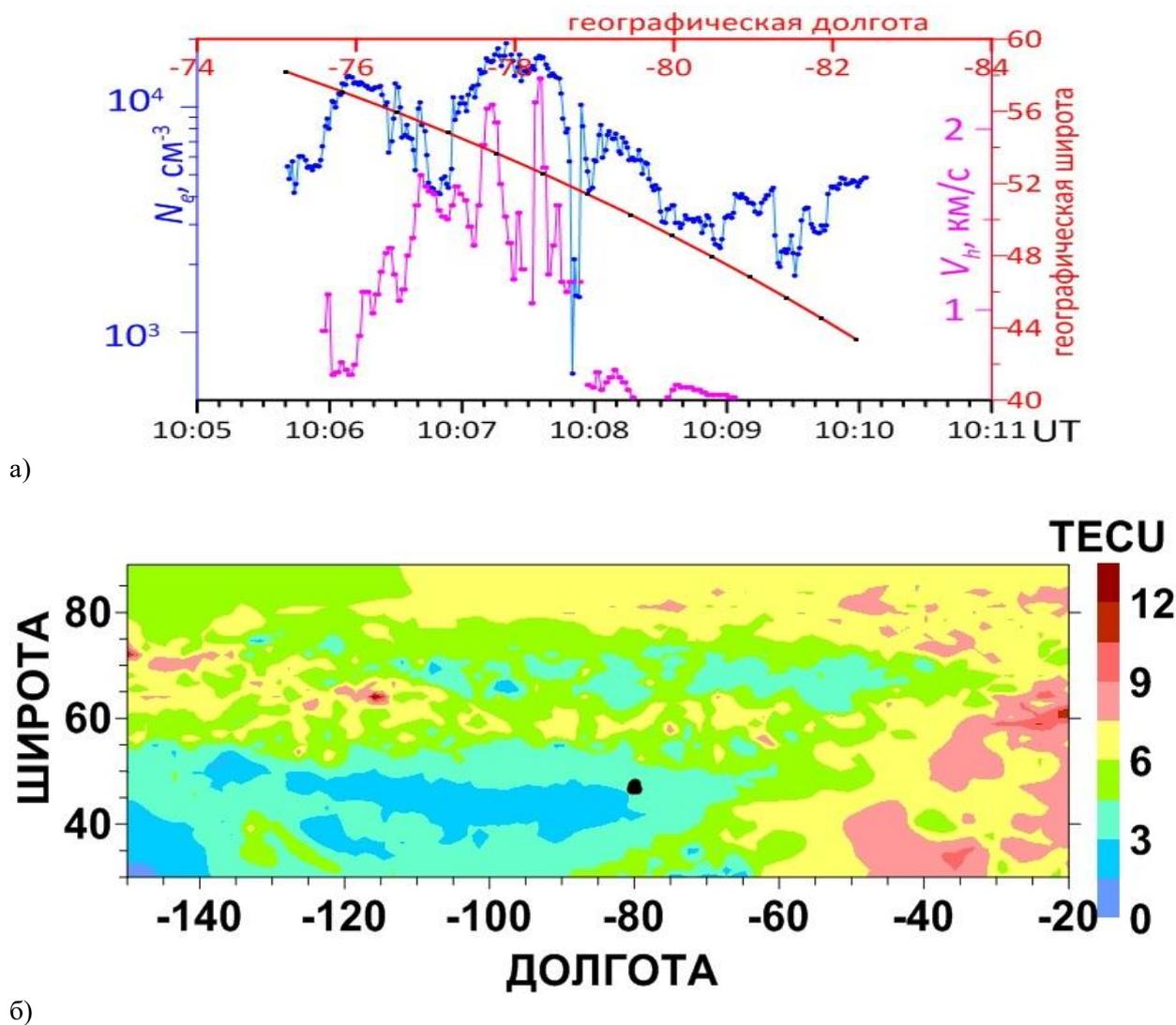


Рисунок 1. Вариации Dst и SME индексов 19–21 апреля 2020 г.

## Результаты и обсуждение

Для анализа ПД привлекались измерения DMSP северного полушария для долгот, где обеспечивается высокое разрешение измерений ТЕС по широте. Карты ТЕС формировались для географических широт выше 30°N. Нами не использовались пролёты DMSP спутников на долготах восточной части России, учитывая низкое покрытие этого региона GPS/ГЛОНАСС приемниками. В пролетах DMSP спутников поляризационный джет идентифицировался по двум главным признакам: скорость горизонтального дрейфа ионов  $V_h$  выше 500-600 м/с и соответствующая этому показателю - минимальная величина электронной концентрации  $N_e$ .

Определяющим фактором формирования ПД являются геомагнитные возмущения, вероятность появления ПД высока в возмущенных условиях. Поляризационный джет всегда регистрируется на субавроральных широтах экваториальнее области высыпаний с высокой степенью корреляции между ПД и индексом авроральной активности АЕ. Согласно *Horvath and Lovell [2023]* проявление ПД чаще всего наблюдается в интервале 3-6MLT. Максимальная авроральная активность 20 апреля приходилась на интервал 07-14UT. В соответствии с этими признаками ПД был идентифицирован на долготах Канады ~80°W (Рис.2).



**Рисунок 2.** (а) Проявление ПД по измерениям DMSP спутника F16 20 апреля 2020 г. в 10 UT на долготах Канады. Горизонтальная скорость дрейфа (сиреневая кривая), плотность плазмы (синяя). Красная линия – траектория пролёта спутника (географическая долгота – географическая широта); (б) Карта ТЕС для 10 UT на соответствующих долготах (географические координаты). Положение ПД –чёрный кружок.

В вариациях горизонтальной скорости дрейфа ярко проявляются два пика (Рис.2а). Для первого пика скорость дрейфа достигали 1.75 км/с, для второго пика скорость достигали 2.14 км/с. Временное разделение между пиками составляла около 30с. Очень низкая электронная концентрация регистрировалась вблизи пиков, которая составляла не более  $N_e \sim 7,0 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Разница в широтном положении пиков составляла  $\sim 1^\circ$ . В целом характеристики (параметры) ПД укладываются в признаки ПД, представленные в работах [He et al., 2016; Aa et al., 2020]. Геомагнитная широта ПД приходится на широты  $67-64^\circ$  MLAT на местное магнитное время около 5.1 MLT.

На карте ТЕС (Рис.2б) проявляется хорошо выраженный провал, узкий по широте и вытянутый по долготе. Провал регистрируется на субавроральных широтах экваториальнее области высыпаний. Подобная структура ТЕС провала наблюдалась во время магнитной бури 18 марта 2018г. [Shagimuratov et al., 2025]. На карте ТЕС показано положение ПД (чёрная точка), который идентифицировался в измерениях DMSP спутника около 10 UT. Пространственно-временное положение ТЕС провала хорошо соотносится с положением ПД. Можно полагать, что ТЕС провал является признаком проявления ПД в вариациях ТЕС. Величин ТЕС в провале не превышала 2-3 TECU. Во время сравнимой по интенсивности магнитной бури 18 марта 2018 года также регистрировался глубокий провал в ТЕС измерениях [Shagimuratov et al., 2025]. Величина ТЕС в провале не превышала 1-2 TECU. Это различие обусловлено тем, что во время бури 18 марта провал регистрировался в европейском секторе около 23 часов местного времени (LT). Для рассматриваемого события провал регистрировался в утренние часы около 05 LT. Пространственно-временное распределение ТЕС различно в этих геофизических условиях.

### Ионосферные неоднородности, ассоциированные с ПД

Одним из известных средств детектирования и непрерывного мониторинга ионосферных неоднородностей является использование сигналов навигационных спутников. Стандартные наблюдения позволяют получать данные о ТЕС с 30-секундным интервалом.

Наиболее широко используемым индексом ТЕС флуктуаций являются параметр ROT (Rate OF TEC) и индекс интенсивности флуктуаций ROTI [Pi et al., 1997]. Индексы позволяют детектировать наличие ионосферных неоднородностей. Единица измерения ROT- TEC/мин:  $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ электрон/м}^2$ . Основные аспекты методики определения ROT/ROTI освещены в работе [Zakharenkova et al., 2018]. Индекс рассчитывался с 5-минутным интервалом для всех видимых станцией спутников с углами возвышения спутников выше  $20^\circ$ . Мы применили дополнительную обработку полученных данных с целью выявления и коррекции фазовых сдвигов (cycle slips, потеря фазы, “перескок” фазы), а также устранения возможных выпадающих значений. Измерения корректировались на скачки фазы (cycle slips) при их величине более 5 TEC на интервал 30 сек.

На рис.3 показан эффект проявления флуктуаций навигационных сигналов во время регистрации поляризационного джета по спутниковым измерениям. Мы отмечали, что по измерениям спутника DMSP ПД зарегистрирован в 10UT на магнитной широте около  $65^\circ$  MLAT, на географической долготе около  $80^\circ$  W в канадском секторе на широтах  $55^\circ-53^\circ$  N. Ближайшей GPS станцией к положению ПД является SCH2 ( $54.6^\circ$  N,  $66.8^\circ$  W).

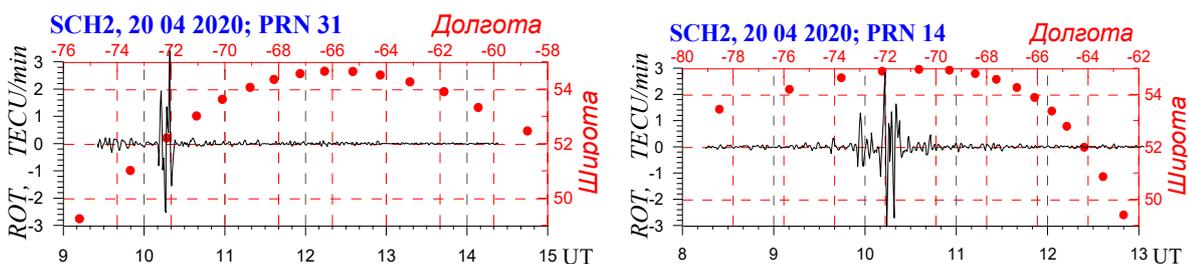


Рисунок 3. Вариации ROT вдоль пролётов спутников PRN14 и PRN31 по станции SCH2 20 апреля, красные кружки- траектория пролёта спутников (географические координаты).

Интенсификация ТЕС флуктуаций наблюдается на интервале 07-13UT в канадском секторе, когда регистрировался поляризационный джет в измерениях DMSP спутников. Усиление флуктуаций навигационных сигналов во время магнитной бури 18 марта 2018года которые были ассоциированы с поляризационным джетом представлено в работе [Kotova et al., 2025].

На вариациях ROT вдоль пролётов GPS спутников явно выделяются сильные по интенсивности кратковременные изолированные всплески. Для пролёта PRN31 положение всплеска приходится на географическую широту  $52.5^\circ$  N ( $61.1^\circ$  MLAT), долготу около  $72^\circ$  W. Для пролёта PRN14 широта положения всплеска составляет  $54.8^\circ$  N ( $63.0^\circ$  MLAT),  $70^\circ$  W. Как было указано выше, геомагнитная широта ПД приходится на широты  $67-64^\circ$  MLAT на местное магнитное время около 5.1 MLT. Широтное положение всплесков весьма

близко к широте ПД. Таким образом, пространственно-временное положение всплеска в ROT однозначно соотносится с положением ПД. Всплеск TEC флуктуаций свидетельствует о проявлении ионосферных неоднородностей, ассоциированных с поляризационным джетом.

### Список литературы

- Аа Е., Erickson P.J., Zhang S.-R. et al. *A statistical study of the subauroral polarization stream over North American sector using the Millstone Hill incoherent scatter radar 1979–2019 measurements* // J. Geophys. Res. 2020. V. 125. e2020JA028584. DOI: 10.1029/2020JA028584
- Anderson P.C., Carpenter D.L., Tsuruda K. et al. *Multisatellite observations of rapid subauroral ion drifts (SAID)* // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. No A12. P. 29585–29599.
- Galperin Y.I., Ponomarev V.N., Zosimova A.G. *Plasma convection in the polar ionosphere* // Annals of Geophysics. 1974. V. 30. No 1. P. 1–7.
- He F., Zhang X.-X., Chen B. *Solar cycle, seasonal, and diurnal variations of subauroral ion drifts: statistical results* // J. Geophys. Res. 2014. V. 11. No 6. P. 5076–5086.
- He F., Zhang X.-X., Wang W., Chen B. *Double-peak subauroral ion drifts (DSAIDs)* // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 5554–5562. DOI: 10.1002/2016GL069133
- Horvath I. and Lovell B.C. *Structured subauroral polarization streams and related auroral undulations occurring on the storm day of 21 January 2005* // J. Geophys. Res. 2016. V. 121. P. 1680–1695. DOI: 10.1002/2015JA022057
- Kotova D.S., Sinevich A.A., Chernyshov A.A. et al. *Strong turbulent flow in the subauroral region in the Antarctic can deteriorate satellite-based navigation signals* // Sci. Rep. 2025. V. 15. Art. 3458.
- Makarevich R.A., Bristow W.A. *Fine structure of subauroral electric field and electron content* // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2014. V. 119. No 5. P. 3789–3802.
- Pi X., Mannucci A.J., Lindqwister U.J., Ho C.M. *Monitoring of global ionospheric irregularities using the Worldwide GPS Network* // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. P. 2283–2286.
- Spiro R.W., Heelis R.A., Hanson W.B. *Rapid subauroral ion drifts observed by Atmosphere Explorer C* // Geophys. Res. Letters. 1979. V. 6. No 8. P. 657–660.
- Синеви́ч А.А., Чернышов А.А., Чугунин Д.В., Милох В.Я., Могилевский М.М. *Поляризационный джет и плазменные неоднородности различного масштаба* // Известия РАН, серия физическая. 2024. Т. 88. № 3. С. 438–444.
- Sinevich A.A., Chernyshov A.A., Chugunin D.V. et al. *Small-scale irregularities within polarization Jet/SAID during geomagnetic activity* // Geophys. Res. Lett. 2022. V. 49. No 8. e2021GL097107.
- Stepanov A.E., Khalipov V.L., Golikov I.A., Bondar E.D. *Polyarizatsionnyi dzhets: uzkie i bystrye dreify subavroral'noi ionosfernoi plazmy [Polarizing jet: narrow and fast drifts of subauroral ionospheric plasma]* // Yakutsk: Izdatelskii dom SVFU Publ. 2017. 176 p.
- Shagimuratov I.I., Klimenko M.V., Yakimova G.A., Efishov I.I. *Signature of a polarization jet in TEC observations* // Atmosphere, ionosphere, safety. Kaliningrad. 2025. P. 211.
- Zakharenkova I.E., Cherniak I.V., Shagimuratov I.I., Klimenko M.V. *Features of high-latitude ionospheric irregularities development as revealed by ground-based GPS observations, satellite-borne GPS observations and satellite in situ measurements over the territory of Russia during the geomagnetic storm on march 17-18, 2015* // Geomag. and Aeronomy. 2018. V. 58. No 1. P. 70–82.
- Zhang X.-X., He F., Wang W., and Chen B. *Hemispheric asymmetry of subauroral ion drifts: Statistical results* // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2015. V. 120. P. 4544–4554. DOI: 10.1002/2015JA021016

# INVESTIGATING LARGE-SCALE ELECTRIC STRUCTURES DURING GEOMAGNETIC STORMS IN EARTH'S RADIATION BELTS USING ELECTRIC FIELD AND POTENTIAL DIFFERENCE DATA FROM RBSP SATELLITES

Mohammad Reza Shafizadeh<sup>1</sup>, Behnam Babaeian<sup>2</sup>

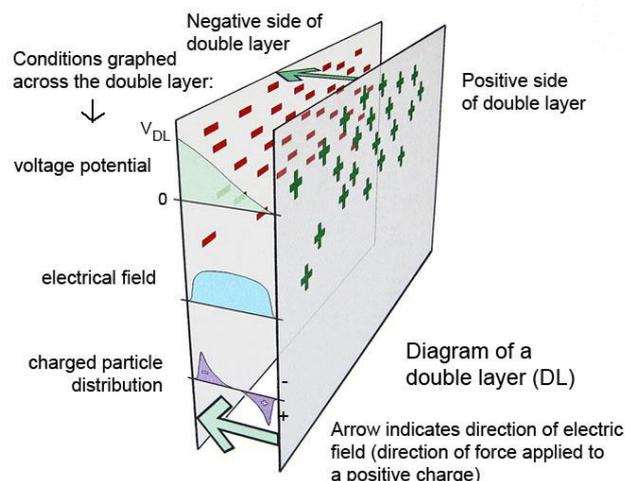
<sup>1</sup>*M.Sc. Formerly at University of Zanjan, Physics Faculty, Iran; e-mail: shafizadeh@alumni.znu.ac.ir*

<sup>2</sup>*Friedrich-Alexander-Universität-Erlangen-Nürnberg, Germany*

**Abstract.** This study investigates large-scale electric structures within Earth's radiation belts during geomagnetic storms. The primary objective is to identify and characterize large-scale electric double layers in the near-Earth space environment. We hypothesize that such structures may persistently exist around Earth, and this research serves as a critical step toward understanding their formation and behavior under extreme solar activity. Using electric field and potential difference data from the EFW (Electric Field and Waves) instrument aboard the RBSP (Van Allen Probes) satellites, we analyzed periods of intense geomagnetic storms. The data were processed using Fast Fourier Transform (FFT) techniques to reduce noise and identify large-scale double-layer structures. Our results demonstrate the presence of large-scale electric double layers in the radiation belts during geomagnetic storms. These findings provide a foundation for future investigations, where we aim to explore whether these structures exist consistently in the near-Earth space environment, even during quiet periods. This research contributes to a deeper understanding of electric structures in space and their implications for space weather dynamics.

## Introduction

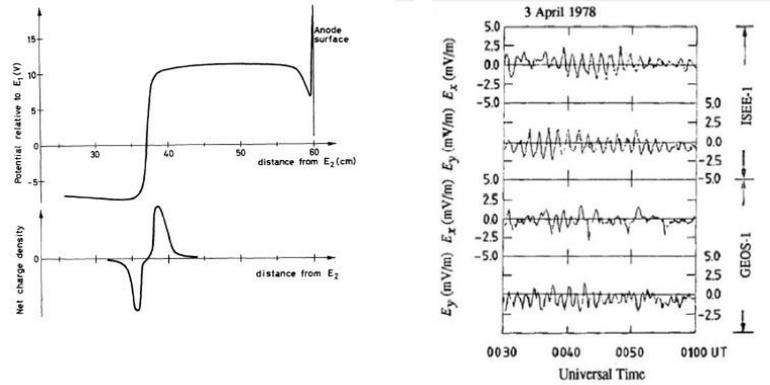
The concept of the electric double layer was first introduced by Langmuir in 1929 [1] and later discussed in astrophysics by Hannes Alfvén [2], where it was also applied to explain and describe the behavior of the magnetosphere. In general, an electric double layer is defined as a structure within a plasma, which is a quasi-neutral medium composed of particles carrying opposite charges. Under certain circumstances—such as temperature gradients, electric fields, and other factors—these charged particles can become separated, effectively forming distinct layers. This phenomenon illustrates why the behavior of plasma cannot always be explained in the same manner as neutral gases. The defining characteristics of an electric double layer were outlined by J. Johnson in the study of relativistic electric double layers [3], as illustrated in Figure 1 [4].



**Figure 1.** An electric double layer is illustrated with positive and negative charges, a potential difference, an electric field, and the corresponding charge distribution.

When an electric double layer forms, a strong potential difference and electric field develop between the layers [5]. These structures are commonly identified through their electrical characteristics, both in laboratory environments and in nature. Such structures can also be observed in Earth's magnetosphere, although their intensities and formation mechanisms vary. From the outset, Alfvén considered this large-scale structure suitable for explaining magnetospheric behavior [6]. Later, Clarage, in his proposal, introduced a well-defined electric structure in the Earth's radiation belt region that closely matched the characteristics of an electric double layer [7].

Research by Peratt and Alfvén focused on comparing electric double layers created in terrestrial laboratories with data obtained from near-Earth plasma, largely consistent with measurements from the GEOS and ISEE satellites. These satellites were the first to transmit plasma data from Earth's vicinity and were equipped with electric field detectors (Figure 2) [6, 8].



**Figure 2.** Right: Data from the GEOS-1 and ISEE-1 satellites showing the electric field in different directions [9]. Left: Laboratory plasma double layer, illustrating the potential and current components [10].

The essential conditions for identifying electric double layers are summarized as follows:

1. Sudden Jump in Electric Potential ( $\phi$ ).

In an electric double layer, the electric potential changes abruptly over a very short distance. This change can range from a few volts to several hundred volts.

$$\Delta\phi = -\int E dx$$

2. Strong Electric Field (E).

This sudden change in potential creates a strong electric field, typically in the direction opposite to the potential gradient ( $E = -\nabla\phi$ ).

3. The electric double layer arises due to the difference in the density of charged particles (electrons and ions), leading to a sudden jump in potential.

4. The electric field in this region is strong and directly related to the gradient of the potential.

5. The direction of the electric field depends on the variations in potential; if the potential increases in the positive direction, the field changes in the negative direction, and vice versa.

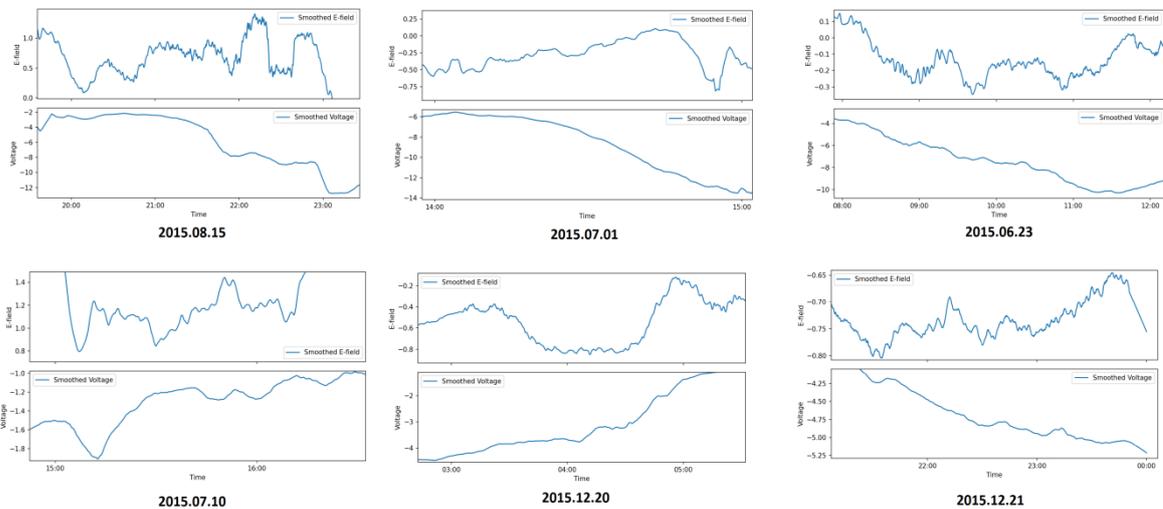
### Observation of electric double layers in the radiation belt region during solar storms

To analyze the electric field data, measurements from the Van Allen Belts and RBSP satellites were employed. While the numerical data are publicly available through NASA's online database [11], direct use of the raw data is inadequate for detailed analysis. The data are also accessible in graphical form with basic calibration via the University of Minnesota website [12]; however, this calibration does not provide the accuracy required to examine the electric double layer structure through field and potential difference measurements. Consequently, the numerical data were recalibrated using our methodology.

The Fast Fourier Transform (FFT) was applied to effectively remove noise from the dataset. Vector components affected by unidentified noise were corrected using the Savitzky-Golay (SavGol) algorithm implemented in Python, eliminating spurious values while preserving relevant signal features. Finally, by rescaling the resulting graphs in accordance with the timing of solar storms in 2015, the characteristic patterns of the electric double layer structure during these events were successfully extracted.

Analysis of the data reveals that the pattern of the electric structure is consistently observed in the radiation belt region during all solar storm events. In line with the definition of an electric double layer, abrupt changes in the

potential difference—whether increases or decreases—cause the electric field to shift from its original position, reflecting these rapid fluctuations. Once the changes in potential difference subside, the electric field returns to its initial state. This dynamic behavior was consistently observed across all types of solar storms in 2015, with the six graphs presented here serving as representative examples.



**Figure 3.** Electric field and potential difference data from the radiation belts on selected days during the solar storms of 2015.

## Conclusion

In this study, we analyzed the electric potential and potential difference data obtained from the EFW probe during geomagnetic storms, applying the Fast Fourier Transform (FFT) to effectively reduce noise. Our results demonstrate that electric double layer structures can be reliably observed in the radiation belt region during solar storm events using electric field and potential difference measurements. These observations confirm the existence and detectability of such structures on a smaller scale and provide valuable insight into the dynamic behavior of the magnetospheric plasma under disturbed conditions.

Importantly, the methodology employed in this work establishes a robust foundation for future investigations. By extending the analysis to include particle distribution and density data, as well as detailed satellite position tracking, it will be possible to explore whether these double layer structures persist on larger spatial scales and under different geomagnetic conditions. This approach will allow for a more comprehensive understanding of the formation, evolution, and stability of large-scale electric structures in the Earth's magnetosphere.

Furthermore, our study highlights the potential for systematic identification of electric double layers during a wide range of solar and geomagnetic events. By integrating additional datasets and refining calibration and noise reduction techniques, future research can not only verify the presence of larger or more persistent structures but also characterize their spatial and temporal evolution in unprecedented detail.

Overall, this work demonstrates that the approach presented here provides a solid and scalable framework for advancing research in magnetospheric plasma physics. The findings not only validate the detectability of electric double layers under specific storm conditions but also open the door to future studies aimed at mapping these structures on broader scales, thereby offering a pathway for more detailed assessments of their role in magnetospheric dynamics. In essence, this study lays the groundwork for a long-term research program that can systematically explore the prevalence, characteristics, and implications of electric double layer structures in Earth's radiation belts.

## Acknowledgments

This study was conducted based on the proposal introduced by Michael Clarge and continued as part of the master's thesis work of Mohammad Reza Shafizadeh at the University of Zanjan (ZNU), under the supervision of Dr. Yusefali Abedini and with consultation from Dr. Michael Clarge.

## References

1. Block, L.P.; 1978; A double layer review, *Astrophysics and Space Science*, vol. 55, no. 1, May 1978, p. 59-83.
2. H. Alfvén; Aug 1977; "Electric Currents in Cosmic Plasmas", *Review of Geophysics*.
3. P. Carqvist; Oct 1989; "On the Physics of relativistic double layers", *Astrophysics and Space Sciences*; p. 23.
4. J. Johnson; Aug 2011; "The Essential Guide to the Electric Universe", chapter 5, Tbolts inc.
5. Joos, G; 1951; *Theoretical Physics*. London & Glasgow: Blackie & Son Ltd. p. 271.
6. H. Alfvén; 1986; "Double Layers and Circuits in Astrophysics", NASA-CR-180018, NAS 1.26:180018, TRITA-EPP-86-04
7. M. Clarage; Larger Electric Structures Around Earth and Sun, Proposal For Study 2014. Researchgate
8. A. Peratt; 2015; *Physics of The Plasma Universe*, ISBN 978-1-4614-7818-8
9. Torven, S. and Lindberg, L.; 1980; Properties of a fluctuating double layer in a magnetised plasma column, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 13, no. 12, 2285.
10. Falthammar, C.-G; 1978; Generation mechanisms for magnetic-field-aligned electric fields in the magnetosphere, *Geoelectr.*, 30, 419.
11. Science Operations Center, University of California, Berkeley Space Sciences Laboratory, NASA.
12. RBSP/EFW Home – University of Minnesota – Institute for Astrophysics – Radiation Belt Storm Probes Data.
13. Large Electrical Structures In Interplanetary Space And Planetary Magnetospheres. M.R. Shafizadeh, Y. Abedini, M. Clarage. Master's Thesis, University of Zanjan, Iran. Feb 2019.

## THE INFLUENCE OF ION MASS IN PLASMA BUNCHES ON THE EFFICIENCY OF ALFVÉN WAVE GENERATION AND PROPAGATION IN PARTIALLY IONIZED PLASMA

A.G. Berezutsky, V.N. Tishchenko, S.S. Sharipov, A.A. Chibrarov, I.F. Shaikhislamov

*Institute of Laser Physics of the Siberian Branch of the RAS, 15 B, Ac. Lavrentieva ave., Novosibirsk, Russia, 630090; e-mail: a.berezuckiy@yandex.ru*

**Abstract.** This study employs numerical modeling to investigate the generation and propagation of Alfvén waves from a periodic sequence of plasma bunches in a partially ionized background plasma, operating in a sub-Alfvénic bunch expansion mode. We specifically examine the influence of plasma bunch ion mass on the amplitude and structure of the resulting Alfvén wave.

### Introduction

The generation of intense magnetohydrodynamic (MHD) waves in laboratory plasma is of considerable interest for fundamental research and for modeling space processes. However, traditional methods, such as particle beam injection or RF excitation, often limit the amplitude and spatial extent of the generated disturbances. Researchers at the Institute of Laser Physics SB RAS are studying the wave merging mechanism (WMM), a method that generates MHD waves through the resonant interaction of periodic laser plasma bunches with magnetized background plasma [1-2]. This approach enables the creation of intense and extended wave disturbances, including Alfvén waves, slow magnetosonic waves, and whistlers. Previous work [1-4] has established optimal dimensionless relationships (criteria) for generating an extended Alfvén wave with an amplitude of  $B\phi/B_0 \sim 0.3$ .

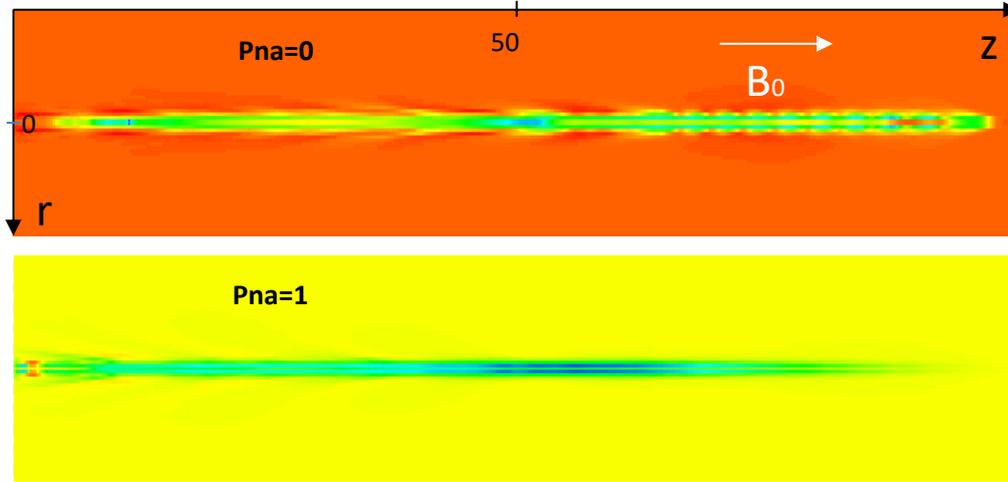
The main objective of this work is to apply the WMM to study the generation and propagation of Alfvén waves in plasma containing neutrals, using different masses of bunch ions at Alfvén-Mach numbers  $M_A=0.2$ . We employ a four-fluid EMHD model to simulate the generation and propagation of these Alfvén waves (for details, see [1,5]). Our simulation uses a cylindrical coordinate system  $(r, \phi, z)$  with the external magnetic field oriented along the  $Z$  axis. The relative density fraction of the neutral component in the background plasma is  $P_{na}=1$ .

### Problem Formulation

The expansion of plasma bunches displaces the external magnetic field and forms a cavern. This cavern formation generates an induction electric field, which sets background plasma ions in motion. Under conditions where the ion Larmor radius is of the same order of magnitude as the dynamic radius—a scenario typical for laboratory experiments and many geophysical phenomena—the Lorentz force mediates the interaction between the background plasma and the bunch plasma (the so-called magnetic-laminar interaction mechanism). This interaction nonlinearly twists the background plasma and compresses it along the magnetic field axis. This compression increases the pressure and drives a plasma outflow along the magnetic field lines. The periodic nature of this process generates an extended plasma flow that propagates along the magnetic field. This flow remains confined within a flux tube whose transverse size is close to that of the cavern near the bunch source. In addition to the plasma flow, the system excites two types of waves: a slow magnetosonic wave and a torsional Alfvén wave, which arises from the Larmor rotation of ions. These waves transfer energy, momentum, and angular momentum [3-4]. When we transition from a single bunch to a periodic sequence, the bunches resonantly interact with the magnetized background plasma at a specific frequency  $f$ . This resonant interaction, via the Wave Merging Mechanism (WMM), forms an extended and intense wave [1-4]. For this numerical study, we varied the mass of the plasma bunch ions  $m_i$  as the main parameter, assigning it values from 207 to 22 in proton mass units. This range corresponds to ions of  $Pb^+$ ,  $Ag^+$ ,  $Ar^+$ , and  $Na^+$ . We held all other system parameters constant: the number of pulses  $N=10$ , the Alfvén-Mach number  $M_A=0.2$ , the dimensionless bunch pulsation frequency  $\omega_p = 0.33$ , the background plasma beta  $\beta=0.01$ , and the ion-inertial length  $L_{pi} = c/(\omega_{pi}R_d) = 0.1$ . The characteristic spatial radius of the problem,  $R_d$ , which determines the braking radius of individual plasma bunches by the magnetic field, also remained constant. The background ions have a mass of  $m_0=4$ . Neutral background particles possess zero charge and the same mass  $m_0$  as the background ions.

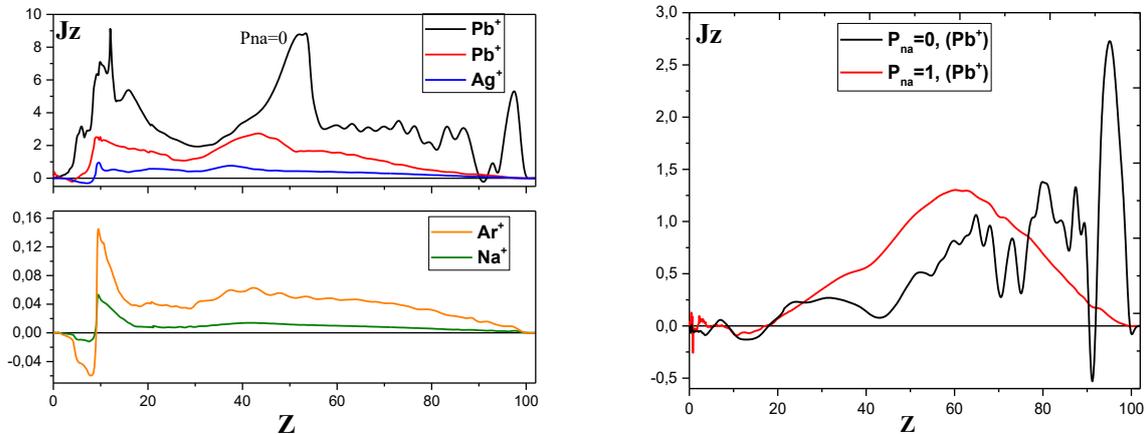
## Results

Figure 1 illustrates the spatial structure of the azimuthal magnetic field of Alfvén wave generated by  $N = 10$  plasma bunches, propagating in a fully ionized plasma (top) and in a plasma with neutrals  $P_{na}=1$  (bottom). The boundary of the computational domain along the axis is  $Z = 0 \div 102$  and along the R axis is  $0 \div 8$ .

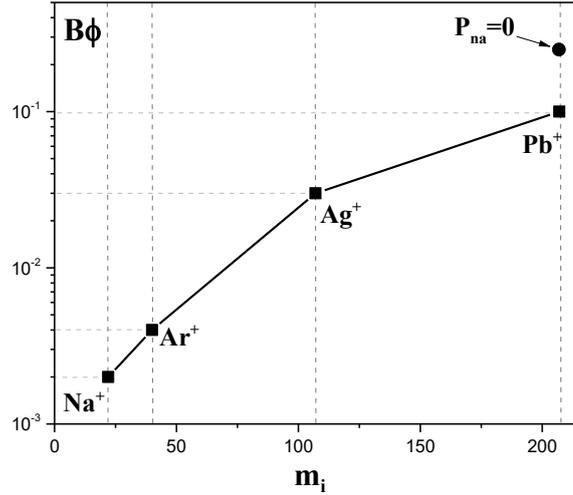


**Figure 1.** Spatial structure of the azimuthal magnetic field ( $B_\phi$ ) of the Alfvén wave generated by  $N=10$  plasma clots. Left:  $B_\phi$  propagates in plasma without neutrals ( $P_{na}=0$ ); right, in plasma with neutrals ( $P_{na}=1$ ). Time  $t=100$ . Source ion mass  $m_1=207$ , background ion mass  $m_0=4$ .

Figure 2 presents the profiles of the longitudinal current and the Alfvén wave. Figure 2A displays the distribution of the current that a train of  $N=10$  bunches generates in a plasma for different bunch ion masses. For comparison, Figure 2B shows data for a single bunch ( $N=1$ ) in two limiting cases: without neutrals ( $P_{na}=0$ ) and with them present ( $P_{na}=1$ ). As earlier work demonstrated [6], the Alfvén wave in the pre-Alfvénic bunch expansion regime consists of two parts: a front part, which the plasma clumps create, and an extended “tail” that forms after the bunches cease acting, resulting from the radial collapse of the plasma cloud. Our analysis of Figure 2A reveals that the wave amplitude changes with the mass of the bunch ions. The different efficiency of attenuation due to ion-neutral collisions serves as the main mechanism for this amplitude change. Although the drag force acting per unit plasma volume is proportional to the bunch mass density, the key factor is the difference in the inertial properties of the system. Lighter bunches (e.g.,  $Ar^+$ ,  $Na^+$ ) easily transfer momentum to the neutral component and quickly achieve kinematic velocity matching. This process leads to efficient dissipation of the wave energy and strong damping. In contrast, bunches with heavier ions possess significant inertia, which allows them to maintain a high relative velocity between ions and neutrals. Consequently, energy lost in collisions accounts for a smaller fraction of the total oscillation energy. This inertial superiority reduces the damping efficiency and enables the wave to maintain a higher amplitude, as higher-mass bunches lose energy more slowly. Figure 3 illustrates the maximum amplitude of the wave’s azimuthal magnetic field as a function of the bunch ion masses.

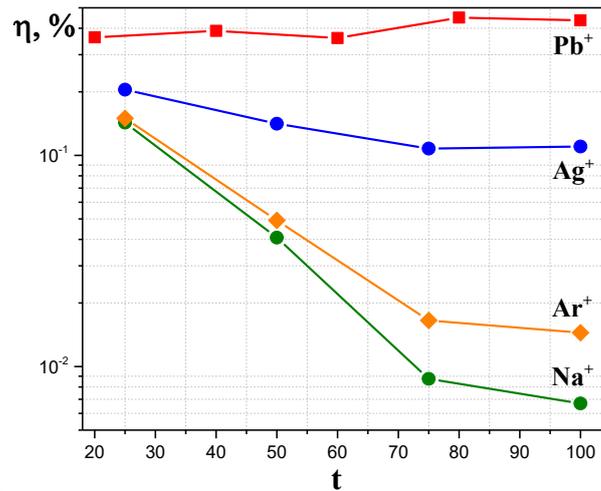


**Figure 2.** Longitudinal current  $J_z$  generated by  $N=10$  plasma bunches with different bunch ion masses (A). Current  $J_z$  generated by one bunch with an initial background neutral density  $P_{na}=0$  and 1 (B) at time  $t=100$ .



**Figure 3.** Dependence of the amplitude of the azimuthal magnetic field on the mass of the bunch ions at time  $t=100$ . The symbol (●) illustrates the maximum amplitude  $B_\phi$  in the case of a fully ionized background plasma.

Figure 4 shows the time dependences of the efficiency of plasma bunch energy conversion into Alfvén wave energy for different bunch ion masses. Over time  $t = 20 \div 75$ , the efficiency of bunches with ion masses  $m_i \leq 107$  decreases linearly, reaching values of  $\eta = 0.1$  (Ag<sup>+</sup>),  $0.01$  (Ar<sup>+</sup>), and  $0.008$  (Na<sup>+</sup>). The maximum efficiency  $\eta \sim 0.3$  is achieved when using ions with a mass  $m_i = 207$ .



**Figure 4.** Time dependence of the energy conversion efficiency of bunches into Alfvén waves for different bunch ion masses. The computational domain for calculating the efficiency was  $\Delta Z = 0 \div 100$ ,  $\Delta R = 0 \div 2$  at time  $t=100$ .

### Discussions

This paper presents the results of a numerical simulation on the generation of low-frequency Alfvén waves by periodic laser plasma bunches in partially ionized plasma under sub-Alfvénic expansion conditions. Our results demonstrate that the inertial properties of the ions significantly affect both the amplitude of the generated wave and the efficiency of converting bunch energy into wave energy. The efficiency of wave attenuation through ion-neutral collisions primarily governs this dependence. Lighter ions (e.g., Na<sup>+</sup>, Ar<sup>+</sup>) rapidly achieve kinematic matching with the neutral component. This process leads to intense energy dissipation, resulting in strong wave attenuation and low efficiency ( $\eta \sim 0.008\text{--}0.01$ ). In contrast, heavy ions (e.g., with a mass of  $m_i=207$ ) possess significant inertia, which enables them to maintain a high relative velocity with respect to neutrals for a longer duration. This inertia reduces the share of energy lost through collisions from the total oscillation energy, thereby decreasing damping. Consequently, heavy bunches generate Alfvén waves with a larger amplitude and achieve a maximum efficiency of  $\eta \sim 0.3$ .

### Acknowledgments

The work was supported by the Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and Mathematics “BASIS”.

## References

1. Tishchenko, V.N., & Shaikhislamov, I.F. (2014). Wave merging mechanism: formation of low-frequency Alfvén and magnetosonic waves in cosmic plasmas. *Quantum Electronics*, 44(2), 98. DOI: 10.1070/QE2014v044n02ABEH015326
2. Tishchenko, V.N., Zakharov, Y.P., Shaikhislamov, I.F., Berezutskii, A.G., Boyarintsev, E.L., Melekhov, A.V., Ponomarenko, A.G., Posukh, V.G., Prokopov, P.A. (2016). Torsional Alfvén and slow magnetoacoustic waves generated by a plasma in a magnetic field. *JETP letters*, 104, 293-296. <https://doi.org/10.1134/S0021364016170136>
3. Tishchenko, V.N., Berezutskiy, A.G., Boyarintsev, E.L., Zakharov, Y.P., Melekhov, A.V., Miroshnichenko, I.B., Ponomarenko, A.G., Posukh, V.G., Shaikhislamov, I.D. (2017). Merging of the waves produced by optical breakdowns in rarefied plasma with a magnetic field. *Laboratory modelling. Quantum Electronics*, 47(9), 849. DOI: 10.1070/QEL16423
4. Berezutsky, A.G., Tishchenko, V.N., Zakharov, Y.P., Miroshnichenko, I.B., Shaikhislamov, I.F. (2019). Generation of torsional Alfvén and slow magnetosonic waves by periodic bunches of laser plasma in a magnetised background. *Quantum Electronics*, 49(2), 178. DOI: 10.1070/QEL16873
5. Berezutskiy, A.G., Tishchenko, V.N., Sharipov, S.S., Chibrarov, A.A., Miroshnichenko, I.B., Shaikhislamov, I.F. (2025). Influence of neutral particles in plasma on the efficient generation and propagation of Alfvén waves created by periodic bunches of laser plasma. *Quantum Electronics*, 55(5), 280.
6. Tishchenko, V.N., Dmitrieva, L.R., Miroshnichenko, I.B., Shaikhislamov, I.F. (2022). Generation of Alfvén waves in magnetized plasma by laser plasma bunches at Mach numbers much less than unity. *Solar-Terrestrial Physics*, 8(2), 91-97. DOI: 10.12737/stp-82202214

## STUDY OF THE GEOELECTRIC STRUCTURE OF THE EARTH'S CRUST BY THE PHASE-GRADIENT SOUNDING METHOD

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

*Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation of the Russian Academy of Sciences St.-Petersburg Branch (SPbF IZMIRAN), St. Petersburg, Russia;*  
e-mail: [ms\\_petr@mail.ru](mailto:ms_petr@mail.ru)

**Abstract.** The phase-gradient sounding (PGS) method was employed to map crustal geoelectric structures and identify the potential reservoirs for an enhanced geothermal system (EGS) in the Fennoscandian Shield near Helsinki, Finland. To overcome challenges from intense anthropogenic noise, measurements were conducted using only magnetic field components. The obtained geoelectric model revealed a promising sub-horizontal low-resistivity layer at 4.8-6.3 km depth interpreted as a rheological weakened zone. This interpretation was verified by its correlation with regional fault systems and seismicity. The practical value of the study was confirmed when identified layer was successfully targeted for drilling and hydraulic stimulation of the OTN-2 well demonstrating the efficacy of the PGS method for EGS site characterization in challenging environments.

### 1. Introduction

The objective of our independent investigations was to identify and characterize conductive layers within the Earth's crust. Such layers can be interpreted as rheological weakened zones, making them promising targets for the development of Enhanced Geothermal Systems (EGS) for heat and power generation. These geoelectric studies were carried out in January 2019 near Helsinki, Finland, initiated by SPbF IZMIRAN with the support of S. Puuppo's team and were separate from the ongoing St1 Deep Heat pilot project. The phase-gradient sounding method (*Kopytenko et al.*, 2015) was employed for this purpose.

The St1 Deep Heat project, which aims to build Finland's first industrial-scale geothermal plant in Otaniemi, is an example of an EGS, designed to extract energy from hot dry rock through hydraulic stimulation. As of July 2018, prior to our measurements, it was drilled OTN-3 injection well (6.4 km deep) and the OTN-2 observation well (2 km deep) located close to it and used for seismic monitoring. Site selection was underway for a production well which was to be located in close proximity to the injection well. Providing recommendations for the optimal placement of this production well was a key goal of our study.

### 2. Methodology and data

Basic principles of the phase-gradient sounding (PGS) method are following. An electromagnetic wave passing through the atmosphere and incident on the Earth's surface propagates at the speed of light, and its phase delay between the observation points located on the Earth's surface is close to zero. However, at each observation point on the Earth's surface, we observe the sum of incident and reflected electromagnetic waves. The phase velocities of electromagnetic wave propagation, as well as the gradients of the vertical component of the magnetic field variations along the Earth's surface, depend on the peculiarities of the geoelectrical structure of the Earth's crust; hence, the experimentally observed phase delays ( $\Delta t_1 \dots \Delta t_3$ ) are nonzero (*Kopytenko et al.*, 2015). We can determine the apparent resistivity of the medium, if the phase velocity of electromagnetic wave propagation along the Earth's surface is known. Then we can use the methods of interpretation of magnetotelluric soundings (MTS) for building the geoelectrical model of the media.

Only the magnetic components of the electromagnetic field were used in this study. This approach was necessitated by the extensive electrification of the region, where high levels of electromagnetic noise complicate the recording of natural magnetotelluric currents and adequate interpretation of MTS data. The PGS method involves synchronous observations (referenced via GPS/GLONASS) using highly sensitive magnetic stations positioned at the vertices of triangles. For the center of each triangle (virtual PGS point), vectors of the gradient and phase velocity of propagation of geomagnetic disturbances along the Earth's surface can be constructed, enabling calculation of the apparent resistivity of the Earth's crust in different frequency bands. The GI-MTS-1 equipment (*Sergushin and Petrishchev*, 2022) with a frequency range of 0-15 Hz was used for these measurements.

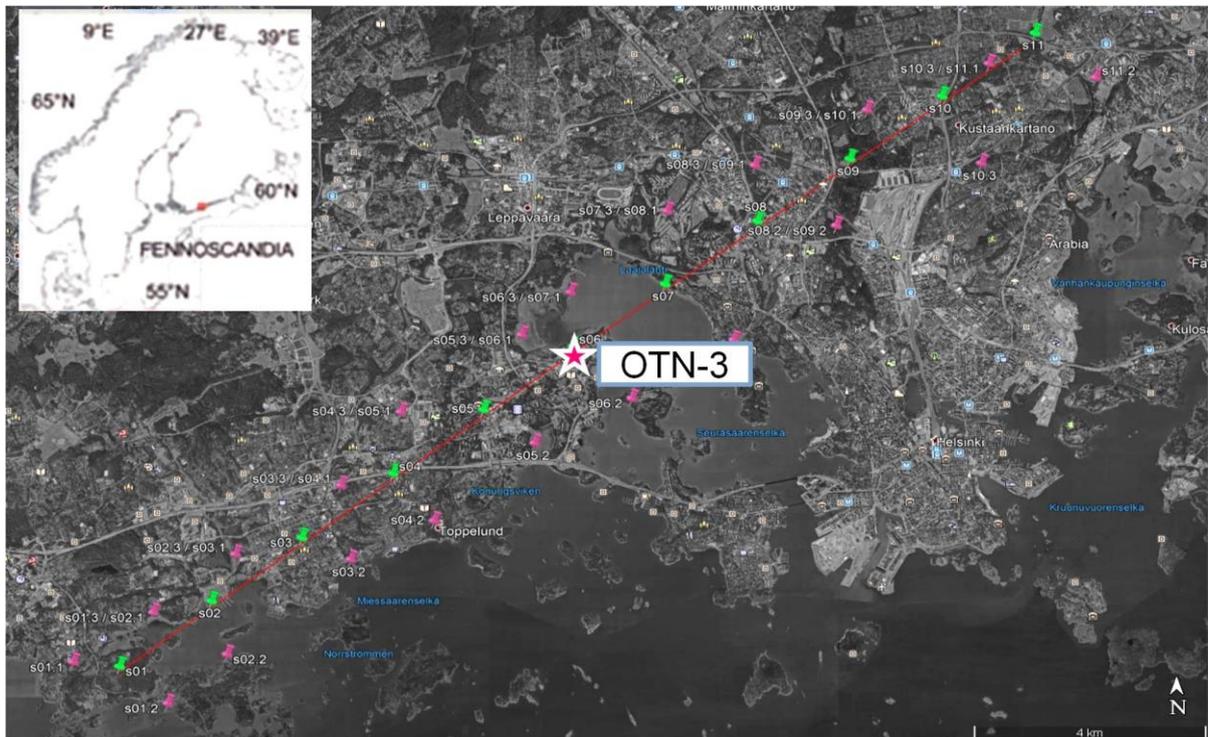
The gradients of the geomagnetic field components are very small at a short spacing (4–15 km) between base magnetic stations. When three-component stations are installed in the field, ideal alignment of the spaced magnetic sensors can hardly be accomplished. In this respect, the PGS method involves full horizontal and vertical components

and variations in the modulus of the full magnetic field vector for constructing the vectors of gradients and phase velocities, because these parameters do not depend on the orientation of magnetic sensors.

A 20-km profile centered on the OTN-3 injection well was established (Fig. 1) with a measurement spacing of 2 km. Fieldwork was completed within four days, during which 22 physical stations were installed to obtain 11 virtual PGS points. The measurement protocol included both daytime (3-hour sessions) and nighttime recording. All stations were deployed in parks or on the ice-covered surface of the Gulf of Finland.

### 3. Results

After processing, three of the eleven PGS points were classified as poor quality due to the high level of industrial electromagnetic noise. These include the two northeastern most points (s10 and s11) of the profile, located in close proximity to a railroad station, as well as point s04. Notably, measurements at these stations were conducted during the daytime when the anthropogenic noise is typically highest. It should be noted that the PGS curves built from variations in the full horizontal magnetic component for this area coincide with the results calculated from the vertical component. Therefore, the subsequent discussion will focus solely on the results obtained from the vertical magnetic component.



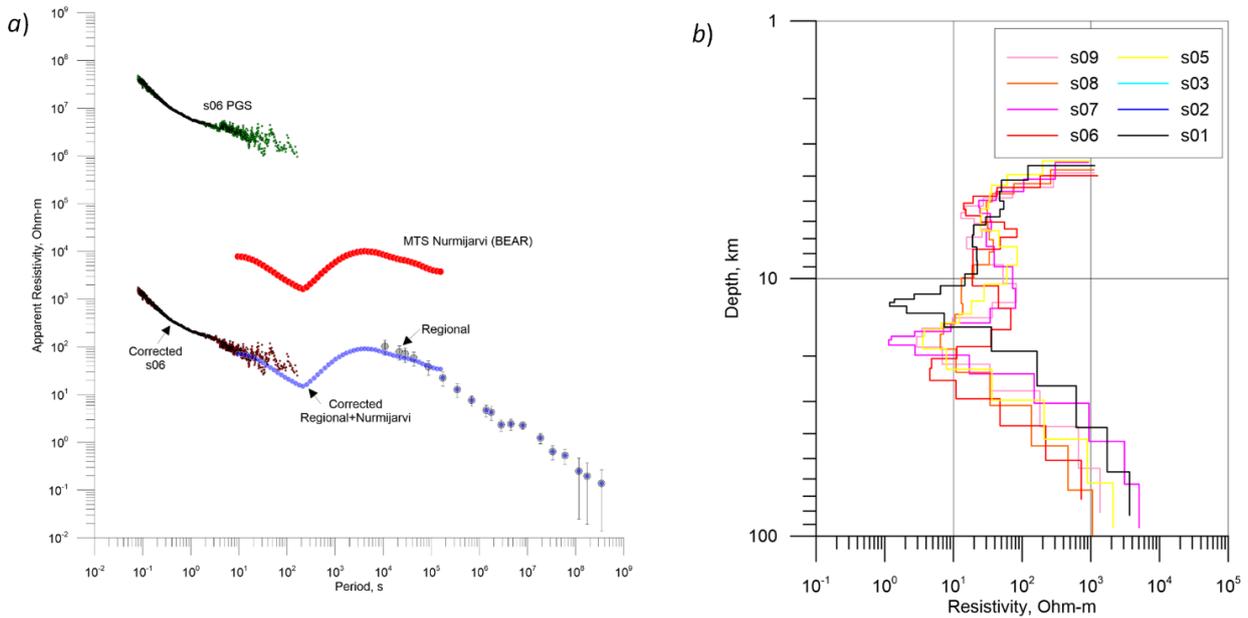
**Figure 1.** Scheme of the profile. Physical stations are shown in pink, virtual PGS points – in green. Star denotes the location of the OTN-3 well.

Due to a shift in the apparent resistivity (Fig. 2) a correction was applied using the regional mantle conductivity as a reference. The discrepancy between the regional responses and the PGS results was first addressed by incorporating data from the Nurmijarvi observatory (*Korja*, 1998) located approximately 20 km from the profile, as a part of the Baltic Electromagnetic Array Research. This combined correction is shown in blue in Fig. 2a. All PGS results were subsequently corrected against this adjusted curve, yielding a solution with good internal consistency across the study area. The lack of impedance phase data precludes the direct application of inversion to the experimental data. Therefore, a technique of controlled transformation of unsmoothed data was employed, following the methodology outlined by *Vagin* (2012). This allowed for the construction of 1D models for each PGS point, presented in Fig. 2b.

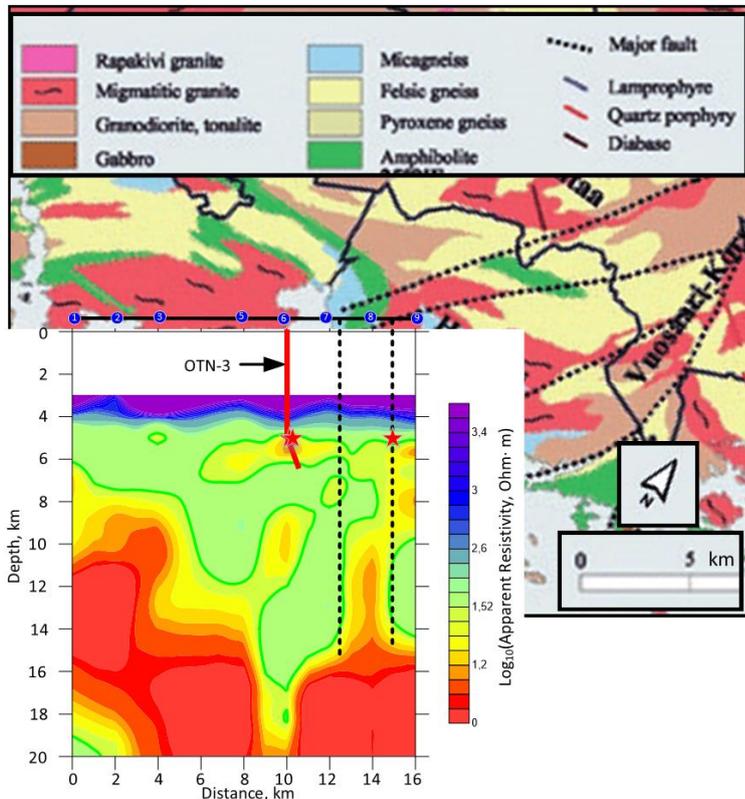
The experimental results are valid for depths ranging from approximately 3.5 to 15 km. The geoelectric section is characterized by a gradient decrease in resistivity, from 1000-2000 Ohm·m at 3.5 km depth to about 40 Ohm·m at 4.5 km depth. The structure of the deeper layer exhibits some variations and requires a 2D analysis. A quasi-2D geoelectric model for the profile was constructed by gridding the 1D models using a minimum curvature method (Fig. 3).

The geoelectric section reveals key features. On the right flank of the profile near stations s07-s09 a sub-vertical conductive channel (10-20 Ohm·m) is identified, potentially bounded by fault zones. This structure can be traced from a depth of 14 km up to approximately 5 km and is interpreted as a pathway for upward fluid migration, which could induce metamorphic changes in the rock. Another significant feature is a sub-horizontal low-resistivity layer (10-30

Ohm·m) at a depth of 4.8–6.3 km, extending from the mid-profile (station s05) to the right flank (station s09), in the vicinity of the OTN-3 well.



**Figure 2.** Correction of the shift for the experimental data on the example of s06 point (a) and 1D models for PGS points (b).



**Figure 3.** Correlation of the geoelectric section with features of the lithological map (Pajunen et al., 2008) and earthquake hypocenters (red stars). The red line indicates the trajectory of the OTN-3 well.

A comparison with known geological features shows a strong correlation between two known faults and the conductive boundaries identified in our section (Fig. 3). Furthermore, analysis of seismological bulletins revealed a magnitude M1.6 earthquake that occurred on 3 February 2013 near stations s08 and s09 at a depth of 5 km (IRIS data service; coordinates 60.21°N, 24.91°E). The catalogue of the Finnish permanent seismic network also lists two earthquakes recorded in 2017 at a depth of 5 km near station s06, located near OTN-3 well site prior to the commencement of hydraulic stimulation in 2018.

Based on the 2019 geoelectric interpretation, the conductive layer at 4800–6300 m depth was identified as a potential reservoir for hydraulic stimulation. Recommendations were made to drill the production well northeast of OTN-3, towards the nearest fault zone identified in the section. By spring 2020 these findings were validated through drilling the OTN-2 observation well was drilled to a depth of approximately 5700 m with a section parallel to the OTN-3 well starting from 4900 m depth; the wellbores are spaced about 400 m apart horizontally (Kwiatek et al., 2022).

The OTN-2 well was drilled in a north-eastern direction and a successful hydraulic stimulation was conducted in 2020 within the depth interval of 4856-5765 m to establish connectivity between two wells.

This study demonstrates the effectiveness of the PGS method for investigating crustal structures, particularly in the context of EGS. The method is also highly suitable for geological exploration in challenging environments, including mountainous regions, deserts, seismically active zones, offshore areas, and ice fields in the Arctic and Antarctic.

## **References**

- Kopytenko Yu.A., Ismaguilov V.S., Petrishchev M.S. (2015). Investigation of the geoelectrical structure of the Earth's crust by phase-gradient sounding. *Doklady Akademii Nauk*, 462(3), 352–355. DOI: 10.1134/S1028334X15050232
- Korja T. (1998). Baltic Electromagnetic Array Research, EUROPROBE News, pp. 4–5, 12, August, 1998.
- Kwiattek G., Martínez-Garzón P., Davidsen J., Malin P., Karjalainen A., Bohnhoff M., Dresen G. (2022). Limited earthquake interaction during a geothermal hydraulic stimulation in Helsinki, Finland. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. V. 127. e2022JB024354. DOI: 10.1029/2022JB024354
- Pajunen M., Airo M.-L., Tuija E., Niemelä R., Juha S., Vaarma M., Wasenius P., Wennerström M., Elminen M.-L., Salmelainen R., Vaarma J. (2008). Construction suitability of bedrock in the Helsinki area based on the tectonic structure of the Svecofennian crust of southern Finland. *Geological Survey of Finland, Special Paper*, 47, 309–326.
- Sergushin P.A., Petrishchev M.S. (2022). The GI-MTS-1 Geophysical Station and Its Application for Localizing Sources of Electromagnetic Disturbances. Proceedings of the Scientific and Practical Seminar "Study of the Earth's Magnetic Field as a Factor in Advancing Russia's National Security." St. Petersburg: ETU "LETI," St. Petersburg Branch of IZMIRAN, 2022. – P. 68–70 (in Russian).
- Vagin S.A. (2012). Controlled transformation of unsmoothed magnetotelluric data. *Questions of geophysics (SPb state University)*. 45, 62 – 66 (in Russian).

## ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ С ПЕРИОДОМ ~30 МИНУТ НА ДНЕВНОЙ СТОРОНЕ МАГНИТОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВ GOES

В.Б. Белаховский<sup>1,2</sup>, Д.В. Костарев<sup>2</sup>, В.А. Пилипенко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

<sup>2</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

<sup>3</sup>Институт физики Земли РАН им. О.Ю. Шмидта, г. Москва, Россия

**Абстракт.** Впервые обнаружены геомагнитные пульсации с необычайно большим периодом 30-40 минут на дневной стороне магнитосферы. Пульсации были зарегистрированы на восстановительной фазе магнитной бури 7 января 2015 г. по данным геостационарных спутников GOES. Пульсации наиболее выражены в радиальной ( $B_r$ ) и продольной ( $B_{||}$ ) компоненте магнитного поля. Пульсации модулируют потоки электронов и протонов в широком диапазоне энергий, при этом наблюдается противофазность пульсаций в магнитном поле и в потоках заряженных частиц. В данных наземных магнитометров эти колебания не проявляются, что может свидетельствовать об их мелкомасштабности и экранировании ионосферой. Аналогичных колебаний не наблюдалось в параметрах солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, что говорит о внутримангнитосферном источнике колебаний. По своим характеристикам зарегистрированные колебания очень похожи на компрессионные Pc5 пульсации (storm-time Pc5), но отличаются очень большим периодом и несинусоидальной формой. В период появления пульсаций наблюдался рост потоков энергичных протонов (95 кэВ) на геостационарной орбите. Предполагается, что возбуждение пульсаций вызвано баллонной неустойчивостью протонов кольцевого тока. Обнаружение столь длиннопериодных пульсаций расширяет представления о классификации и механизмах генерации геомагнитных пульсаций.

### 1. Введение

Система классификации геомагнитных пульсаций (или ультранизкочастотных волн) ограничивает максимально возможные периоды магнитосферных колебаний величиной 10 минут, являющейся длиннопериодной границей Pc5 диапазона [Jacobs, 1964]. Этот период примерно соответствует размеру дневной магнитосферы (~10-15 Re) и характерной величине альвеновской скорости (~ $10^3$  км/с). Среди Pc5 пульсаций выделяют тороидальные и компрессионные (storm-time Pc5) типы колебаний. Источником тороидальных Pc5 колебаний являются возмущения в солнечном ветре, которые затем усиливаются в области альвеновского резонанса силовых линий. При высоких скоростях солнечного ветра могут возбуждаться моды магнитосферного волновода, проявляющиеся на земной поверхности в большом диапазоне широт и долгот в виде высокоинтенсивных глобальных Pc5 колебаний [Potapov et al., 2006]. Пульсации Pc5 диапазона в магнитосфере могут быть вынужденным откликом на квазипериодические флуктуации в солнечном ветре [Kerko and Spence, 2003; Белаховский и Пилипенко, 2011]. Источником компрессионных Pc5 пульсаций являются внутримангнитосферные неустойчивости потоков протонов кольцевого тока [Barfield and McPherron, 1978]. Последующие наблюдения показали, что диапазон геомагнитных пульсаций следует расширить до первых десятков минут и включить в него квазипериодические Ps6 и иррегулярные Pi3 пульсации. Pi3 пульсации с периодом 10-25 минут наблюдаются в ночном и вечернем секторах магнитосферы на фоне суббури. Компрессионные длиннопериодные пульсации с периодом более 20 минут были обнаружены по данным спутников THEMIS в утреннем секторе магнитосферы [Korotova et al., 2009]. В области ионосферной проекции дневного каспа наблюдаются icpl (irregular pulsations cusp latitudes) пульсации с периодом 10-25 минут [Pilipenko et al., 2015], которые предположительно обусловлены колебаниями последних замкнутых силовых линий магнитосферы или поверхностным волнам на магнитопаузе. На полярных широтах отмечались очень длиннопериодные VLP (very long period) пульсации, вызываемые крупномасштабными альвеновскими волнами в солнечном ветре [Pilipenko et al., 2020]. Таким образом, наземные и спутниковые наблюдения показывают, что в магнитосфере колебания с периодом более 20 минут, то есть вне стандартной номенклатуры геомагнитных пульсаций, могут наблюдаться либо в пограничных областях магнитосферы, либо на ночной стороне магнитосферы.

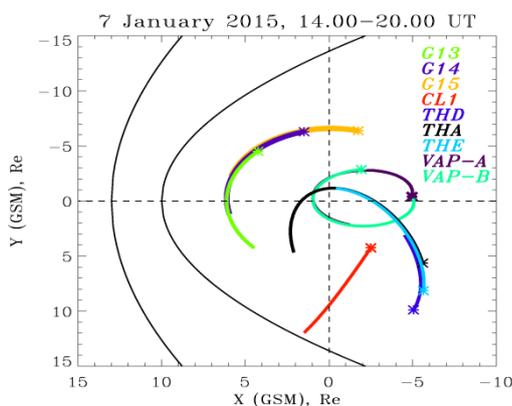
В данной работе впервые обнаружены и проанализированы компрессионные колебания с периодом более 30 минут на дневной стороне магнитосферы, в области геостационарной орбиты. На наш взгляд, данные наблюдения расширяют представление о классификации и механизмах генерации геомагнитных пульсаций.

## 2. Используемые данные

Использованы данные геостационарных спутников GOES-13 (MLT=UT-5), GOES-14 (MLT=UT-7), GOES-15 (MLT=UT-9), орбиты которых показаны на рис. 1. В период регистрации изучаемых пульсаций спутники GOES располагались на дневной стороне магнитосферы и покрывали достаточно большую область по MLT. В данных магнитометров GOES  $h_e$ -компонента направлена к Земле (earthward),  $h_n$  – азимутальная компонента,  $h_r$  – вертикальная компонента. Также нами использованы данные наземных магнитометров сетей THEMIS, CARISMA, и данные риометров сети NORSTAR. Для регистрации параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) использованы база данных OMNI, и данные спутника ACE. Магнитосферные спутники Van Allen Probes, THEMIS, Cluster находись в других секторах во время регистрации изучаемых пульсаций (рис. 1.).

## 3. Событие 7 января 2015 года

**3.1. Наблюдения на геостационарной орбите.** На рис. 2 показаны вариации магнитосферного магнитного поля ( $h_e$ ,  $h_n$ ,  $h_r$ -компоненты) по данным спутников GOES-13, GOES-14, GOES-15 для события 7 января 2015 г. Примерно с 13.00 до 20.30 UT на спутнике GOES-13 наблюдались пульсации с периодом, изменяющимся от 15 до 35 минут. В системе координат, ориентированной вдоль геомагнитного поля (не показано), пульсации наиболее выражены в радиальной и продольной компоненте магнитного поля. Мы условно отнесем эти уникальные колебания к Pс6 типу. На спутнике GOES-14, разнесенном от GOES-13 на 2 часа по MLT, Pс6 пульсации наблюдались примерно с 15.30 до 22.00 UT. Пульсации на спутнике GOES-14 происходят с некоторой задержкой, что связано, по всей видимости, с тем, что спутник GOES-14 позже вошел в область генерации пульсаций. На спутнике GOES-15 Pс6 колебания видны, но уже слабо, при этом их период достигал 40-50 минут.



**Рисунок 1.** Расположение спутников GOES-13, GOES-14, GOES-15, Cluster-1, THEMIS-D, THEMIS-A, THEMIS-E, Van Allen Probes (A, B) в экваториальной плоскости магнитосферы (GSM система координат) 7 января 2015 г. 14-20 UT.

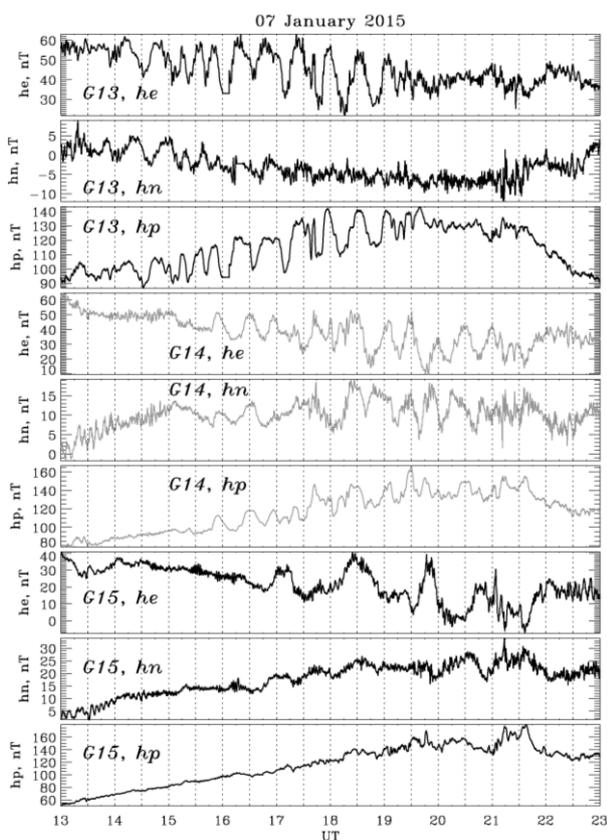
Вейвлет-анализ показывает, что максимальная интенсивность колебаний приходилась на период ~35 минут (не показано). При этом на вейвлет-спектрах наблюдается преобладание радиальной компоненты магнитного поля, что, по-видимому, связано с более монохроматичной формой пульсаций в этой компоненте.

По данным спутников GOES-13, GOES-14 не представляется возможным определить азимутальное волновое число  $m$  по фазовой задержке ввиду того, что колебания некогерентны между собой. Определение  $m$  методом конечного ионного гирорадиуса также не представляется возможным из-за недостаточного временного разрешения данных по частицам, к тому же детекторы заряженных частиц разнесены на спутниках GOES не на  $90^\circ$ , а на  $70^\circ$ .

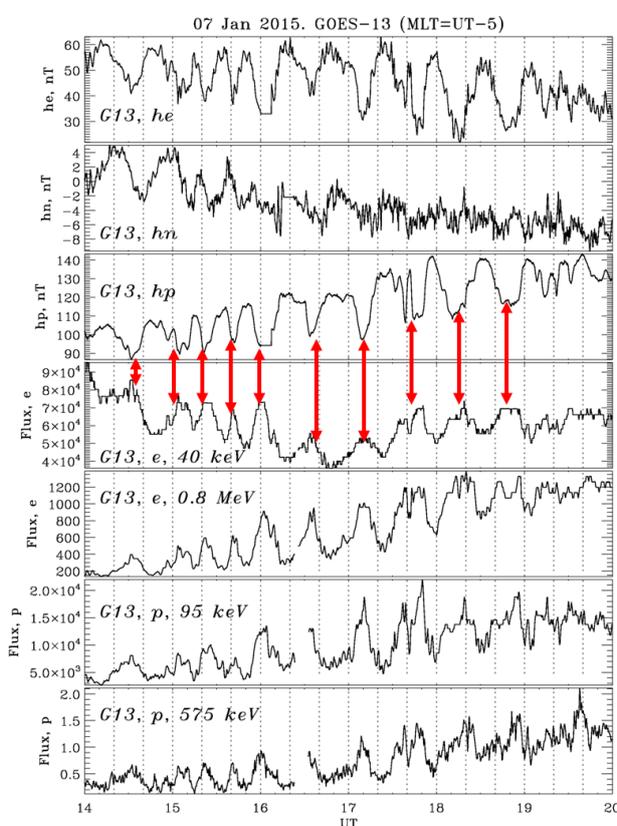
Рис. 3 показывает, что Pс6 пульсации эффективно модулируют потоки электронов и протонов в широком диапазоне энергий (кэВ-МэВ). При этом наблюдается противофазность пульсаций в магнитном поле и в потоках заряженных частиц, как это указано красными стрелками.

**3.2. Параметры межпланетной среды и геофизическая обстановка.** Рсб пульсации были зарегистрированы на восстановительной фазе довольно сильной магнитной бури (SYM-H  $\approx$  -135 нТл) с интенсивной суббурей (AE-индекс >2000 нТл), вызванной магнитным облаком CME (рис. 4). При этом скорость солнечного ветра не превышала 500 км/с, Vz-компонента ММП достигала -20 нТл. Начало бури сопровождалось SSC импульсом, вызванным резким увеличением плотности солнечного ветра до  $25 \text{ см}^{-3}$ . Детальное сравнение наблюдаемых Рсб пульсаций на спутнике GOES-13 с параметрами солнечного ветра и ММП показало, что в межпланетных параметрах не наблюдается аналогичных колебаний (рис. 5). Это говорит о том, что источником Рсб колебаний являются не возмущения в солнечном ветре, а внутримангнитосферные процессы.

Суббуревая активность во время бури сопровождалась инжекцией энергичных электронов ( $E=40 \text{ кэВ}$ ) 7 января 2015 примерно с 9 до 11 UT по данным спутника GOES-13 (рис. 4). Рост потоков энергичных протонов ( $E=95 \text{ кэВ}$ ) происходит на восстановительной фазе магнитной бури с  $\sim 11 \text{ UT}$  7 января 2015. Генерация Рсб пульсаций (выделено на рис. 5 темным цветом) происходит как раз в период роста потоков энергичных протонов. По-видимому, именно энергичные протоны и привели к возбуждению длиннопериодных Рсб колебаний в результате развития кинетических неустойчивостей.



**Рисунок 2.** Вариации магнитного поля по данным спутников GOES-13, GOES-14, GOES-15 (he, hn, hp-компоненты).



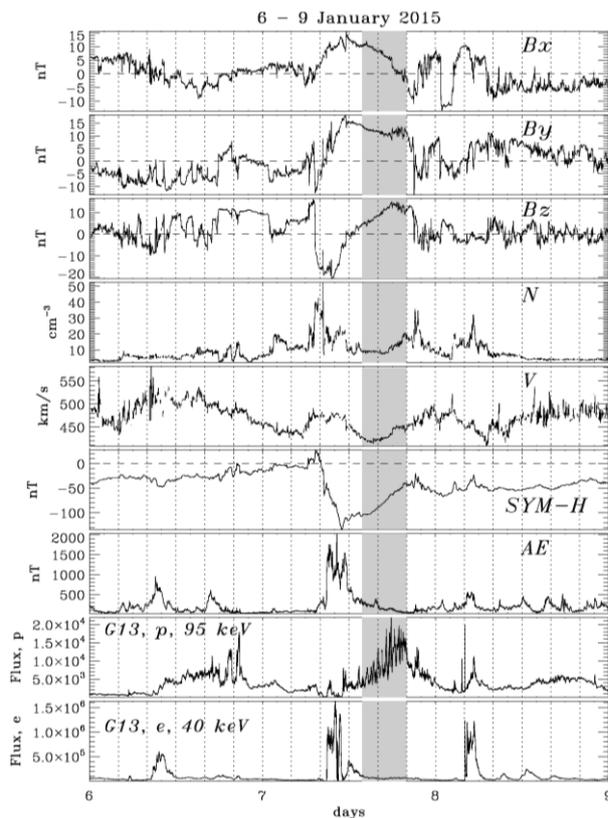
**Рисунок 3.** Вариации магнитного поля (he, hn, hp-компоненты), вариации потоков электронов с  $E=40 \text{ кэВ}$ ,  $0.8 \text{ МэВ}$ , и потоков протонов с  $E=95 \text{ кэВ}$ ,  $575 \text{ кэВ}$  по данным спутника GOES-13.

**3.3. Сравнение с наземными данными.** Сравнение Рсб пульсаций, наблюдаемых на спутнике GOES-13, с вариациями магнитного поля на станции SNKQ (не показано), расположенной в сопряженной точке по отношению к спутнику GOES-13, не выявило аналогичных колебаний на земной поверхности. Также подобное сравнение было проведено для спутника GOES-14 и станций GILL, ISLL сети CARISMA, расположенных в пределах получаса по MLT от сопряженной точки спутника GOES-14. На этих станциях также не было обнаружено аналогичных колебаний. Эти факты говорят о мелкомасштабности обнаруженных длиннопериодных колебаний и их экранировании ионосферой от наземных магнитометров. Анализ данных

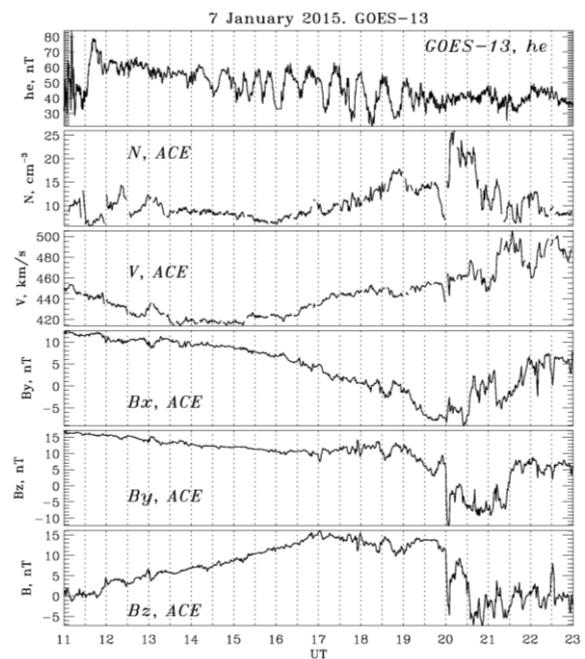
риометров на станциях GILL, ISLL показал отсутствие аналогичных колебаний в потоках высыпающихся электронов.

#### 4. Заключение и обсуждение

В рассмотренном событии впервые обнаружены компрессионные геомагнитные пульсации с необычно большим периодом более 30 минут (отнесенные нами к P<sub>сб</sub> пульсациям) на дневной стороне магнитосферы по данным геостационарных спутников. На земной поверхности подобные колебания не наблюдались. Пульсации были зарегистрированы на восстановительной фазе магнитной бури 7 января 2015 г. Противофазность колебаний в магнитном поле и в потоках заряженных частиц говорит о том, что P<sub>сб</sub> пульсации представляют собой медленную магнитозвуковую моду. Ранее длиннопериодные пульсации с периодом > 20 минут наблюдались на ночной стороне магнитосферы, где длина вытянутых в хвост силовых линий была достаточна для поддержания столь низкочастотных колебаний. Наблюдаемые пульсации явно не могут быть альфвеновскими колебаниями, поскольку на геостационарной орбите длина силовой линии недостаточна для столь длиннопериодных волн. Мы полагаем, что возбуждение P<sub>сб</sub> пульсаций на дневной стороне вызвано энергичными протонами в результате развития кинетических неустойчивостей [Mager et al., 2013]. По своим характеристикам зарегистрированные несинусоидальные колебания похожи на компрессионные P<sub>с5</sub> пульсации, но отличаются очень большим и непостоянным периодом. Возможно, что возбуждение пульсаций вызвано квазипериодическими всплесками баллонной неустойчивости, приводящими к выбросам энергичных протонов из кольцевого тока к периферии магнитосферы. Обнаружение пульсаций с таким уникальными свойствами расширяет представления о возможных временных масштабах геомагнитных пульсаций (УНЧ волн) и их физических механизмах.



**Рисунок 4.** Вариации B<sub>x</sub>, B<sub>y</sub>, B<sub>z</sub>-компонент ММП, плотности солнечного ветра N, скорости солнечного ветра V, SYM-H и AE-индексов, потоков протонов с E=95 кэВ, потоков электронов с E=40 кэВ по данным спутника GOES-13.



**Рисунок 5.** Сопоставление вариаций магнитного поля на спутнике GOES-13 (he-компонента) с вариациями плотности и скорости солнечного ветра, B<sub>x</sub>, B<sub>y</sub>, B<sub>z</sub>-компонент ММП по данным спутника ACE.

**Благодарность.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-77-10012. Данные спутников GOES, данные базы OMNI взяты с ресурса <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov>.

## **Литература**

- Белаховский В.Б., Пилипенко В.А. Возбуждение Pc5 пульсаций магнитного поля и потоков частиц на восстановительной фазе магнитной бури 31.10.2003 г. // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 51, С. 608–629. 2011.
- Barfield J.N., McPherron R.L. Stormtime Pc5 magnetic pulsations observed at synchronous orbit and their correlation with the partial ring current // *J. Geophys. Res.* V. 83, P. 739–743. 1978.
- Керко L., Spence H.E. Observations of discrete, global magnetospheric oscillations driven by solar wind density variations // *J. Geophys. Res.* V. 108, Is. A6, 1257. 2003.
- Korotova G.I., Sibeck D.G., Kondratovich V. et al. THEMIS observations of compressional pulsations in the dawn-side magnetosphere: a case study // *Annales Geophysicae*. V. 27, P. 3725–3735. 2009.
- Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Kostarev D.V. Drift-compressional modes generated by inverted plasma distributions in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 118, P. 4915–4923. 2013.
- Potapov A., Guglielmi A., Tsegmed B., Kultima J. Global Pc5 event during 29–31 October 2003 magnetic storm // *Advances in Space Research*. V. 38, Iss. 8, P. 1582–1586. 2006.
- Pilipenko V., Belakhovsky V., Engebretson M.J., Kozlovsky A., Yeoman T. Are dayside long-period pulsations related to the cusp? // *Annales Geophysicae*. V. 33, P. 395–404. 2015.
- Pilipenko V.A., Fedorov E.N., Engebretson M.J., Papitashvili V.O., Watermann J. Poleward progressing quasi-periodic disturbances at cusp latitudes: The role of wave processes // *J. Geophys. Res.* V. 105, P. 27569–27588. 2000.
- Jacobs J.A., Kato Y., Matsushita S., Troitskaya V.A. Classification of geomagnetic micropulsations // *J. Geophys. Res.* V. 69, P. 180–181. 1964.

## АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЙ ПОТОКОВ ВОЛНОВОЙ АКТИВНОСТИ ДО И ПОСЛЕ ОСЛАБЛЕНИЯ СТРАТОСФЕРНОГО ПОЛЯРНОГО ВИХРЯ В СЕРЕДИНЕ ЗИМНЕГО СЕЗОНА С 1981 ПО 2023 ГОД

А.С. Фадеев<sup>1</sup>, Е.Н. Савенкова<sup>1</sup>, А.В. Коваль<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург;  
e-mails: fadeew2002@gmail.com, savenkova.en@mail.ru

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург;  
e-mail: koval\_spbu@mail.ru

### Аннотация

Исследована взаимосвязь между повышенной волновой активностью и ослаблением полярного вихря в стратосфере в середине зимы в арктических широтах. Метеорологические условия определены на основе данных повторного анализа, проведенного в рамках программы Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Application 2 (MERRA2). Проанализированы поля средней скорости ветра по долготе и потоки Элиассена-Палма.

**Ключевые слова:** Волновая активность, полярный вихрь, вейвлет-анализ, стратосфера.

### Введение

Одним из методов анализа волновой активности является оценка потоков Элиассена-Пальма,  $F=(0, F_\varphi, F_z)$ . Вид выражений для данного потока можно получить путем трансформации осредненного по долготе уравнения для ускорения зональной компоненты ветра. Данная трансформация заключается в замене меридиональной и вертикальной скорости ветра на меридиональную и вертикальную компоненты остаточной средней циркуляции соответственно. Такая трансформация обеспечивает эффективную диагностику волнового воздействия на средний поток, так как в уравнениях не происходит компенсации волновых источников импульса и тепла адвективными потоками импульса и тепла, как это происходило в классических осредненных уравнениях динамики [1]. Потоки Элиассена-Пальма для сферических координат и вертикальной лог-изобарической координаты, деленные на плотность и радиус Земли, имеют вид [2]:

$$F_\varphi = \overline{\cos\varphi \left( \frac{v'\theta'}{\theta_z} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{u}'v' \right)} \quad (1)$$

$$F_z = \overline{\cos\varphi \left( f - \frac{1}{a\cos\varphi} \frac{\partial(\bar{u}\cos\varphi)}{\partial\varphi} \right) \frac{v'\theta'}{\theta_z} - \bar{u}'w'} \quad (2)$$

где штрихи обозначают возмущения, вызванные рассматриваемой волной, а черта сверху осреднение по долготе,  $\theta_z$  – вертикальный градиент потенциальной температуры,  $f$  – параметр Кориолиса,  $u$ ,  $v$ ,  $w$  – зональная, меридиональная и вертикальная скорости ветра соответственно.

При трансформации уравнений для квазигеострофических условий на  $\beta$  плоскости выражения для потока ЭП, деленные на плотность, примут вид:

$$F_y = -\overline{u'v'} \quad (3)$$

$$F_z = f \frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} \quad (4)$$

Из уравнений 1-4 виден физический смысл потоков Элиассена-Пальма. Направление вверх вектора потока ЭП соответствует направленному на север волновому потоку тепла, а направленный на юг вектор потока ЭП соответствует направленному на север потоку импульса ПВ. Дивергенция потока ЭП отражает ускорение зонально-осредненного зонального потока под действием ПВ. Например, отрицательные значения дивергенции потока (т.е., конвергенция) ЭП соответствуют отрицательному (направленному на запад) ускорению среднего ветра.

Подход к оценке волновой активности и взаимодействия волн со средним потоком при помощи анализа данных характеристик впервые был сформулирован в работе [3].

### Анализ волновой активности

По данным реанализа MERRA-2 исходя из формул 1-2 были рассчитаны среднесуточные и среднезональные значения потоков ЭП для январей с 1981 по 2023 года на широте полярного круга. Далее анализировались изменения полученных характеристик в периоды сильных ослаблений стратосферного циркумполярного вихря. В качестве критерия для отбора сильного ослабления использовалось условие наличия, восточно-направленного среднезонального потока в сглаженном поле ветра на высоте 40 км и широте 62.5 с.ш, период сглаживания при этом был выбран равным неделе. Оказалось, что из 43-х лет, данному критерию соответствует всего 7 лет: 1987, 2004, 2006, 2009, 2013, 2019 и 2021 года. Сопоставив изменения волновой активности с изменением направления ветра были получены схожие паттерны для всех январей, кроме января 2019 года. Продемонстрируем данный паттерн на примере января 2006-го года, когда наблюдалось наиболее сильное и наиболее продолжительное ослабление полярного вихря, длившееся более 20 дней.

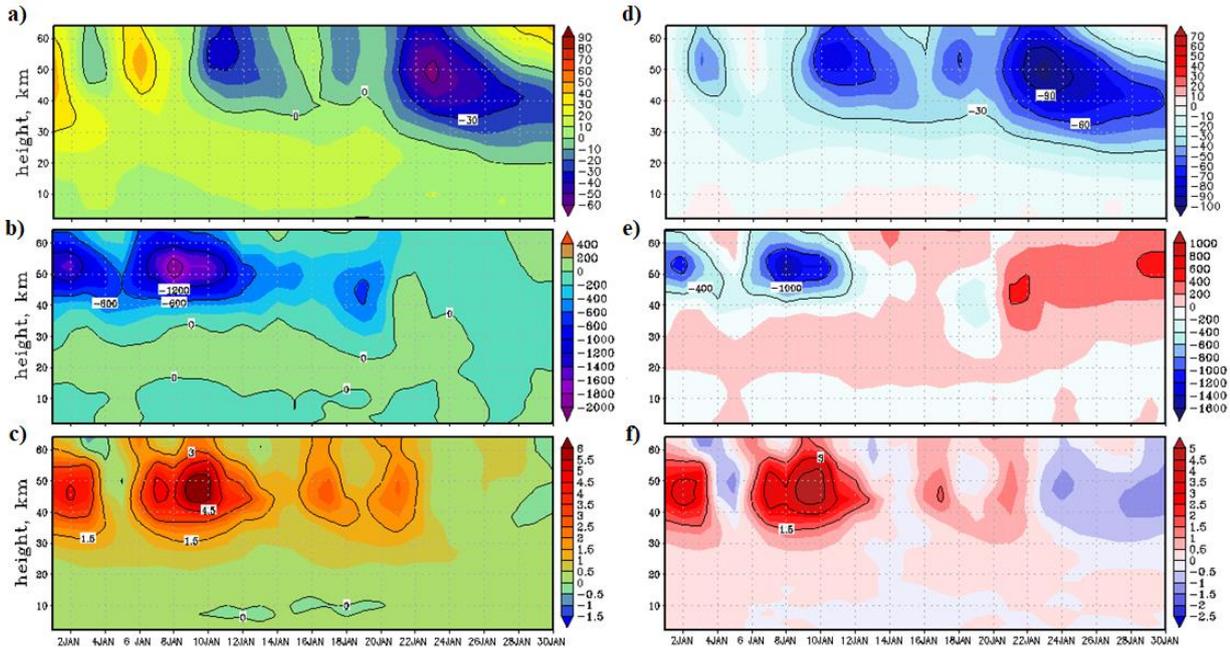


Рисунок 1. Временной ход среднезональной скорости ветра (а), м/с, среднезональной широтной (б) и вертикальной (с) компонент Элиассена-Пальма,  $m^2 \cdot s^{-2}$ , а также соответствующих им отклонений (d, e, f) от климатологической нормы за январь 2006-го года на широте 62.5 с.ш.

Из рисунка 1а видно, что в верхней стратосфере 9 января происходит разворот ветра с западного на восточное, преобладание восточного ветра длится в течение 7 дней, после ненадолго сменяется на слабое западное направление и затем снова возвращается к восточному направлению достигая 23 января максимума восточной скорости ветра на высоте 50 км со среднезональным значением  $-60$  м/с, как видно из рисунка 1d данное значение характеризуется отклонением  $-100$  м/с от климатологической нормы, что говорит о сильном разрушении полярного вихря.

Из рисунков 1b и 1c видно, что за 4 дня до разворота ветра, то есть 5 января начало происходить увеличение отрицательной широтной и положительной вертикальной компонент потока ЭП, что говорит об усилении влияния волнового действия в сторону полюса, то есть в сторону действия вихря. Данный паттерн в увеличении волновой активности перед ослаблением вихря характерен и для других лет, не считая 2019 года, а также совпадает с современными представлениями в причинах разрушения полярного вихря [4, 5, 6, 7]. 8 и 9 января потоки ЭП достигают максимумов, после чего происходит спад волновой активности и через 7 дней после начала спада ветер меняет направление на западное, в этот же период вновь происходит усиление волнового действия, направленного на север и уже 17 января ветер, снова меняет направление.

Следует подчеркнуть, что разница в 7 дней между началом спада волновой активности и разворотом ветра на западное направление характерна и для январей других рассмотренных лет. Кроме того, следует также сказать, что из рассмотрения отобранных лет, было выявлено что рост отрицательной широтной компоненты и положительной вертикальной компоненты происходило в большинстве случаев синхронно. Однако наблюдались случаи, когда разница между усилениями компонент составляла 1-2 дня или, когда увеличивалась только вертикальная компонента.

Паттерн, описанный выше не всегда имел место быть. Так если проанализировать те же характеристики за 2019 год (см рис. 2), то можно увидеть, что после спада волновой активности, ветер на высотах от 30 до 35 км

продолжал сохранять восточное направление вплоть до конца января. Для того, чтобы разобраться в причинах такого поведения, для данного года было проведено и проанализировано комплексное вейвлет преобразование Морле поля геопотенциала для уровня 30 км.

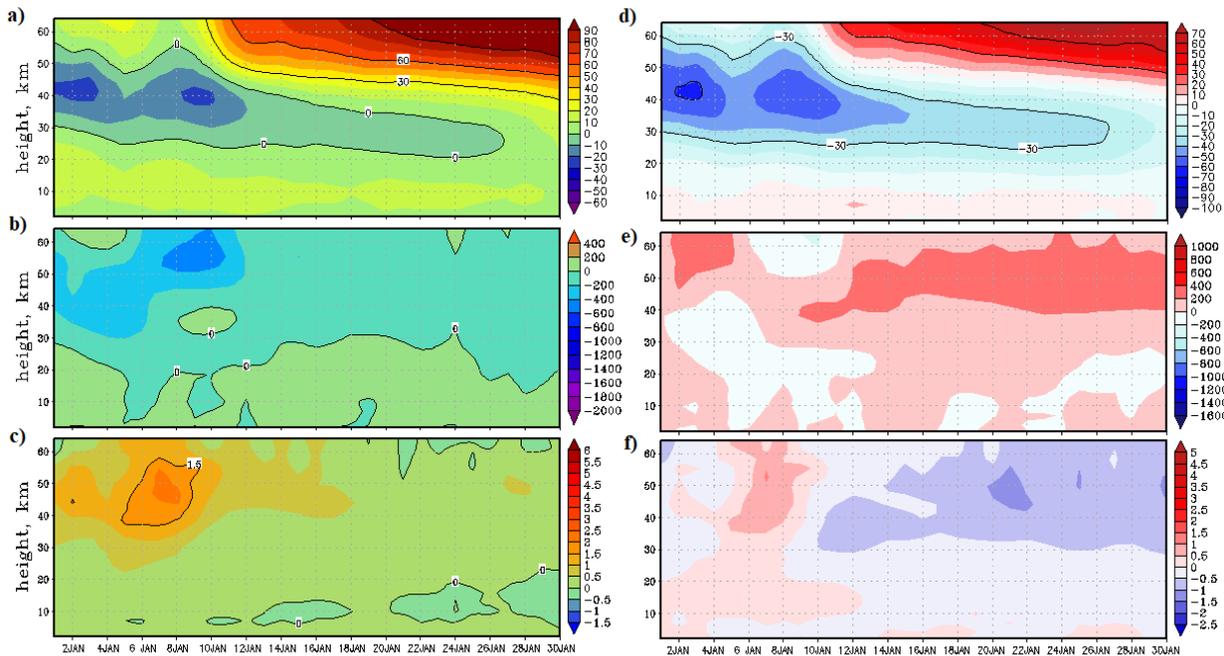


Рисунок 2. То же что и на рисунке 1, только для января 2019 года.

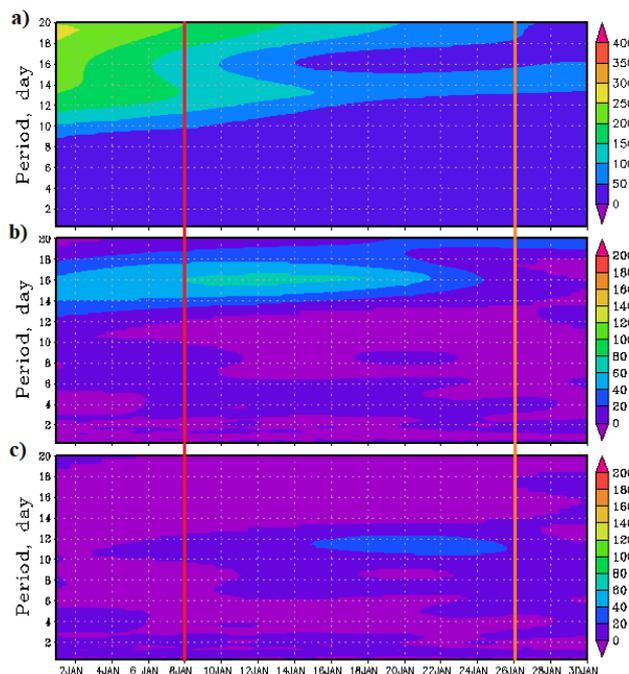


Рисунок 3. Ход амплитуд стационарной (а), бегущей на восток (b) и на запад (с) волн, м, с различными периодами на уровне 30 км за январь 2019 года (красная линия – день начала ослабления потоков ЭП, оранжевая – день смены направления ветра).

Из рисунка 3b видно, что после начала спада волновой активности, продолжался рост амплитуды волны, бегущей на восток с периодом 16 дней, ослабление данной волны происходит только 18-19 января, то есть за 7-8 дней до смены направления ветра на восточное. 20 января также происходит и ослабление волн, бегущих на запад с периодами 10-12 дней. Рост амплитуды данной волны также продолжался после начала уменьшения потока ЭП. Отсюда можно сделать вывод, что одной из возможных причин долгого существования

ослабленного вихря на высоте 30 км было продолжавшийся рост 16-дневной и 10-дневной волн. Аналогичная связь данных волн с ВСП 2019 года, но только в Антарктиде, обсуждается в работе [8].

## Выводы

Из анализа отобранных 7 лет было получено, что:

Во всех отобранных годах разворот направления ветра с западного на восточное происходил после усиления волновой активности.

Во всех отобранных годах, кроме января 2019 года, реверс ветра с восточного на западное направление происходил после спада волновой активности, при этом период между этими двумя событиями составлял 5-7 дней.

В январе 2019 года разрушение вихря продолжалось спустя долгий срок после спада волновой активности, что может быть связано с усилением квази-шестнадцати дневной волной, бегущей на восток, и квази-десяти дневной волны, бегущей на запад.

Анализ спектра остальных 6 лет показал, что разрушение вихря может происходить волнами с широким диапазоном волн и разной фазой.

## Список литературы

- 1) Andrews D.G., Holton J.R., and Leovy C.B. (1987). Middle atmosphere dynamics. New York: Acad. Press. 489 p.
- 2) [https://disser.spbu.ru/files/2021/disser\\_koval.pdf#page=254&zoom=100,92,90](https://disser.spbu.ru/files/2021/disser_koval.pdf#page=254&zoom=100,92,90)
- 3) Eliassen A., and Palm E. On the transfer of energy in stationary mountain waves // *Geophys. Norv.* 1961. V. 22. P. 1–23.
- 4) Holton J.R., and Mass C. Stratospheric vacillation cycles // *J. Atmos. Sci.* 1976. V. 33. P. 2218–2225.
- 5) <http://bsfp.iszf.irk.ru/sites/default/files/school/2022/materials/174-176.pdf>
- 6) [https://www.researchgate.net/profile/Nikolai-Gavrilov/publication/318760526\\_Statisticeskaa\\_neravnornost\\_dat\\_vnezapnyh\\_stratosfernyh\\_poteplenij\\_v\\_zi\\_mnem\\_severnom\\_polusarii\\_E\\_N\\_Savenkova\\_N\\_M\\_Gavrilov\\_A\\_I\\_Pogorelcev\\_R\\_O\\_Manujlova/links/5afef241a6fdcc722af58b58/Statisticeskaa-neravnornost-dat-vnezapnyh-stratosfernyh-poteplenij-v-zimnem-severnom-polusarii-E-N-Savenkova-N-M-Gavrilov-A-I-Pogorelcev-R-O-Manujlova.pdf](https://www.researchgate.net/profile/Nikolai-Gavrilov/publication/318760526_Statisticeskaa_neravnornost_dat_vnezapnyh_stratosfernyh_poteplenij_v_zi_mnem_severnom_polusarii_E_N_Savenkova_N_M_Gavrilov_A_I_Pogorelcev_R_O_Manujlova/links/5afef241a6fdcc722af58b58/Statisticeskaa-neravnornost-dat-vnezapnyh-stratosfernyh-poteplenij-v-zimnem-severnom-polusarii-E-N-Savenkova-N-M-Gavrilov-A-I-Pogorelcev-R-O-Manujlova.pdf)
- 7) Pogoreltsev A.I., Savenkova E.N., Aniskina O.G., Ermakova T.S., Chen W., and Wei K. Interannual and intraseasonal variability of stratospheric dynamics and stratosphere–troposphere coupling during northern winter // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2015. V. 136. P. 187–200. doi: 10.1016/j.jastp.2015.08.008
- 8) <https://www.mdpi.com/2072-4292/16/24/4739>



DOI: 10.51981/2588-0039.2025.48.021

EDN: ODNRUD

## POSITION OF THE PRIMORDIAL RELEASE OF SOLAR FLARE ENERGY AT THE EXTENDED SURFACE OF MAGNETIC LINES WITH INCREASED CURRENT DENSITY: RESULTS OF MHD SIMULATION

A.I. Podgorny<sup>1</sup>, I.M. Podgorny<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia*

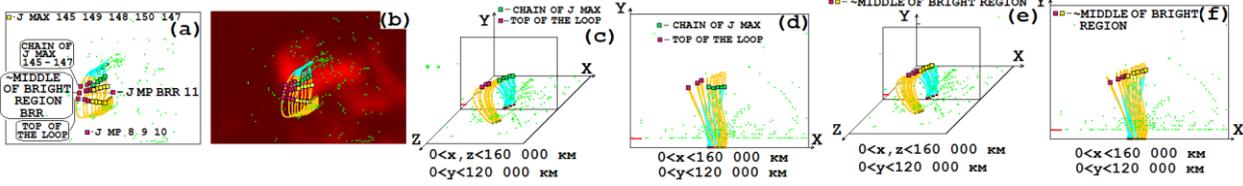
**Abstract.** The study of magnetic field configurations near the points of the arcade of magnetic lines with increased current density continued with the aim of studying the physical mechanism of solar flares. An analysis of the constructed configurations, taking into account new configurations in the vicinity of points in the middle of the bright pre-flare region, showed that the flare release of energy occurs in magnetic field configurations that promote the appearance of explosive instability, where current density maxima may not appear. The obtained result is necessary for searching for flare positions based on magnetic field configurations found by MHD simulation, and, subsequently, for forecasting flares based on understanding their physical mechanism.

### Introduction

The primordial release of solar flare energy in the solar corona at an altitude of 15,000 km - 70,000 km, indicated by numerous observations ([1] and others), explains the physical mechanism of the flare (S.I. Syrovatsky, [2]), according to which the energy of the magnetic field of the current sheet, created in the vicinity of a singular magnetic field line as a result of the accumulation of disturbances propagating from the solar surface, is released in the corona. The fast release of the current sheet magnetic energy leads to the observed manifestations of the flare, which are explained by the electrodynamic model of the solar flare proposed by I.M. Podgorny [3]. The appearance of hard X-ray radiation on the surface of the Sun during a flare is explained by the acceleration of electrons in field-aligned currents caused by the Hall electric field in the current sheet. The electrodynamic model of a solar flare uses analogies with the electrodynamic model of a substorm, previously proposed by its author based on measurements on the Intercosmos-Bulgaria-1300 spacecraft [4].

Since it is impossible to obtain the magnetic field configuration in the corona from observations, to study the mechanism of a solar flare it is necessary to perform MHD simulations in the solar corona above the active region, in which the magnetic field measured at the solar surface is used to set the boundary conditions. The physical mechanism of a solar flare can only be studied if calculations begin several days before the flare, when the magnetic energy of the flare has not yet accumulated in the corona. Setting of the problem of the MHD simulation is described in detail in [5-11]. This work is a continuation of the work [11], in which general ideas about the mechanism of a solar flare and methods of studying it are described in more detail.

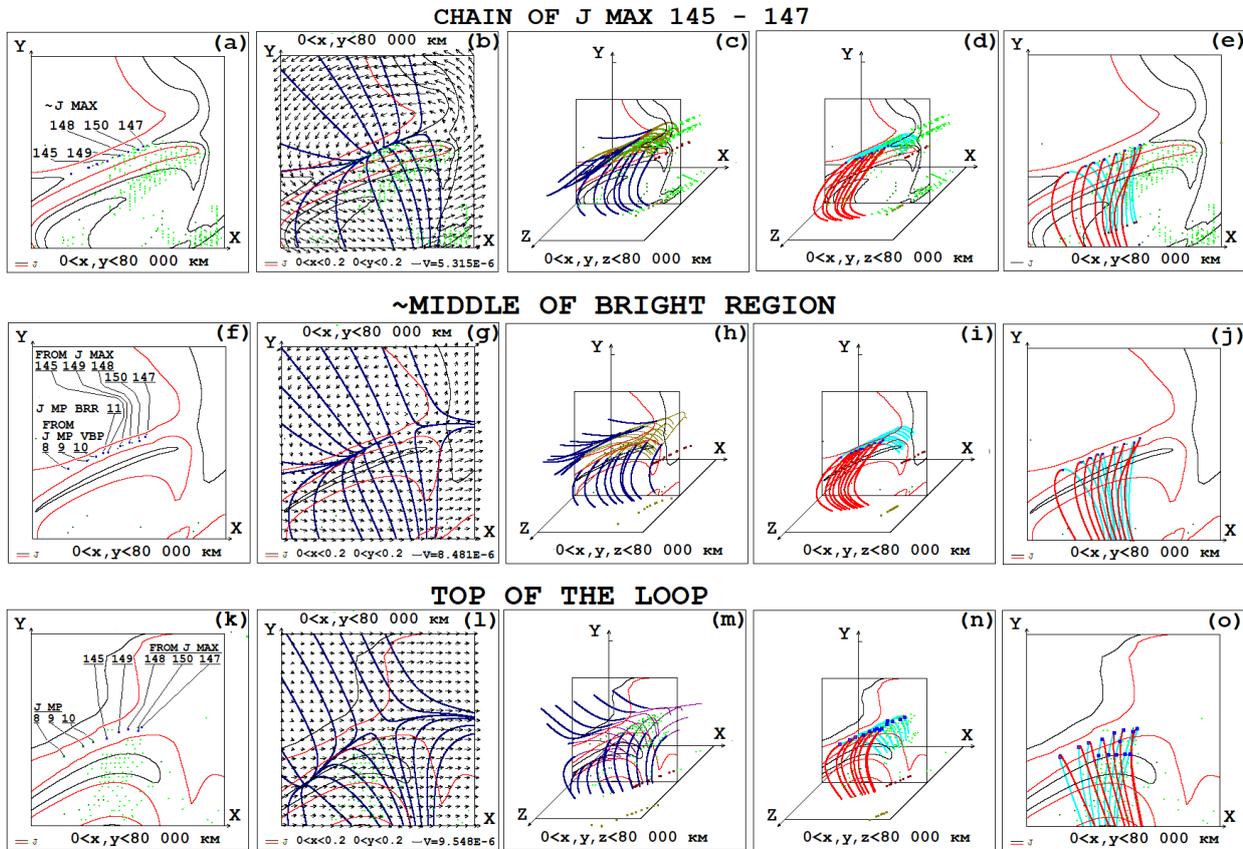
The configuration of the magnetic field above the active region can be quite complex, so it is practically impossible to find the positions of the singular lines and the current sheets formed near them directly from the magnetic field configuration obtained by MHD simulation. To solve this problem, a graphical system for searching for flare positions using the magnetic field configurations found by MHD simulation was developed, based on determining the positions of local current density maxima [12]. Previously, the system was used under the assumption that the current density is achieved in the middle of the current sheet, however, as the results presented here show, this assumption is not always fulfilled. In this case, the positions of the flares are associated with the positions of the current density maxima; in particular, the flares can be located on magnetic lines passing through the current density maxima. Therefore, the existing graphical system is useful for finding flare positions in any case, but for more convenient use, it should be modernized.



**Figure 1.** The chain of current density maxima, marked in green, and the magnetic lines of the arcade.

As the results of calculations [8-10] have shown, during flares and before flares, a large number of current density maxima are located in the bright region of flare or pre-flare emission. However, at the same time, a fairly large number of maxima are located outside the bright region of flare or pre-flare emission; their relative number compared to the total number of maxima can be quite large.

In order to understand why such an arrangement of current density maxima occurs, a detailed study of the pre-flare situation at 02:32:05 on 26.05.2025, three hours before the M 1.9 class flare above the active region AR 10365, which was started in [11], was continued. A comparison is made of the configuration obtained by MHD modeling with the distribution of the observed microwave radiation at a frequency of 17 GHz over the solar disk, obtained with the Nobeyama radioheliograph. As noted, of particular interest is the chain of closely spaced current density maxima with numbers 145, 149, 148, 150 and 147, represented by green dots in Figure 1 (all maxima are numbered in descending order of current density at the maximum). The magnetic lines, passing through these maxima of the chain, belong to an arcade with increased current density. The projections of these lines onto the plane of the solar disk are shown in Figure 1a, b (the distribution of microwave radiation at a frequency of 17 GHz is also superimposed on Figure 1b), their spatial location in the computational domain of the solar corona is shown in Figure 1c, e, their projections onto the central plane of the computational domain of the solar corona (the plane passing through the center of the calculated region and located parallel to the solar equator and perpendicular to the surface of the Sun) are shown in Figure 1d, f.



**Figure 2.** Plane and spatial configurations of the magnetic field in regions of large size 80 Mm.

### **Selection of regions with centers at points on the arcade of magnetic lines for the research of magnetic field configurations**

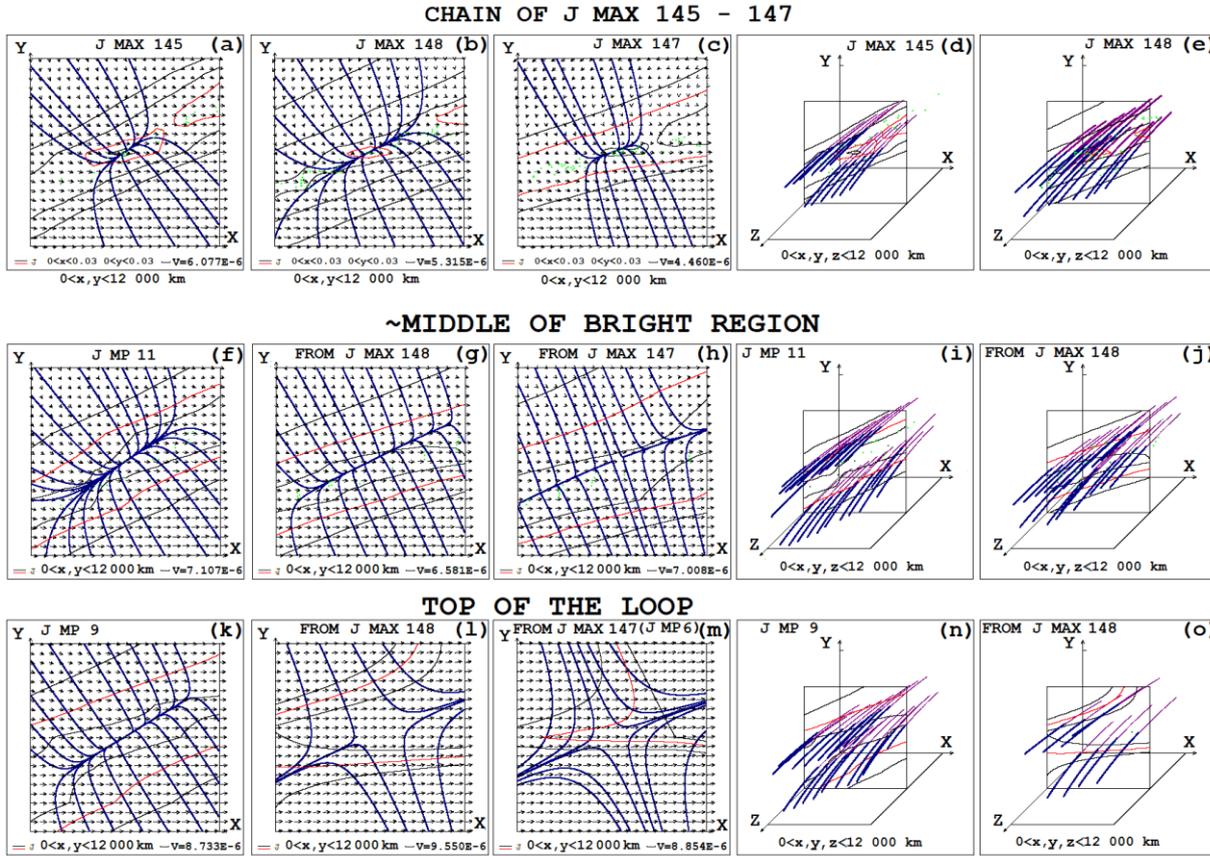
For a better understanding of the obtained results of the study of the mechanism of solar flares and how to correctly search for the positions of solar flares, in comparison with the previous study [11], a study of configurations in areas with centers at points located on the arcade under study in the middle of the bright pre-flare region in projection onto the solar disk has been added.

To better understand the methodology for studying the field above the active region, we will describe in detail the choice of magnetic lines of the arcade and the regions in which the magnetic field configurations are studied. These regions are cubes of large size 80 mm and small size 12 mm, the central points of which lie on the arcade lines. The central plane of each cube (both large and small) is understood to be the plane passing through the center of the cube, located parallel to two faces of this cube with which it does not intersect, and perpendicular to two other faces of the cube with which this plane intersects. All cubes are oriented in space so that their central plane is perpendicular to the magnetic field vector at the central point of the cube. Larger cubes are constructed with centers at the middle maximum of the chain with number 148 and at two more points located on the magnetic line passing through this middle maximum: at the point of the loop top of this magnetic line (at which the magnetic field vector is parallel to the solar surface) and at the point whose projection onto the plane of the solar disk (perpendicular to the line of sight) is located near the middle of the bright region of pre-flare emission. The results of MHD simulation in large regions of size 80 Mm are presented as spatial images in cubes (Fig. 2c,d,h,i,m,n) and as plane images in large squares in the central planes of these cubes (Fig. 2a,b,e,f,g,j,k,l,o). Plane current density maxima are sought in the central planes of the cubes with centers at the loop top and near the middle of the bright region of pre-flare radiation. The arcade of magnetic lines (Fig. 1a-f) consists of lines passing through the maxima of the chain. To the arcade lines are added also magnetic lines passing through the plane maxima of the central planes of large cubes of 80 Mm with centers at the top of the loop (three plane maxima with numbers 8, 9 and 10, depicted in this plane in a large square in Figure 2k, the remaining plane maxima coincide with the points of intersection of the magnetic lines passing through the maxima of the chain with this plane) and near the middle of the bright region of pre-flare radiation (one plane maximum with number 11, Fig. 2f, for the rest, there is also a coincidence with the already constructed magnetic lines). The arcade size is ~50 Mm, in regions of large size 80 Mm it is represented by magnetic lines in three-dimensional space (Fig. 2d,i,n) and their projections onto the central plane (Fig. 2e,j,o). As can be seen from plasma density distributions, presented by the lines of equal density of plasma, in the central planes of large size 80 Mm, which are sections of the arcade (Fig. 2a, f, k), the arcade is a surface of increased current density, i.e. an extended current sheet. The centers of the small cubes are located at the maxima of the chain with numbers 145, 149, 148, 150 and 147 (green dots in Fig. 1) and at the intersection points of the magnetic lines of the arcade with the central planes of the large cubes (in Fig. 1, yellow dots for the lines passing through the maxima of the chain, and red dots for the added lines passing through the plane maxima). The results of MHD simulation in small-sized areas of 12 Mm are presented as spatial images in small-sized cubes (Fig. 3d, e, i, j) and as plane images in small-sized squares in the central planes of these cubes (Fig. 3a, b, c, f, g, h, k, m).

### **Properties of magnetic field configurations in selected regions and the location of their centers in projection onto the plane of the solar disk**

At the points at the top of the arcade and near the center of the bright region of pre-flare emission, the maximum current density is not reached, but here it is possible to accumulate energy for the flare, pre-flare heating of the plasma, and then a fast release of energy during the flare due to the fact that the properties of the magnetic field configuration near these points contribute to the formation of a current sheet, and then the appearance of flare instability. These properties are possessed by configurations in large and small selected regions with centers located at the top of the arcade and near the center of the bright region of pre-flare emission. These properties of the configuration include the dominance of the X-type field, or at least almost equal influence of the X-type magnetic field and the divergent magnetic field (Fig. 2g,l for large-size regions of 80 Mm and Fig. 3f,g,h,k,l,m for small-size regions of 12 Mm) and a significant divergence of magnetic lines in three-dimensional space along the direction of the singular line (Fig. 3h,m for large-size regions of 80 Mm and Fig. 3i,j,n,o for small-size regions of 12 Mm), which means a small value of the longitudinal component of the current sheet. In this case, the current density at these points with configurations promotable for the appearance of flares is not much less than the current density at the chain maxima, and plane current density maxima appear. At the same time, for the chain of maxima located near the upper boundary of the

bright pre-flare region, the field configuration is not very favorable for the development of flare instability, since in the plane configuration the diverging field dominates (Fig. 2b and Fig. 3f,b,c) and the lines diverge slightly in space (Fig. 2c and Fig. 3d,e).



**Figure 3.** Plane and spatial configurations of the magnetic field in regions of small size 12 Mm.

**Discussion and conclusion; the possibility of using the obtained results to search for the positions of flares based on the magnetic field configuration obtained by MHD simulation**

The study of magnetic field configurations near points on the magnetic lines of the arcade that appeared before the M1.9 flare on May 26, 2003, made it possible to gain insight into the physical processes that lead to the accumulation of magnetic energy that should be released during the flare, and to determine where the flare should occur. The arcade of magnetic lines with an increased current density of a large size of ~50 Mm is an extended current sheet. Somewhat unexpected is the fact that the accumulation of magnetic energy of the flare, pre-flare heating of the plasma due to dissipation of the magnetic field, and the fast release of magnetic energy during the flare do not occur in the place where the current density reached its maximum. However, understanding this process makes it possible to find the position of the flare.

In the place where processes occur that lead to the fast release of magnetic energy, the current density is not much less than its maximum value, and plane maxima of the current density often appear in the plane perpendicular to the magnetic field vector at a given point. The magnetic field configuration in this place, due to magnetic forces directed in a certain way, should contribute to the creation of a current sheet, and then the appearance of flare instability. The achieved understanding of the magnetic field configurations in which a flare should occur should make it possible to more accurately find the positions of solar flares with the aim of, in the future, improving the forecast of flares. To achieve this goal, it will be necessary to perform a more detailed study of this and other pre-flare and flare magnetic field configurations using an modernized MHD simulation technique and a technique for searching for flare positions based on the field configuration found by MHD simulation.

The performed research showed that the positions of solar flares do not necessarily have to be in the places of current density maxima, but they are associated with these places, in particular, they most likely should be on the same

magnetic lines on which the current density maxima are located. The existing search system based on finding current density maxima can be used to search for flare positions, but given the latest results, its use becomes more labor-intensive. In order to better automate the process of searching for flare positions and make it more convenient, it will be necessary to modernize the existing graphical search system. The simplest method of modernization consists in searching for plane maxima of the current density in planes perpendicular to the magnetic field vectors at the points of maxima. It is possible to select only plane maxima at the tops of magnetic loops, i.e. in places where the magnetic field vector is parallel to the solar surface. It is possible to use the definition of how the magnetic field configuration in the vicinity of the found point is promote for flare instability, for which, in particular, it will be necessary to analyze the signs and ratios of the absolute values of the eigenvalues of the matrix  $\nabla\mathbf{B}$  with the appropriate choice of the coordinate system in the plane perpendicular to the magnetic field vector. There are also other ways to modernize the graphical search system; combinations of several approaches are possible.

### **Acknowledgements**

The authors are grateful to the SOHO/MDI (Michelson Doppler Imager on the spacecraft Solar and Heliospheric Observatory) team and the Nobeyama radioheliograph team (The Nobeyama Radio Observatory, the division of the National Astronomical Observatory of Japan, located near Minamimaki, Nagano at an elevation of 1350 m) for the scientific data provided as well as to the many professional cloud service specialists who made it relatively easy for us to configure rented remote computers for GPU computing.

### **References**

1. Syrovatskii S.I. (1966) Zh. Eksp. Teor. Fiz. 50, 1133–1147.
2. Lin R.P., Krucker S., Hurford G.J. et al. (2003) Astrophys. J., 595, L69-L76. <https://doi.org/10.1086/378932>
3. Podgorny I.M., Balabin Y.V., Vashenyuk E.V., Podgorny A.I. (2010) Astron. Rep. 54, 645–656.
4. Podgorny I.M., Dubinin E.M., Israilevich P.L., Nicolaeva N.S. (1988) Geophys. Res. Lett. 15, 1538–1540.
5. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2004) Comput. Math. Math. Phys. 44, 1784–1806.
6. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2008) Astron. Rep. 62, 666–675. <https://doi.org/10.1134/S1063772908080076>
7. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2012) Geomag. Aeron. 52, 150–161. <https://doi.org/10.1134/S0016793212020107>
8. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2022) Op. Astr. 31, 27–37. <https://doi.org/10.1515/astro-2022-0006>
9. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2023) Phys. 5, 895–910. <https://doi.org/10.3390/physics5030058>
10. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2024) Proc. Modern Astron. 1, 599–604. <https://doi.org/10.26119/VAK2024.112>
11. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2024) Proc. 47 Ann. Sem. "Phys. Auror. Phenom.", Apatity, 96–100.
12. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2013) Sun and Geosphere. 8(2), 71–76.

## ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ $O_2^*$ В СПЕКТРЕ 400 – 650 НМ В АТМОСФЕРАХ ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВ

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов

Полярный геофизический институт (ПГИ), г. Апатиты, Россия

### Аннотация

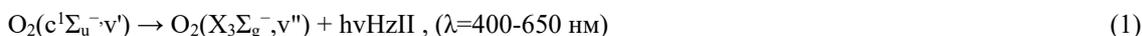
В настоящей работе представлены рассчитанные значения интегральной светимости полос Герцберга II, спектра свечения 400-650 нм, для условий Земли, Венеры, Марса – планет с различной концентрацией  $CO_2$ . Обсуждается корреляция результатов теоретических расчетов интенсивностей свечения возбужденного молекулярного кислорода с экспериментальными данными по ночному свечению  $O_2$ , полученными в национальной обсерватории Китт-Пик (США), с космических летательных аппаратов Европейского Космического агентства Venus Express и Trace Gas Orbiter, соответственно, для Венеры и Марса. Обсуждаются также особенности гашения молекулярного кислорода в условиях планет с преобладающей концентрацией  $CO_2$  (Марс, Венера). Наблюдается, что свечение полос Герцберга II на Земле значительно слабее, чем на Венере и на Марсе, что объясняется слабой концентрацией  $CO_2$  по сравнению с концентрацией  $CO_2$  на планетах земной группы.

**Ключевые слова:** интенсивности свечения, полосы излучения, космические летательные аппараты, национальная обсерватория, расчёты интегральных интенсивностей полос, высотные распределения атомарного кислорода, колебательные уровни, возбуждённый молекулярный кислород.

### 1. Введение

В настоящее время атмосфера Земли состоит в основном из двухатомных гомоядерных молекул  $N_2$  и  $O_2$ . В процессе эволюции атмосфера Земли значительно растеряла газ  $CO_2$ , который растворился в океане и образовал карбонаты. Марс растерял воду, т.к его масса слишком мала (примерно в 10 раз меньше земной), чтобы удержать плотную атмосферу, которая необходима для существования воды в жидком виде на поверхности. Сейчас на Марсе разреженная атмосфера с доминированием  $CO_2$  (~95%) и небольшой концентрацией  $N_2$  (~2.7%). Венера — пример катастрофического парникового эффекта. Её размеры и масса почти идентичны земным, но её эволюция пошла по совершенно иному пути. Изначально на Венере могло быть столько же воды, сколько и на Земле. Однако её близость к Солнцу привела к сильному нагреву и, соответственно, испарению водных масс. Венера потеряла воду из-за фотодиссоциации  $H_2O$  и утечки водорода в космос. Современная атмосфера Венеры – сверхплотный коктейль из  $CO_2$  (~95%) с примесями  $SO_2$ , что создает сильное давление у поверхности и кислотные облака [1].

Спектральные измерения свечения  $O_2$  в полосах Герцберга II ( $H\alpha II$ )



первоначально были идентифицированы в лабораторном спектре. В ходе эксперимента было показано, что обычный спектр свечения  $O_2$ , в котором доминирует эмиссия Герцберг I, преобразовался в Герцберг II при добавлении  $CO_2$ , таким образом имитируя атмосферу Венеры. Позже полосы Герцберга II были идентифицированы в ночной атмосфере Венеры на космических летательных аппаратах (КЛА) Венера-9 и Венера-10. В ночном свечении этой планеты излучение Герцберга II намного сильнее, чем объединенное УФ и видимое излучение  $O_2$  в земном [2], как показано на рисунке 1.

Наблюдения с помощью спектрографа VIRTIS на борту КЛА Venus-Express позволили повторно обнаружить систему полос Герцберга II в свечении ночного неба Венеры. Полосы (0-6), (0-7), (0-8), (0-9), (0-10) и (0-11) наблюдались в лимбе и достигали максимума свечения примерно на 95 км. Общая интегральная интенсивность свечения полос Герцберга II, обусловленных излучательными переходами (1) на колебательные уровни  $v'' = 6-11$ , составляла в лимбе 200 кР [3].

В ночном свечении атмосферы Марса система полос Герцберга II впервые была обнаружена при помощи спектрометра NOMAD, на борту КЛА Trace Gas Orbiter. Наблюдения велись в период с марта 2020 года по октябрь 2022 года. Структура полос Герцберга II с переходами (1) на колебательные уровни  $v'' = 5-12$  четко проявлялась в спектрах между 400 и 600 нм. За пределами 620 нм уровень шума увеличивается, что делает

обнаружение полосы  $v'' = 12$  неопределенным. Общая интегральная интенсивность свечения полос с  $v'' = 5-12$  составляла  $108 \pm 11$  кР [4].

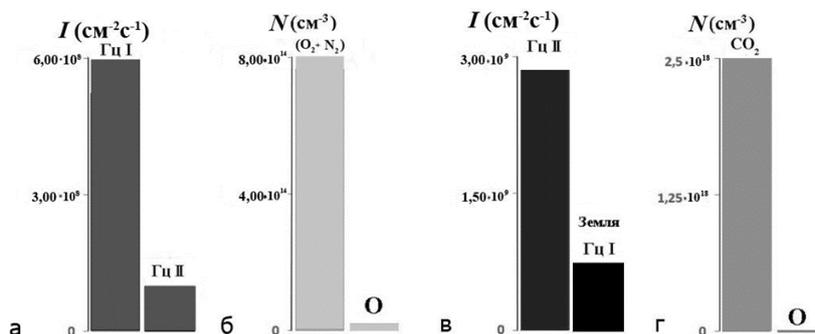


Рисунок 1. Интенсивность эмиссий Герцберга II на Земле и Венере.

Как показали результаты спектральных измерений на КЛА [3,4], в атмосферах Венеры и Марса, где преобладает  $\text{CO}_2$ , энергия электронного возбуждения у молекулы кислорода аккумулируется на нулевом колебательном уровне состояния  $s^1\Sigma_g^-$ . Спонтанные переходы с  $s^1\Sigma_u^-, v'=0$  на колебательные уровни основного состояния  $X_3\Sigma_g^-$  приводят к свечению полос Герцберга II. В атмосфере Земли, где преобладают составляющие  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$ , энергия электронного возбуждения у молекул кислорода аккумулируется на различных ненулевых уровнях состояний Герцберга.

Цель настоящей работы — сравнение результатов теоретических расчетов интенсивностей свечения полос Герцберга II с экспериментальными данными об интенсивности ночного свечения молекулярного кислорода  $O^*_2$  в излучении верхних атмосфер планет земной группы.

## 2. Данные о характерных концентрациях атомарного кислорода для планет земной группы

В настоящей работе для атмосферы Земли используются экспериментальные данные о характерных концентрациях [O] на высотах выше 80 км на основании характеристик свечения атомарного кислорода O для осеннего сезона в условиях низкой солнечной активности на северных тропиках ( $23.5^\circ$  с.ш.) Земли [5]. Распределение плотностей  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$  используются в расчетах согласно атмосферной модели NRLMSISE-00 для описанных выше условий.

Высотные профили [O] для атмосферы Марса, получены из модели общей циркуляции французской лаборатории LMD-MGCM, для  $67^\circ$  с.ш. Марса, осеннего ( $L_s \approx 180^\circ$ ) равноденствия. Для профилей концентраций  $\text{CO}_2$  и температур также использовались данные из модели LMD-MGCM [6]. Обнаружение видимых полос Герцберга II в дневном свечении Марса делает его измерение перспективным методом для получения плотности атомарного кислорода и ее изменений в средней атмосфере [4].

К данным, полученным со спектрографа VIRTIS из измерений Venus Express в атмосфере Венеры, была применена одномерная модель Миллса [1]. Модель рассматривает распределение плотности  $\text{CO}_2$  и O, полученные с VIRTIS. Результаты обнадеживают, поскольку модель позволяет хорошо воспроизводить наблюдения VIRTIS как в видимом, так и в ИК-диапазонах спектра. В настоящее время модель Миллса является основной справочной для фотохимии Венеры [1], поэтому в расчетах используются профили концентраций атомарного кислорода и углекислого газа, а также профили температур из модели Миллса.

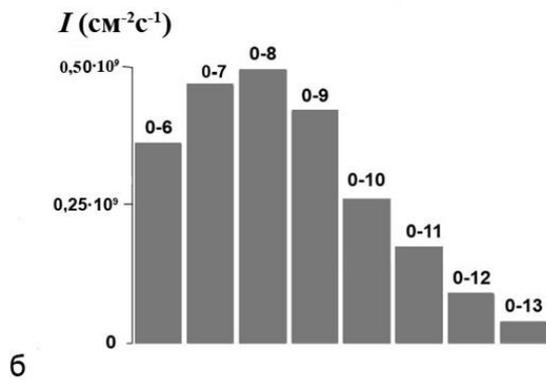
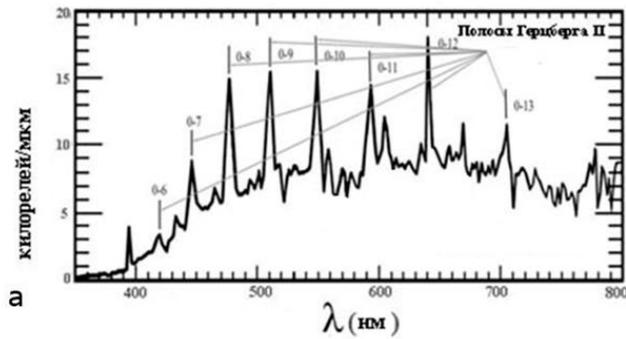
## 3. Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными, полученными как наземными измерениями, так и с космических аппаратов

На рис.2а представлен фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба Венеры в диапазоне 400–700 нм, измеренного спектрографом с космического аппарата Venus-Express [3]. Общая интенсивность свечения в надире для рассматриваемых полос Герцберга II составляет порядка 2700 Р ( $2.7 \cdot 10^9$  фотон  $\cdot \text{cm}^{-2}\text{c}^{-1}$ ) [1]. Значения интенсивности излучения  $Iv'v''$  ( $\text{cm}^{-2}\text{c}^{-1}$ ) (гистограммы) для полос Герцберга II, были рассчитаны согласно концентрациям составляющих атмосферы Венеры. Результаты расчетов для интегральных интенсивностей восьми полос Герцберга II для переходов (1) также представлены на рис.2б.

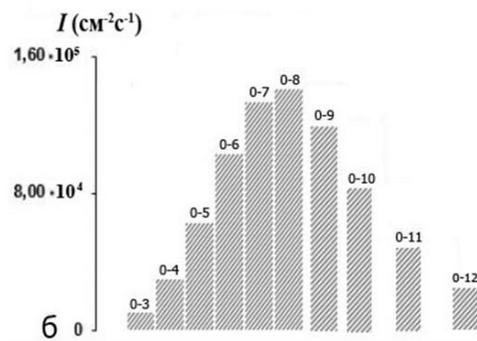
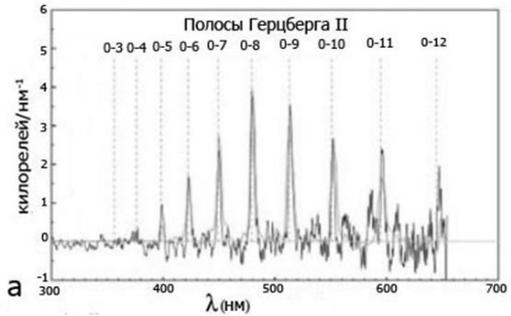
При расчёте интенсивностей излучения  $Iv'v''$  используется приближение оптически тонкого слоя, т.е. пренебрегается поглощением фотонов внутри слоя.

На рис.3а представлен фрагмент спектра в лимбе свечения ночной атмосферы Марса в диапазоне 350–650 нм, измеренного спектрографом с КЛА Trace Gas Orbiter. Для атмосферы Марса гистограммы интенсивностей свечения для полос Герцберга II были рассчитаны для  $67^\circ$  с.ш. при  $L_s \approx 180^\circ$  т.е. для осеннего равноденствия. Также, как и в случае с атмосферой Венеры, коэффициент тройных столкновений  $k$  полагался равным  $1.2 \cdot 10^{-32} (300/T)^2 \text{ cm}^6\text{c}^{-1}$ , где высотный профиль температуры  $T$  брался согласно [7]. Данное предположение

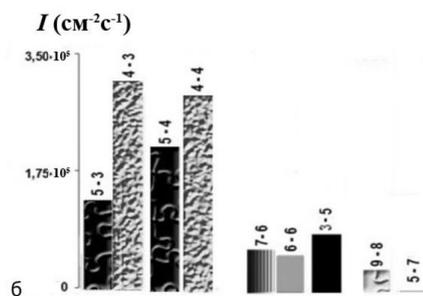
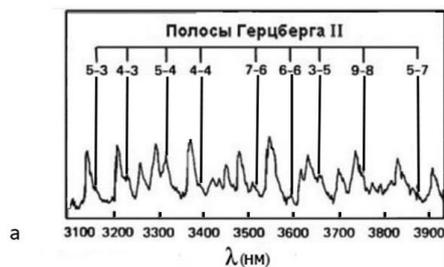
основано на том, что в атмосферах Венеры и Марса доминирующим атмосферным газом является углекислый газ  $\text{CO}_2$ . На рис.3б представлены результаты расчетов интенсивностей десяти полос ( $v'=0 \rightarrow v''=3-12$ ). Общая интенсивность рассмотренных полос составила 280 Р.



**Рисунок 2.** а) Фрагмент спектра свечения Венеры. б) Рассчитанные значения  $Iv'v''$  ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) для полос Герцберга II в атмосфере Венеры.



**Рисунок 3.** а) Фрагмент спектра свечения Марса. б) Рассчитанные значения  $Iv'v''$  ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) для полос Герцберга II в атмосфере Марса.



**Рисунок 4.** а) Фрагмент спектра свечения Земли. б) Рассчитанные значения  $Iv'v''$  ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) для полос Герцберга II в атмосфере Земли.

На рис.4а представлены результаты спектрального анализа [8,9] наземных измерений для ночной атмосферы Земли, измеренные спектрографом из национальной обсерватории Китт–Пик, Аризона 32° с.ш. на высоте 2080 м [10]. Как видно из рис.4а, в спектре свечения ночного неба Земли присутствуют много полос Герцберга II, связанных со спонтанными излучательными переходами (1) с высоких колебательных уровней  $v^1 > 0$  состояния  $c^1\Sigma_u^-$ . Результаты расчета для соответствующих полос Герцберга II показаны на рис.4б. Гистограммы для полос Герцберга II (рис.4б) были рассчитаны для северных тропиков (23.5° с.ш.) Земли для осеннего сезона.

#### 4. Заключение

В работе проведено сравнение рассчитанных значений интегральной светимости полос Герцберга II для атмосферы Земли с экспериментальными данными, полученными в диапазоне длин волн 310–390 нм, из национальной обсерватории Китт-Пик [10]. Сравнение показало удовлетворительные результаты. В ночных атмосферах планет земной группы Венеры и Марса, где преобладает углекислый газ  $CO_2$ , на КЛИА регистрируются полосы Герцберга II, обусловленные излучательными переходами с нулевого колебательного уровня  $v^1=0$  состояния  $c^1\Sigma_u^-$  на различные уровни нижележащего  $X^3\Sigma_g^-$  состояния [3,4]. В условиях ночной атмосферы Земли свечение полос Герцберга II связано с излучательными переходами с ненулевых колебательных уровней состояния  $c^1\Sigma_u^-$  на основное состояние  $O_2$ . Проведено сопоставление рассчитанных значений интегральной светимости полос Герцберга II для атмосфер Венеры и Марса с экспериментальными данными, полученными в диапазоне длин волн 350–700 нм на КЛИА Venus-Express [3] и Trace Gas Orbiter [4]. Показано, что наблюдается хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными.

#### Литература

1. Krasnopolsky V.A. Atmospheric chemistry on Venus, Earth, and Mars: Main features and comparison // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. N 10. P. 952–964.
2. Краснопольский В.А., Крысько А.А., Рогачев В.Н. и др. Спектроскопия свечения ночного неба Венеры на АМС «Венера-9» и «Венера-10» // Косм. исслед. 1976. Т. 14. № 5. С. 789–795.
3. Migliorini A., Altieri F., Zasova G. et al. Oxygen airglow emission on Venus and Mars as seen by VIRTIX/VEX and OMEGA/MEX imaging spectrometers // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. Iss. 10. P. 981–987.
4. Gérard J.-C., Soret L., Thomas I.R. et al. Observation of the Mars  $O_2$  visible nightglow by the NOMAD spectrometer onboard the Trace Gas Orbiter // Nature Astronomy. 2024. V. 8. P. 77–81.
5. Sheese P.E., McDade I.C., Gattinger R.L. et al. Atomic oxygen densities retrieved from Optical Spectrograph and Infrared Imaging System observations of  $O_2$  A-band airglow emission in the mesosphere and lower thermosphere // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. Art.ID. D01303.
6. Антоненко О.В., Кириллов А.С. Исследования влияния сезонных и широтных вариаций атомарного кислорода на интенсивность собственного излучения ночных атмосфер Земли и Марса // Космические исследования. 2024. Т. 62. № 1. С. 46–54.
7. Gagne M.-E., Melo S.M.L., Lefevre F. et al. Modeled  $O_2$  airglow distributions in the Martian atmosphere // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. Art.ID. E06005.
8. Slanger T.G., Huestis D.L.  $O_2(c^1\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-)$  emission in the terrestrial nightglow // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. N A5. P. 3551–3554.
9. Slanger T.G., Copeland R.A. Energetic oxygen in the upper atmosphere and the laboratory // Chem. Rev. 2003. V. 103. P. 4731–4765.
10. Broadfoot A.L., Kendall D.K. The airglow spectrum, 3100-10000 Å // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. N 1. P. 426–428.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ИОНОСФЕРЕ

М.А. Волков<sup>1</sup>, А.Д. Гомонов<sup>2</sup>, А.В. Гурин<sup>1</sup>, М.В. Швец<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Мурманский арктический университет; e-mail: volkovma@mauniver.ru

<sup>2</sup>Полярный геофизический институт

### Аннотация

Двухчастотные данные навигационных систем *GPS* и *GLONASS* используются для восстановления распределения электронной концентрации в ионосфере. Значения *TEC*, рассчитанные по данным со спутников, применяются для решения обратной задачи - восстановления электронной концентрации. Неизвестную функцию распределения концентрации над точкой наблюдения в ионосфере задаем в виде произведения  $f(z) \varphi(x,y)$ ,  $z, x, y$  – координаты, направленные вверх от точки наблюдения за навигационными спутниками, на юг и на восток. Высотное распределение  $f(z)$  моделируется параболическим слоем,  $\varphi(x,y)$ -двумерным разложением неизвестной функции в ряд Тейлора. Интегрирование функции распределения вдоль линии радиолуча от точки наблюдения до спутника дает значение *TEC*. При аппроксимации  $\varphi(x,y)$  полиномом третьего порядка по  $x, y$  получаем 10 неизвестных параметров, для определения которых необходимы данные 10 спутников. Используются навигационные данные и данные наблюдений спутников в *RINEX* формате. В работе исследуются временные изменения электронной концентрации по данным наблюдения обсерватории в Мурманске.

### Введение

Фазовые измерения с низкоорбитальных спутников и двухчастотные фазовые измерения, получаемые со спутников различных навигационных систем, используются для реконструкции распределения электронной концентрации в ионосфере [1-4]. В этих работах решаются обратные задачи восстановления электронной концентрации по интегральным данным, таким как интегральное электронное содержание ионосферы вдоль траектории радиолуча спутник- приемник. Из-за отсутствия рефракции эта траектория – прямая линия, что упрощает интегрирование электронной концентрации вдоль радиолуча. Электронная концентрация задается в виде некоторых базисных функций с неизвестными параметрами. В результате приходится иметь дело с системой линейных уравнений с неизвестными параметрами. Эта система может состоять из большого числа уравнений и, как правило, недоопределена. Число уравнений меньше количества параметров. Для решения таких недоопределенных систем в томографии используют итерационные методы алгебраической реконструкции, например, ART или SIRT. Еще одной важной задачей, которую приходится решать при реконструкции, это регуляризация решения. Необходимо добавлять дополнительные ограничения, чтобы избежать маловероятных решений, появления резких градиентов и даже неустойчивостей. В отличие от радиотомографии на низкоорбитальных спутниках данные задачи не являются планарными, реконструкция проводится в трехмерном пространстве. В данных работах не исследуется динамика ионосферы, она считается неизменной, используются спутниковые данные за множество временных отсчетов. В настоящей работе предложен метод восстановления электронной концентрации ионосферы в данный момент времени, используя одновременные данные нескольких спутников.

### Описание метода реконструкции электронной концентрации

Для реконструкции электронной концентрации используются двухчастотные абсолютные фазовые данные в формате *Rinex*. Файлы наблюдений и навигации в формате *Rinex* включают секундные значения фазовой задержки сигналов на двух частотах, значения псевдодальностей, эфемериды спутников. Расчет интегрального электронного содержания *TEC* выполняется по фазовым данным как менее зашумленным. *TEC* связан с электронной концентрацией  $n_e$  интегралом вдоль прямой  $s$  спутник – приемник:

$$TEC = \int n_e(s) ds, \quad (1)$$

и изменением фазы:

$$TEC = \frac{1}{40.3} \left( \frac{f_1^2 \cdot f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} \right) \cdot (\lambda_1 \cdot L_1 - \lambda_2 \cdot L_2 - N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_2), \quad (2)$$

где  $L_1, L_2$  – фазовые измерения на частотах  $f_1, f_2$ ;  $\lambda_1, \lambda_2$  – соответствующие им длины волн;  $N_{1,2}$  – неизвестные целые числа, связанные с неоднозначностью фазовых измерений.

Для двухчастотных измерений значения  $N_{1,2}$  с округлением до целого рассчитываются следующим образом [5]:

$$N_1 = L_1 + \frac{f_1^2 + f_2^2}{f_2^2 - f_1^2} \frac{P_1}{\lambda_1} - \frac{2f_1 f_2}{f_2^2 - f_1^2} \frac{P_2}{\lambda_2},$$

$$N_2 = L_2 + \frac{2f_1 f_2}{f_2^2 - f_1^2} \frac{P_1}{\lambda_1} - \frac{f_1^2 + f_2^2}{f_2^2 - f_1^2} \frac{P_2}{\lambda_2},$$

где  $P_{1,2}$  – псевдодальности.

В работах по томографии ионосферы с использованием высокоорбитальных спутников обрабатываются данные наблюдений за период в несколько часов (3-4 часа), время движения спутника от горизонта до горизонта. Для изучения процессов длительностью от нескольких минут до десятков минут такой подход некорректен. В работе проводится реконструкция по минутным данным, полученным по всем наблюдаемым в данный момент времени спутникам *GPS* и *Glonass*. Приемник спутниковых навигационных сигналов расположен в г. Мурманск (ПГИ). Используется декартовая система координат с началом в точке приема сигнала, ось  $x$  направлена на юг, ось  $y$  на восток,  $z$ -вверх. Ионосфера считается плоской. Электронная концентрация восстанавливается в окрестности точки наблюдения, в области с поперечными ( $x, y$ ) размерами  $200 \times 200$  км. Координаты спутников, вычисленные по эфемеридам, пересчитываются в локальные координаты  $x, y, z$  и определяются направления на спутники, вдоль этих направлений проводится интегрирование в (1):

$$ds = dz / \cos \alpha,$$

где  $\alpha$ -угол между осью  $z$  и направлением на спутник.

Распределение  $n_e$  задается базисной функцией третьего порядка по  $x, y$  и второго порядка по  $z$ :

$$n_e(x, y, z) = \left( 1 - \left( \frac{z - z_0 - h}{h} \right)^2 \right) (c_1 x^3 + c_2 x^2 + c_3 x + c_4 y^3 + c_5 y^2 + c_6 y + c_7 y^2 x + c_8 y x^2 + c_9 x y + c_{10}), \quad (3)$$

где  $h$  – полуширина параболического слоя ионосферы,  $z_0$  – высота нижней границы ионосферы,  $c_{1-10}$  – неизвестные параметры.

Выражение (3) следует рассматривать как разложение распределения электронной концентрации в ряд Тейлора по  $x, y$  в окрестности точки наблюдения для параболического высотного профиля концентрации ионосферы. Корректность решение обратной задачи зависит от сходимости этого ряда. Вдоль радиолуча спутник – приемник  $x = k_x z, y = k_y z$  и выражение (3) принимает вид:

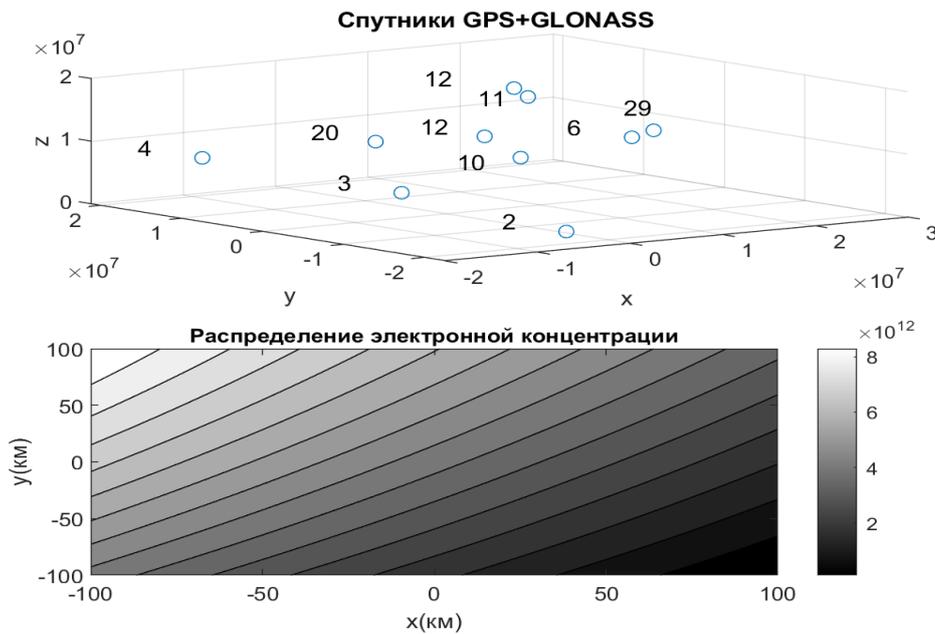
$$n_e(x, y, z) = \left( 1 - \left( \frac{z - z_0 - h}{h} \right)^2 \right) ((c_1 k_x^3 + c_4 k_y^3 + c_7 k_y^2 k_x + c_8 k_y k_x^2) z^3 + (c_2 k_x^2 + c_5 k_y^2 + c_9 k_x k_y) z^2 + (c_3 k_x + c_6 k_y) z + c_{10}) \quad (4)$$

Для нахождения 10 неизвестных параметров  $c_i$  необходимо 10 спутников, в работе используются данные по всем наблюдаемым спутникам *GPS* и *Glonass* в количестве 15-16 аппаратов. Часть спутников отбраковываются из-за малых углов наблюдения с горизонтом, другая часть спутников из-за сбоя данных как фазовых, так и эфемерид. Спутники *Glonass* имеют большой угол наклона орбитальной плоскости и могут наблюдаться вблизи зенита, поэтому сначала отбираются спутники *Glonass*, затем *GPS*.

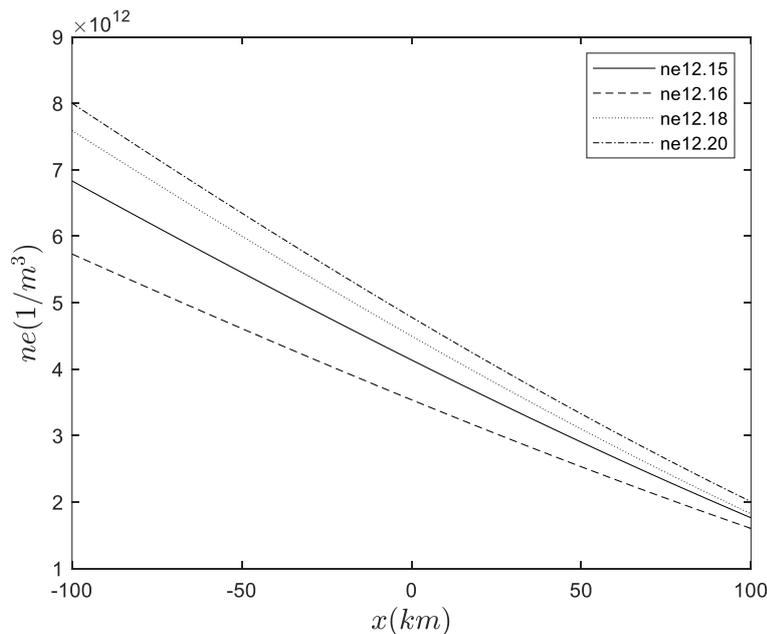
### Результаты восстановления электронной концентрации

На рис. 1 представлены созвездие отобранных спутников *GPS, Glonass* в системе координат  $x, y, z$  и реконструированное распределение электронной концентрации в горизонтальном сечении ионосферы в

максимуме параболического слоя по фазовым данным от 07.02.2025 12.15.00 UTC при следующих значениях параметров параболического слоя  $h = 200$  км,  $z_0 = 80$  км. Были выполнены расчеты для следующих моментов времени 12.15, 12.16, 12.17, 12.18, 12.20 UTC. На рис. 2 показаны зависимости электронной концентрации в этом сечении в направлении север-юг при  $y = 0$  для моментов времени 12.15, 12.16, 12.18, 12.20. Как видно из рис. 1, наблюдается сильный градиент изменения электронной концентрации, преимущественно направленный на северо-восток, что может указывать на присутствие ионосферного провала. В течение этого времени созвездие отобранных спутников и их положение практически не менялось, что говорит о достоверности получаемых данных. Изменения распределения концентрации на рис. 2 носят колебательный характер, т.е. можно говорить о наблюдении возмущения, распространяющегося в ионосфере.



**Рисунок 1.** Созвездие спутников, отобранных для расчетов на 07.02.2025 12.15.00 UTC, значения координат  $x$ ,  $y$ ,  $z \times 10^7$  м, нумерация спутников совпадает для разных навигационных систем; распределение электронной концентрации в горизонтальном сечении ионосферы, проходящем через максимум параболического слоя, концентрация электронов указана в  $m^3$ .



**Рисунок 2.** Распределения электронной концентрации в зависимости от координаты  $x$  при  $y = 0$  и  $z = z_0 + h$  для моментов времени 12.15, 12.16, 12.18, 12.20 UTC.

## **Выводы**

Предложенный в работе метод восстановления электронной концентрации, как показали расчеты, позволяет обнаруживать в ионосфере возмущения с характерными временами в несколько минут. Это дает инструмент для изучения таких возмущений, используя данные спутниковых навигационных систем. Учет сферичности ионосферы должен улучшить точность и надежность реконструкции электронной концентрации. Для надежности решения необходимо также использовать метод регуляризации решений и увеличить базу используемых спутников.

## **Литература**

1. Куницын В.Е., Андреева Е.С., Кожарин М.А., Нестеров И.А. Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2005. №1. С.74–84.
2. Vierinen J., Norberg J., Lehtinen M.S., Amm O., Roininen L., Väänänen A., Erickson P.J., McKay-Bukowski D. Beacon satellite receiver for ionospheric tomography. Radio Science. 2014. V. 49. P. 1141–1152. doi:10.1002/2014RS005434
3. Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z., Markkanen M., Lehtinen M., Nygren T. Stochastic inversion in ionospheric radiotomography. Radio Science. 1997. V. 32, N. 6. P. 2359–2372.
4. Austen J.R., Franke S.J., Liu C.H. Ionospheric imaging using computerized tomography. Radio Science. 1988. V. 23. N. 3. P. 299–307.
5. Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Wasle E. GNSS – Global Navigation Satellite Systems. GPS, GLONASS, Galileo, and more. 2008. Springer Wien New-York.

## АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ ПРОХОЖДЕНИЯ КОРОТКОВОЛНОВЫХ СИГНАЛОВ НА ЕВРОПЕЙСКИХ ТРАССАХ РОССИИ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНО-ИОНОСФЕРНОЙ ВОЗМУЩЁННОСТИ В КОНЦЕ 2024 – НАЧАЛЕ 2025 ГОДОВ

Ф.И. Выборнов<sup>1,2</sup>, О.А. Шейнер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Волжский государственный университет водного транспорта, г. Нижний Новгород, Россия;  
e-mail: [vybornov@nirfi.unn.ru](mailto:vybornov@nirfi.unn.ru)

<sup>2</sup>НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия; e-mail: [rjf@nirfi.unn.ru](mailto:rjf@nirfi.unn.ru)

### Аннотация

Представлены результаты исследований вариаций ключевых характеристик ионосферного коротковолнового канала: максимальной и минимальной наблюдаемых частот на среднеширотной и субавроральной трассах в условиях переменной геомагнитной активности в конце 2024 - начале 2025 годов. Для анализа использовались данные наблюдений ионосферы на станциях наклонного и вертикального зондирования ионосферы. Проведено сопоставление изменений максимальной и минимальной наблюдаемых частот F- и Es-мод распространения. Показана роль солнечной активности в вариациях ключевых параметров, установлены причины геомагнитной активности.

На основании полученных результатов предлагается ряд рекомендаций по разработке аппаратуры зондирования ионосферы и использованию каналов КВ-УКВ связи.

### Введение

Ранее в работе [1] нами были представлены результаты исследования вариаций ключевых характеристик ионосферного КВ канала на субавроральной трассе Салехард – Васильсурск в условиях переменной магнитной активности в октябре 2016 года и проведено сопоставление изменений максимально наблюдаемой частоты (МНЧ) и наименьшей наблюдаемой частоты (ННЧ) F- и Es-мод распространения в зависимости от индексов геомагнитной активности. Было показано, что с ростом магнитной активности повышается вероятность появления интенсивных спорадических слоев Es с высокими значениями предельных частот, что в значительной мере может нейтрализовать неблагоприятное воздействие магнитной бури на работу радиоэлектронных систем различного назначения. На субавроральной трассе Салехард – Васильсурск во время высыпания заряженных частиц в результате образования мощного спорадического слоя Es существенно улучшаются условия распространения радиоволн. Диапазон частот прохождения КВ-сигналов Es-модой увеличивался до 10 раз по сравнению с невозмущенной ионосферой, а МНЧ Es достигал верхнего предела частоты ЛЧМ-зондирования 30 МГц.

Оценки изменчивости диапазона частот прохождения КВ-сигналов от МНЧ до ННЧ в различных гелиогеофизических условиях особенно важны при планировании КВ радиосвязи, поэтому ниже представлены результаты исследований по определению диапазона частот прохождения для субавроральной трассы г. Нижний Новгород – п. Ловозеро, выполненные в 2024-2025 годах в условиях еще более сильных геомагнитных возмущений. Выбор трассы определялся ее длиной, расположением в области аврорального овала передающего пункта в п. Ловозеро и мощностью работающего там ЛЧМ-передатчика, расположением приемного пункта в г. Нижний Новгород на средних широтах.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Система ЛЧМ-станций НИРФИ с расположением в г. Нижний Новгород и п. Васильсурск непрерывно ведет прием сигналов станций Кипр, Мурманск и Ловозеро, проводит плановые измерения сигналов Троицка, Казани и Видлицы, проводит взаимные сеансы зондирования на слабонаклонной трассе Васильсурск – Нижний Новгород. Кроме того, на полигоне НИРФИ в Васильсурске работает станция вертикального зондирования ионосферы SADI. На рис. 1 приведена схема трасс зондирования НИРФИ, белыми линиями отмечены трассы зондирования ионосферы, используемые в данной работе. Для приема и передачи нами используются ЛЧМ станции производства SITCOM LTD, г. Йошкар-Ола. Такая же ЛЧМ станция Федерального государственного бюджетного учреждения «Арктический и антарктический научно-исследовательский институт» (ААНИИ) [2] работает на Кольском полуострове в п. Ловозеро, сигналы которой в 15-минутном режиме принимались ЛЧМ-станциями НИРФИ в декабре 2024 г. и январе 2025 г.

Длина трассы составляла 1386 км при азимуте 344,2°, диапазон принимаемых частот 2÷29 МГц; скорость перестройки частоты 550 кГц/с.

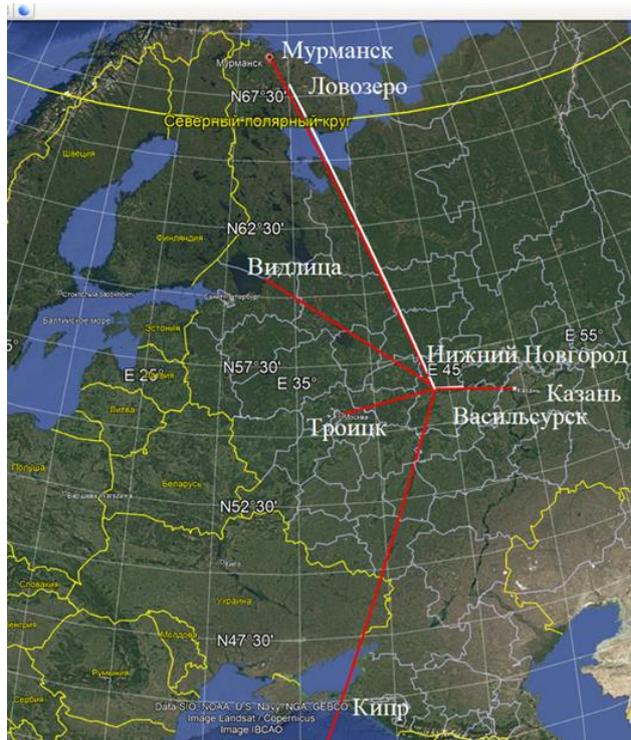


Рисунок 1. Схема трасс зондирования.

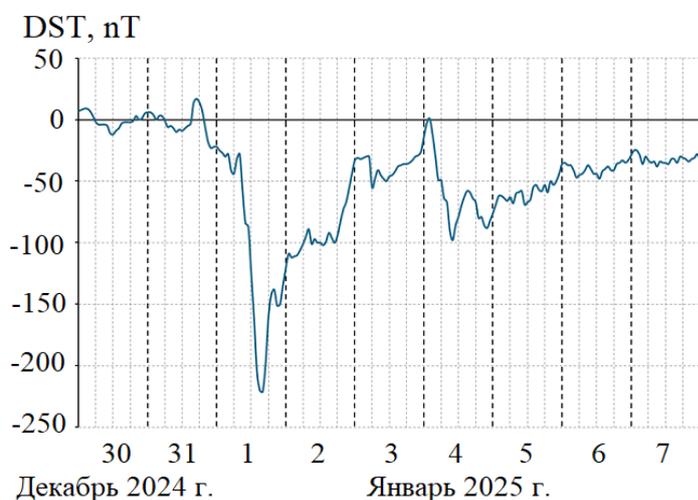


Рисунок 2. График Dst индекса для 30.12.2024 – 7.01.2025 г.г.

оказался наибольшим как по диапазону частот, так и по времени 01.01.2025 г. и 04.01.2025 г.

Анализ ионограмм вертикального зондирования, полученных на ионозонде CADI в п. Васильсурск 1 января 2025 г. в 14:00 и 17:00 UT, показал, что если на первой ионограмме наблюдается диффузный F-слой, то на ионограмме, полученной через три часа, он практически не виден на фоне сильного и диффузного слоя на высотах 100-200 км. Сравнительный анализ данных наклонного зондирования с данными ионозонда вертикального зондирования ионосферы Juliusruh (север Германии), выполненный по методике [7], показал, что для F и E слоев ионосферы во время данной геомагнитной бури характерна более спокойная реакция на данную магнитную бурю (см. рис. 5). Тем не менее, для F-слоя ионосферы (верхний рисунок) наблюдается

Ниже представлены результаты, полученные во время очень сильной магнитной бури с уровнем G4.0 ( $K_p = 8.00$ ), которая началась 31 декабря 2024 г., главная фаза бури наблюдалась 1 января 2025 г. с последующим постепенным уменьшением геомагнитной активности до конца января. График поведения Dst-индекса геомагнитной активности для интервала дат 30 декабря 2024 г. – 7 января 2025 г. приведен на рис. 2. Подробные данные приведены на сайтах [3, 4].

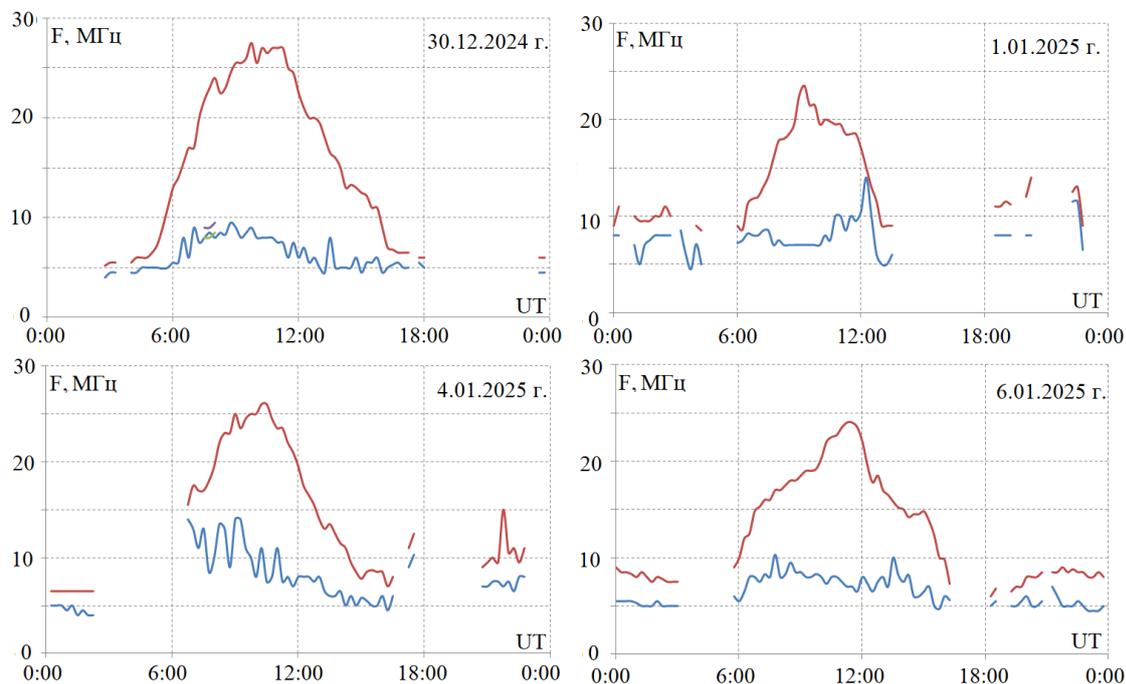
Главная фаза сильной магнитной бури началась 31 декабря 2024 г. около 18:00 UT с резкого уменьшения индекса Dst и продолжалась до 15:00 UT 01.01.2025, когда было достигнуто минимальное значение  $Dst = -220$  нТл [4]. Затем началась фаза восстановления, но 04.01.2025 в 9:00 UT произошло повторное резкое уменьшение индекса Dst до минимального значением  $-98$  нТл, после чего продолжилась фаза восстановления. По данным [5] 01.01.2025 в 15:00 UT  $K_p$  индекс достиг значения 8, что соответствует магнитной буре уровня G4 (очень сильная буря), а 04.01.2025 в 06:00 UT и в 21:00 UT  $K_p$  достиг значения 5, что соответствует магнитной буре уровня G1 (слабая буря).

Во время магнитной бури наблюдалось увеличение скорости высокоэнергичных протонов солнечного ветра от 440 до 570 км/с 01.01.2025 г. и от 400 до 560 км/с 04.01.2025 г. [6].

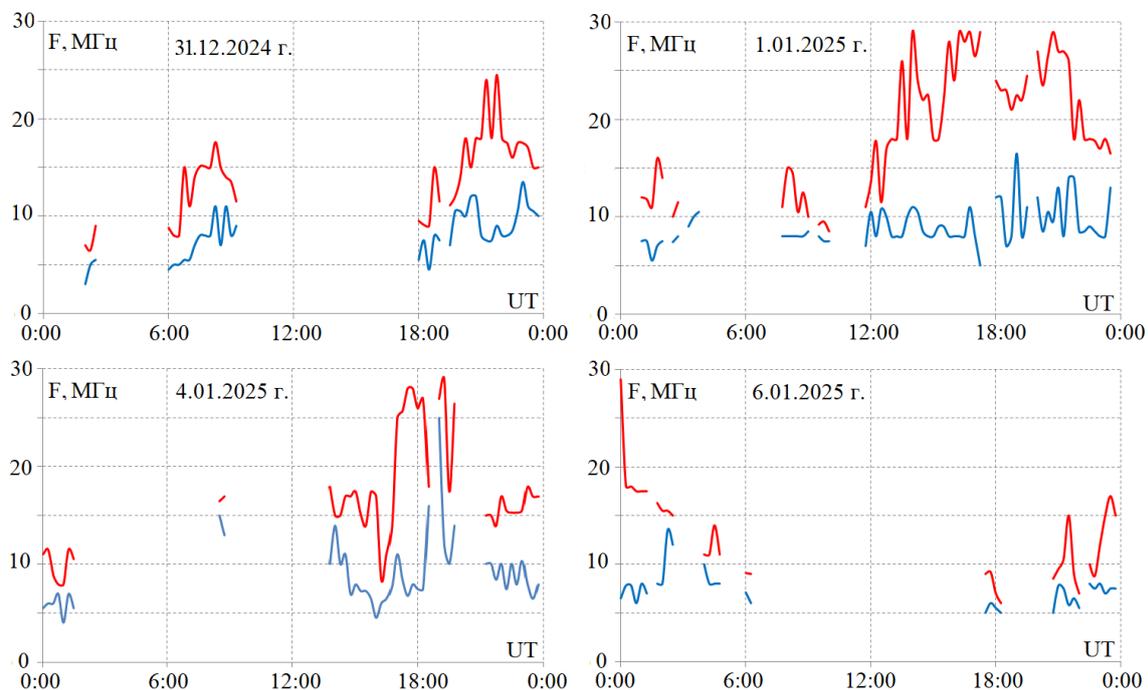
На рис. 3 приведены МНЧ и ННЧ 1F-моды распространения для трассы Lovozero – Нижний Новгород в условиях спокойной ионосферы 30.12.2024 г.; в периоды магнитных бурь 01.01.2025 г. и 04.01.2025 г. В указанные даты были достигнуты минимальные значения Dst, равные  $-220$  нТл и  $-98$  нТл; 6.01.2025 г. значения Dst были не менее  $-35$  нТл. Диапазон частот прохождения оказывался наименьшим 01 и 04 января 2025 г. в условиях сильных геомагнитных возмущений ионосферы. На рис. 4 приведены МНЧ и ННЧ 1Es-моды ионосферы для трассы Lovozero – Нижний Новгород 31.12.2024 г., 01.01.2025 г., 04.01.2025 г. и 06.01.2025 г. Замена 30 на 31 декабря объясняется практически полным отсутствием Es слоя ионосферы.

Диапазон частот прохождения 1Es-моды

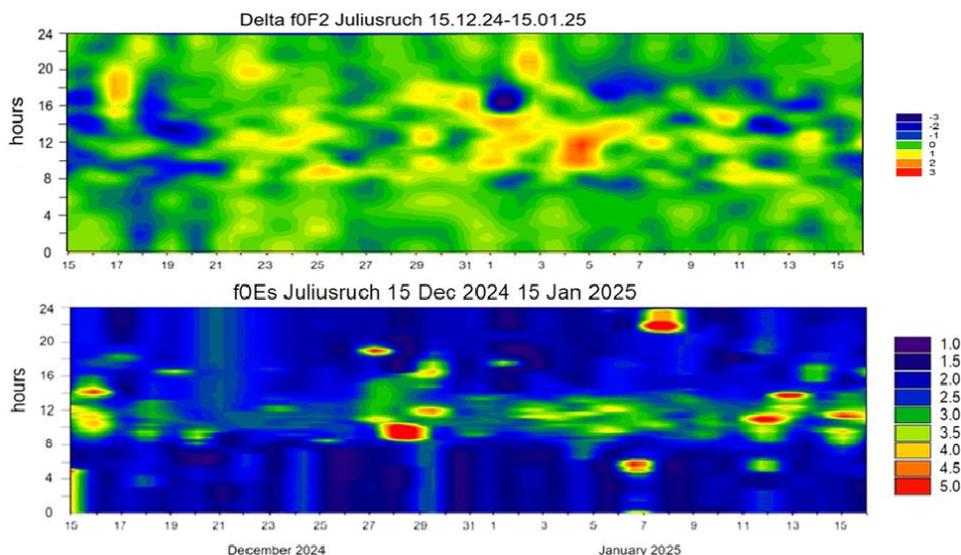
значительное число временных интервалов с уменьшением критических частот, а для E/Es-слоя ионосферы (нижний рисунок) есть только интервалы их значительного повышения.



**Рисунок 3.** Графики МНЧ (верхний, красный) и ННЧ (нижний, синий) 1F-моды трассы Ловозеро – Нижний Новгород 30.12.2024 г., 01.01.2025 г., 04.01.2025 г. и 06.01.2025 г.



**Рисунок 4.** График МНЧ (верхний, красный) и ННЧ (нижний, синий) для 1Es-моды трассы Ловозеро – Нижний Новгород 31.12.2024 г., 01.01.2025 г., 04.01.2025 г. и 06.01.2025 г.



**Рисунок 5.** Изменение критических частот ионограмм вертикального зондирования ионосферы по данным станции Juliusruch (F слой - верхний, E/Es – нижний рисунки).

## Выводы

Установлено, что в условиях повышенной геомагнитной активности на трассах наклонного зондирования ионосферы происходит увеличение МНЧ Es слоя, в результате чего существенно повышается диапазон частот прохождения КВ-сигналов. Это повышает эксплуатационные возможности использования канала распространения через Es для передачи информации на высокоширотных радиопереходах во время магнитно-ионосферных возмущений. Вместе с тем, следует иметь в виду, что интенсивный спорадический слой Es может оказывать существенное влияние на экранировку отражения от верхней ионосферы и может блокировать распространение F-моды.

Полученные результаты данного эксперимента дополняют ранее полученные результаты на субавроральной трассе Салехард – Васильсурск в условиях переменной магнитной активности в октябре 2016 года (для спокойных и умеренно-возмущенных условий).

Для получения знаний о пространственно-временных масштабах динамики геомагнитной бури и ее воздействия на ионосферный КВ канал необходим расширенный набор измерений в различных гелиогеофизических условиях на трассах различной протяженности и ориентации (при этом возникает необходимость увеличения частот зондирования ионосферы до 40-60 МГц). Такие наблюдения на сети трасс наклонного ЛЧМ-зондирования позволят определить условия развития и миграции магнитосферно-ионосферных процессов и их влияния на ключевые характеристики ионосферного КВ канала для разработки методик прогнозирования ионосферного распространения радиоволн в интересах обеспечения устойчивого функционирования радиотехнических систем различного назначения.

## Благодарности

Авторы благодарят сотрудников Федерального государственного бюджетного учреждения «Арктический и антарктический научно-исследовательский институт», обеспечивавших работу ЛЧМ-передатчика станции Ловозеро.

Работа выполнена при поддержке проекта FSWR-2023-0038 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

## Литература

1. Урядов В.П., Выборнов Ф.И., Першин А.В. Вариации диапазона частот прохождения коротковолновых сигналов на субавроральной трассе во время магнитно-ионосферной возмущённости в октябре 2016 года // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 2. С. 83–94. [https://doi.org/10.52452/00213462\\_2021\\_64\\_02\\_83](https://doi.org/10.52452/00213462_2021_64_02_83)
2. Режим доступа: <https://www.aari.ru/contacts> доступ 27.09.2025 г.
3. ИКИ РАН и ИСЗФ СО РАН Лаборатория солнечной астрономии URL: [https://xras.ru/magnetic\\_storms.html/moscow/](https://xras.ru/magnetic_storms.html/moscow/) (дата обращения 01.06.2025).
4. Режим доступа: <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> (Дата обращения: 16.05.2025).
5. Режим доступа: [https://xras.ru/magnetic\\_storms.html/moscow/](https://xras.ru/magnetic_storms.html/moscow/) (Дата обращения: 16.05.2025).
6. Режим доступа: <https://www.ngdc.noaa.gov/dscovr> (Дата обращения: 16.05.2025).
7. Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. New ionospheric index for Space Weather service // Adv. Space Res. 2020. Vol. 66, N 6. P. 1415–1426. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.05.022>

## ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В СПРАЙТАХ И РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ

А.С. Кириллов<sup>1</sup>, В.Ф. Тарасенко<sup>1,2</sup>, Н.П. Виноградов<sup>1,2</sup>, В.А. Кириллов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

<sup>2</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>3</sup>Российский экономический университет им. Г.В. Плеханова, г. Москва, Россия

### Абстракт

Для изучения свойств красных спрайтов разработана модель электронной кинетики молекулярного азота для высот 40-90 км атмосферы Земли в условиях электрического разряда с продолжительностью импульса порядка нескольких микросекунд. Модель включает кинетику триплетных ( $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$ ) электронно-возбужденных состояний  $N_2$  с учетом переноса энергии возбуждения при неупругих молекулярных столкновениях и спонтанных излучательных переходах. Модель позволяет рассчитывать интенсивности свечения полос первой (излучательные переходы  $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ ) и второй (излучательные переходы  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ) положительных систем  $N_2$  в смеси  $N_2$ - $O_2$  при электрических разрядах. Результаты моделирования спектров излучения азота в полосах первой и второй положительных систем сравниваются с результатами экспериментальных измерений при давлениях, соответствующих высотам над уровнем моря 40-90 км. Теоретически и экспериментально показано, что неупругие молекулярные столкновения с ростом плотности среды приводят к значительному уменьшению населенностей колебательных уровней состояния  $B^3\Pi_g$  и уменьшению интенсивностей свечения полос первой положительной системы  $N_2$ .

Для экспериментальных исследований подготовлена установка на основе разрядных камер из кварцевых трубок. Также созданы генераторы, работающие при различных частотах следования импульсов. На данных установках проведены измерения спектров излучения молекулярного азота в диапазоне 250-1000 нм при давлениях, соответствующих высотам над уровнем моря 40-90 км.

### Введение

Молекулярный азот является основной составляющей атмосферы Земли на высотах свечения спрайтов. Неупругое взаимодействие высокоэнергичных электронов в стримерах, формирующих красные спрайты, с молекулами азота приводит к возбуждению различных электронно-возбужденных состояний  $N_2$ . В дальнейшем в возбужденных молекулах азота происходят спонтанные переходы на более низкие по энергии состояния, что служит причиной свечения молекулярного азота в различных диапазонах спектра.

Первая положительная система полос  $N_2$  (1PG) является одной из основных при формировании спектров спрайтов в красном и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн 640–820 нм [Kamrae et al., 2007]. Свечение данной системы полос происходит при спонтанных переходах:



Вторая положительная система полос  $N_2$  (2PG) участвует в формировании спектров спрайтов в синем, фиолетовом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне длин волн 320–460 нм [Heavner et al., 2010]. Свечение 2PG системы полос происходит при спонтанных переходах:



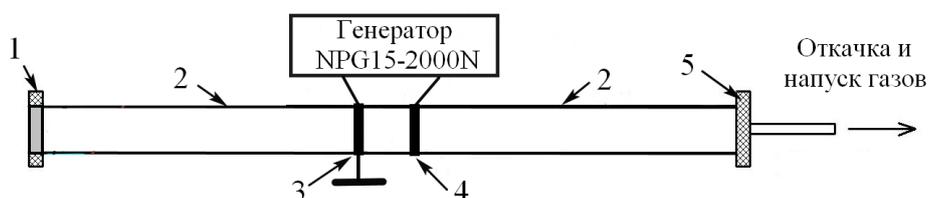
Исследования характеристик оптического излучения во время красных спрайтов проводятся в наземных лабораториях [Franz et al., 1990], с самолетов [Sentman et al., 1995], спутников [Garipov et al., 2013], международной космической станции [Jehl et al., 2013]. Также исследования красных спрайтов проводятся с использованием электромагнитного излучения в КНЧ/ОНЧ-диапазоне [Reising et al., 1996; Дружин и др., 2023].

В данной работе проводится расчет колебательных населенностей триплетных состояний молекулярного азота в воздухе при давлениях, соответствующих высотам 40–90 км свечения красных спрайтов, и измерения спектральной плотности излучения 1PG и 2PG полос  $N_2$  для этого диапазона давлений. Кроме того, экспериментально измеренные спектральные плотности энергии излучения 1PG и 2PG полос в плазменных диффузных струях (ПДС) были использованы для определения отношения спектральных плотностей излучения 1PG полос молекул азота к спектральной плотности излучения 2PG полосы на переходе 0–0 (длина волны 337 нм) и сравнения с результатами теоретических расчетов.

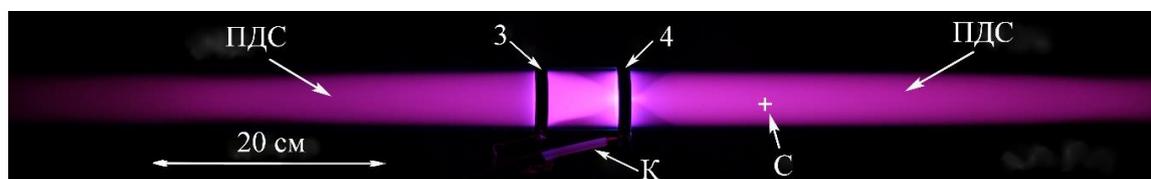
### Установка для проведения измерений

Исследования спектров излучения ПДС в воздухе низкого давления, которые являются миниатюрными аналогами красных столбчатых спрайтов, проводились на установке, показанной на рис.1. Подобная установка для изучения свойств аналогов красных спрайтов ранее использовалась в работах [Tarasenko et al., 2022; 2024; Sorokin et al., 2022]. В данных экспериментах импульсы напряжения по высоковольтному кабелю подавались от генератора NPG-15-2000N, разработанного авторами [Korotkov et al., 2012], на электроды 3–4 одинаковой конструкции, которые располагались на внешней поверхности кварцевой трубки 2. Трубка была изготовлена из кварца с высокой прозрачностью в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Расстояние между электродами равнялось 6 см. Амплитуда импульсов напряжения генератора составляла  $\approx 12$  кВ, длительность импульса на полувысоте 6 нс при фронте и спаде 3 нс.

ПДС, миниатюрные аналоги красных столбчатых спрайтов, формировались в кварцевых трубках при иницилирующем пробое. Фотография разряда в кварцевой трубке, полученная с использованием базовой установки для исследования свойств ПДС показана на рис.2. Пример получаемых спектров излучения при давлении  $p=0.4$  Торр приведен на рис.3.



**Рисунок 1.** Установка для фотографирования разряда и исследований спектров излучения аналогов красных столбчатых спрайтов. 1 – фланец из капролона с торцевым окном из кварца, 2 – кварцевая трубка длиной 200 см с внутренним диаметром 5 см и толщиной стенок 2.5 мм, 3 – заземленный электрод из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм и шириной 1 см, 4 – высоковольтный электрод такой же конструкции, 5 – фланец из капролона со штуцером для откачки и впуска воздуха.

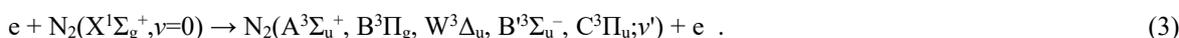


**Рисунок 2.** Фотографии свечения разряда в кварцевой трубке 2 при экспозиции 1 с и давлении 0.4 торр. 3 – заземленный электрод; 4 – высоковольтный электрод; К – окончание кабеля, соединяющего генератор с электродами; С – место расположения торца световода (11 см от правой кромки электрода 4); ПДС – плазменные диффузные струи, распространяющиеся в обе стороны от области плазмы между электродами.

Спектры излучения регистрировались при различных давлениях воздуха и различных расстояниях от высоковольтного электрода, см. рис.2. Для сравнения экспериментальных и расчётных данных была взята серия измерений, которая включала шесть давлений. В этой серии спектральные плотности энергии излучения были зарегистрированы при давлениях 1, 0.4, 0.1, 0.07, 0.05 и 0.03 торр.

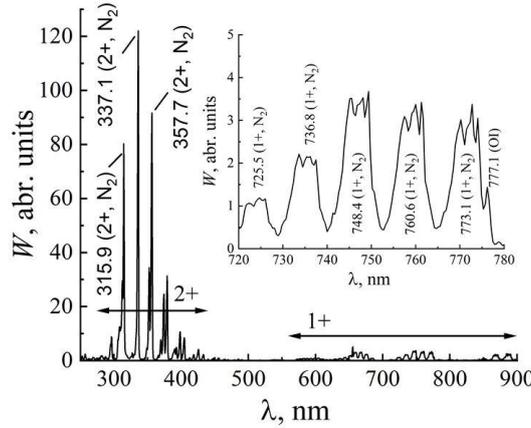
### Теоретическая модель

Для исследования свойств спрайтов и лабораторных импульсных разрядов в [Кириллов и др., 2025; Tarasenko и др., 2025] разработана модель кинетических процессов с участием электронно-возбужденных состояний  $N_2$  в смеси газов  $N_2$  и  $O_2$ , созданная на основе модели кинетики молекулярного азота на высотах высокоширотной верхней атмосферы [Kirillov and Belakhovsky, 2019; Кириллов и Белаховский, 2020]. При расчетах скоростей возбуждения различных колебательных уровней пяти триплетных состояний  $N_2$  электронами стримеров разряда учтены следующие процессы электронного возбуждения:



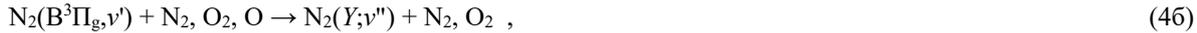
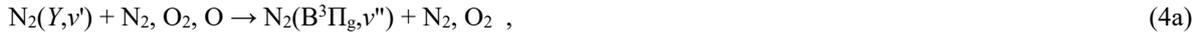
При этом рассмотрены следующие колебательные уровни указанных триплетных состояний:  $A^3\Sigma_u^+(v'=0-29)$ ,  $B^3\Pi_g(v'=0-18)$ ,  $W^3\Delta_u(v'=0-21)$ ,  $V^3\Sigma_u^-(v'=0-15)$ ,  $C^3\Pi_u(v'=0-4)$ . Поскольку между учитываемыми состояниями происходят излучательные переходы, то кроме спонтанных переходов (1) и (2) с излучением 1PG и 2PG полос,

необходимо ещё учесть излучение полос Ву-Бенеша (переход  $W^3\Delta_u, v' \leftrightarrow B^3\Pi_g, v''$ ) и полос послесвечения (переход  $B^3\Sigma_u^-, v' \leftrightarrow B^3\Pi_g, v''$ ), а также спонтанные переходы  $A^3\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$  (полосы Вегарда-Каплана) [Gilmore et al., 1992].

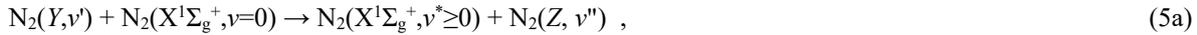


**Рисунок 3.** Спектр излучения воздуха при давлении  $p=0.4$  Торр из области с ПДС. На вставке подробно представлен спектр излучения в инфракрасной области 720–780 нм.

Кроме того, теоретическая модель включает кинетику триплетных ( $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$ ) состояний  $N_2$  с учетом неупругих столкновительных процессов



где  $Y=A^3\Sigma_u^+$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$  и



где  $Y, Z = A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ;  $N_2^{**}$ ,  $O_2^{**}$  обозначают электронно- или колебательно-возбужденные молекулы, причем во время процесса (5б) может произойти возбуждение отталкивательного состояния  $O_2$  с диссоциацией молекулы и образованием двух атомов кислорода. В отличие от высот верхней атмосферы на высотах свечения спрайтов столкновительное время жизни  $N_2(C^3\Pi_u)$  молекулы становится сравнимым с излучательным  $\tau_c \sim 40$  ns, поэтому необходимо учитывать неупругие столкновения  $N_2(C^3\Pi_u)$  с молекулами  $N_2$  и  $O_2$ . В случае столкновений с  $N_2$  константы гашения учитываются согласно [Kirillov, 2019], в случае столкновений с  $O_2$  согласно [Pancheshnyi et al., 2000].

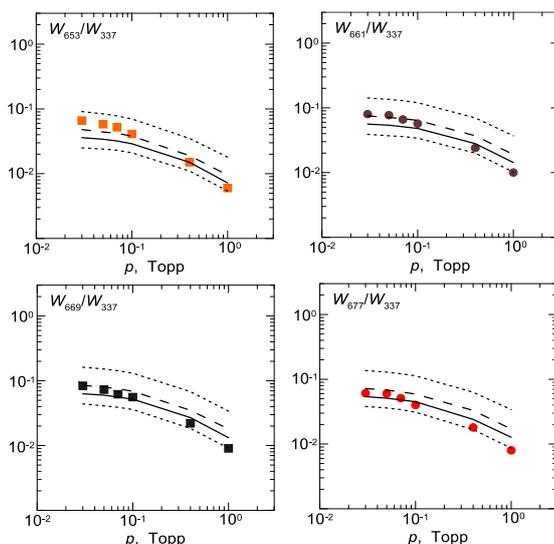
### Сравнение экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов

В настоящей работе используя полученные спектры излучения (см. рис.3) были определены отношения спектральных плотностей энергии излучения 1PG полос молекулярного азота  $W_{1PG}$  в красном спектральном диапазоне на длинах волн 653, 661, 669, 677 нм и в инфракрасном спектральном диапазоне на длинах волн 737, 748, 761, 773 нм к спектральной плотности энергии излучения  $W_{2PG}$  на длине волны 337 нм. Эти отношения также были рассчитаны по теоретической модели, описанной выше. Далее было проведено сравнение экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных отношений спектральных плотностей излучения  $W_{1PG}/W_{2PG}$  для рассмотренного диапазона давлений. Расчеты проводились для широкого диапазона средних энергий электронов в разрядной плазме  $\langle \epsilon \rangle = 2, 3, 4, 6, 8$  и 10 эВ. Результаты такого сравнения для  $W_{1PG}/W_{2PG}$  показаны на рис.4 и 5.

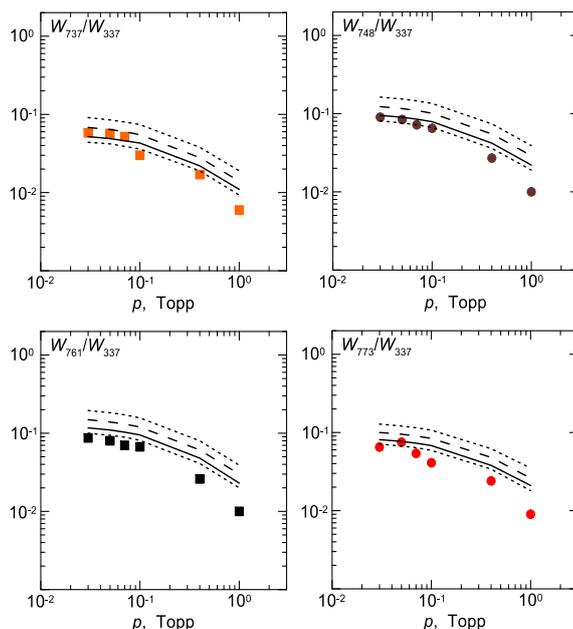
Как видно из рис.4 и 5, наблюдается хорошее согласие результатов экспериментальных измерений спектральных характеристик излучения  $N_2$  с результатами теоретических расчетов для рассмотренного интервала давлений воздуха, соответствующего высотам свечения красных спрайтов. Измеренные и рассчитанные отношения спектральных плотностей энергии полос 1PG системы молекулярного азота к полосе 2PG хорошо совпадают при температуре электронов  $\approx 3-10$  эВ.

Результаты теоретических расчетов и экспериментальных измерений наглядно демонстрируют уменьшение отношения рассчитанных  $W_{1PG}/W_{2PG}$  с увеличением давления (соответственно уменьшением высоты свечения красных спрайтов). Это объясняется ростом скорости гашения состояния  $B^3\Pi_g$  (процесс (4б)) с увеличением плотности атмосферы. Для состояния  $C^3\Pi_u$  для рассматриваемого интервала давлений, который соответствует высотам свечения на 40–90 км, процессы гашения при неупругих столкновениях с молекулами  $N_2$  и  $O_2$  [Kirillov, 2019; Pancheshnyi et al., 2000] не сильно сказываются на населенностях колебательных уровней  $C^3\Pi_u$

из-за малого излучательного времени жизни данного состояния  $\sim 40$  нс [Gilmore et al., 1992]. Поэтому на рис.4 и 5 наблюдается значительное уменьшение значений отношения  $W_{1PG}/W_{2PG}$  с ростом давления.



**Рисунок 4.** Сравнение экспериментально измеренных значений (квадраты, кружки)  $W_{1PG}/W_{337}$  (красный диапазон 1PG полос) с результатами расчетов при  $\langle \epsilon \rangle = 2, 3, 4, 8$  эВ (верхние точки, штрихи, сплошные линии, нижние точки).



**Рисунок 5.** Сравнение экспериментально измеренных значений (квадраты, кружки)  $W_{1PG}/W_{337}$  (инфракрасный диапазон 1PG полос) с результатами расчетов при  $\langle \epsilon \rangle = 3, 4, 6, 10$  эВ (верхние точки, штрихи, сплошные линии, нижние точки).

### Заключение

На основе модели электронной кинетики триплетных состояний молекулярного азота проведен расчет населенностей различных колебательных уровней триплетных состояний молекулярного азота при давлениях 0.03-1 Торр (соответствующих высотам 40–90 км свечения красных спрайтов) и спектральных плотностей энергии 1PG и 2PG полос  $N_2$ . Представлены отношения рассчитанных спектральных плотностей энергии  $W_{1PG}/W_{2PG}$  для красного и инфракрасного диапазонов спектра 1PG полос для рассмотренного диапазона давлений. Сравнение результатов расчетов с экспериментально измеренными значениями в ПДС показали хорошее согласие.

## Благодарности

Данное исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда за счет гранта № 25-22-00158.

## Литература

- Дружин Г.И., Малкин Е.И., Капустина О.В. Атмосферика, связанные со спрайтами, по КНЧ/ОНЧ-наблюдениям на п-ове Камчатка // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 63. № 5. С. 657–666. 2023.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б. Свечение полос молекулярного азота в атмосфере Земли во время выпадения высокоэнергичных электронов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 1. С. 93–98. 2020. (Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. Luminescence of molecular nitrogen bands in the Earth's atmosphere during the precipitation of high-energy electrons // Geomagnetism and Aeronomy. V. 60. N 1. P. 90-95. 2020.)
- Кириллов А.С., Тарасенко В.Ф., Виноградов Н.П., Кириллов В.А. Теоретическое и экспериментальное исследование кинетики триплетных состояний молекулярного азота в спрайтах и их аналогах // Геомагнетизм и аэрномия. Т.65. № 6. 2025.
- Тарасенко В.Ф., Виноградов Н.П., Бакшт Е.Х., Кириллов А.С., Кириллов В.А. Кинетика полос испускания триплетных состояний молекулярного азота при низких давлениях воздуха // Оптика атмосферы и океана. Т. 38. № 9. С. 768-774. 2025.
- Franz R.C., Nemzek R.J., Winckler J.R. Television image of a large upward electrical discharge above a thunderstorm system // Science. V. 249. N 4964. P. 48–51. 1990.
- Garipov G.K., Khrenov B.A., Klimov P.A., Klimenko V.V., Mareev E.A. et al. Global transients in ultraviolet and red-infrared ranges from data of the "Universitetsky-Tatiana-2" satellite // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 118. N 2. P. 370–379. 2013.
- 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. V. 21. N 5. P. 1005–1107. 1992.
- Heavner M.J., Morrill J.S., Siefring C., Sentman D.D., Moudry D.R. et al. Near-ultraviolet and blue spectral observations of sprites in the 320–460 nm region: N<sub>2</sub> (2PG) emissions // J. Geophys. Res. – Space. V. 115. N 7. ID A00E44. 2010.
- Jehl A., Farges T., Blanc E. Color pictures of sprites from nondedicated observation on board the International Space Station // J. Geophys. Res. – Space. V. 118. N 1. P. 454–461. 2013.
- Kanmae T., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G. Altitude resolved sprite spectra with 3 ms temporal resolution // Geophys. Res. Lett. V. 34. N 7. ID L07810. 2007.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of N<sub>2</sub>(C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>,v=0-4) by collisions with N<sub>2</sub> molecules // Chem. Phys. Lett. V. 715. P. 263–267. 2019.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. The kinetics of N<sub>2</sub> triplet electronic states in the upper and middle atmosphere during relativistic electron precipitations // Geophys. Res. Lett. V. 46. N 13. P. 7734–7743. 2019.
- Korotkov S.V., Aristov Y.V., Kozlov A.K., Korotkov D.A., Lyublinsky A.G., Spichkin G.L. Installation for air cleaning from organic impurities by plasma formed by barrier discharge of nanosecond duration // Instrum. Exp. Tech. V. 55. N 5. P. 605–607. 2012.
- Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu. Collisional deactivation of N<sub>2</sub>(C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>,v=0,1,2,3) states by N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O molecules // Chem. Phys. V. 262. N 2–3. P. 349–357. 2000.
- Reising S.C., Inan U.S., Bell T.F., Lyons W.A. Evidence for continuing current in sprite-producing cloud-to-ground lightning // Geophys. Res. Lett. V. 23. N 24. P. 3639–3642. 1996.
- Sentman D.D., Wescott E.M., Osborne D.L., Hampton D.L., Heavner M.J. Preliminary results from the Sprites94 aircraft campaign: 1. Red sprites // Geophys. Res. Lett. V. 22. N 10. P. 1205–1208. 1995.
- Sorokin D., Tarasenko V., Baksht E.Kh., Vinogradov N.P. Ionization waves, propagating in opposite directions, as in red sprites // European Journal of Environment and Earth Sciences. V. 3. N 6. P. 42–48. 2022.
- Tarasenko V., Vinogradov N., Baksht E., Sorokin D. Experimental simulation of red sprites in a laboratory // Journal of Atmospheric Science Research. V. 5. N 3. P. 26–36. 2022.
- Tarasenko V.F., Vinogradov N.P., Panarin V.A., Skakun V.S., Sorokin D.A., Baksht E.Kh. Experimental simulation of non-uniformity in columnar sprite glow // Atmospheric and Oceanic Optics. V. 37. Suppl. 1. P. S183–S191. 2024.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПОЛОС СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ В ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Ю.Н. Куликов, А.С. Кириллов

*Полярный геофизический институт, Апатиты, Мурманская область*

### Абстракт

Расчитанные коэффициенты гашения синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu)$  при неупругих столкновениях с  $O_2$  и  $N_2$  используются для определения колебательных населенностей молекулярного кислорода на высотах полярной ионосферы Земли. Выполнены расчёты относительных населенностей синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu)$ , образованного в случае высыпания авроральных электронов. Исследуются вклады различных процессов в образование синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu)$  и свечение Атмосферных полос 762 и 771 нм. Показано, что доминирующий вклад в образование синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu=0,1)$  и свечение полос 762 и 771 нм вносят неупругие столкновения молекул  $O_2$  с авроральными электронами и с метастабильным атомарным кислородом  $O(^1D)$ .

### Введение

Излучение полос Атмосферной (Atm) системы молекулярного кислорода в спектре свечения полярной мезосферы и нижней термосферы происходит в результате спонтанных излучательных переходов с электронно-возбужденного состояния  $b^1\Sigma_g^+$  молекулы  $O_2$  на основное  $X^3\Sigma_g^-$ :



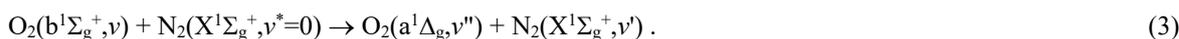
Наиболее интенсивной из Атмосферной системы является полоса 762 нм, обусловленная переходом (1) с  $\nu=0 \rightarrow \nu'=0$ .

Исследованию высотных профилей свечения Атмосферных полос и механизмов образования электронно-возбужденного синглетного молекулярного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  в авроральной ионосфере посвящено много экспериментальных и теоретических работ (*Cartwright et al.*, 1972; *Deans et al.*, 1976; *Garntinger and Vallance Jones*, 1976; *Feldman*, 1978; *McDade et al.*, 1985; *Garntinger et al.*, 1996; *Llewellyn et al.*, 1999; *Jones et al.*, 2006; *Kirillov and Belakhovsky*, 2021).

Целью настоящей работы является исследование физико-химических процессов формирования возбуждённого состояния  $b^1\Sigma_g^+$  молекулярного кислорода в полярной мезосфере и нижней термосфере Земли на высотах 80-120 км при высыпаниях авроральных электронов. Особое внимание уделяется расчету констант скоростей взаимодействия синглетного кислорода с атмосферными составляющими с  $O_2$  и  $N_2$ , поскольку их использование позволяет оценить квантовые выходы продуктов взаимодействия при неупругих столкновениях.

### Расчет констант неупругого взаимодействия $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu)$ с молекулами $O_2$ и $N_2$

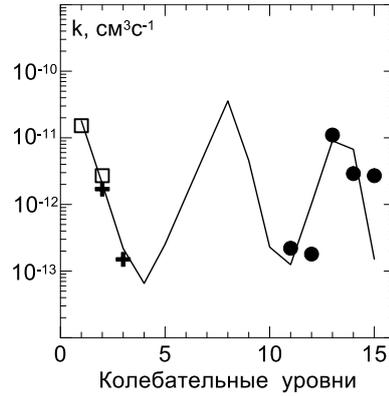
Расчеты констант взаимодействия синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu>0)$  с молекулами  $O_2$  и  $N_2$  был проведен в работах (*Kirillov*, 2012, 2013). В данных работах было показано, что доминирующим каналом гашения является перенос энергии электронного возбуждения на молекулу-мишень с сохранением энергии колебаний у изначально возбужденной молекулы:



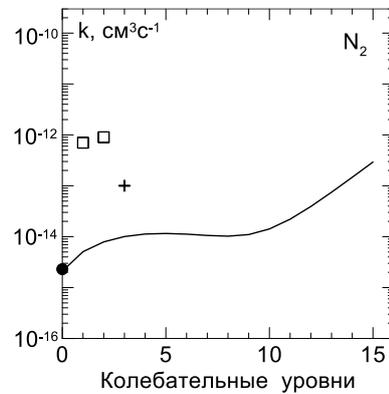
На рис.1 и рис.2 приведены результаты расчетов в работах (*Kirillov*, 2012, 2013) для уровней  $\nu=0-15$  состояния  $b^1\Sigma_g^+$ . Проведено сравнение с результатами имеющихся экспериментальных измерений и получено хорошее согласие для столкновений с молекулами  $O_2$ . Для столкновений  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu=0-15)$  с молекулами азота  $N_2$  расчеты дают хорошее согласие с экспериментальными данными (*Dunlea et al.*, 2005) для  $\nu=0$   $k=2 \times 10^{-15}$   $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ . Для уровней  $\nu=1-3$  наблюдается превышение экспериментальных данных над результатами теоретического расчета. Для столкновений  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu=0)$  с молекулами кислорода  $O_2$  используем константу  $k=4 \times 10^{-17}$   $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$  (*Kirillov*, 2012, 2013).

Расчитанные константы используются при моделировании кинетики  $O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu \geq 0)$ , поскольку позволяют оценить квантовые выходы продуктов взаимодействия при неупругих столкновениях (1) и (2). Это позволяет

учесть особенности релаксации энергии возбуждения синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  при столкновительных процессах.



**Рисунок 1.** Рассчитанные константы (сплошная линия) для  $v=1-15$  процесса (2) сравниваются с экспериментальными данными (Bloemick et al., 1998) (квадраты), (Kalogerakis et al., 2002) (крестики), (Slanger and Copeland, 2003) (круги).



**Рисунок 2.** Рассчитанные константы (сплошная линия) для  $v=1-15$  процесса (3) сравниваются с экспериментальными данными (Bloemick et al., 1998) (квадраты), (Kalogerakis et al., 2002) (крестик), (Dunlea et al., 2005) (кружок).

### Результаты расчётов для высот нижней полярной ионосферы Земли

В настоящих расчетах рассмотрены следующие процессы возбуждения  $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$  и свечения Атмосферных полос (1) молекулярного кислорода в нижней полярной ионосфере (80-120 км).

1. Процесс прямого возбуждения синглетного состояния авроральными электронами



2. Процесс возбуждения метастабильного атомарного кислорода  $O(^1D)$  авроральными электронами

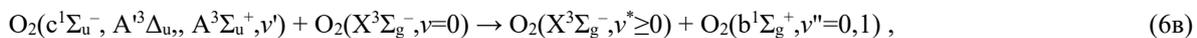
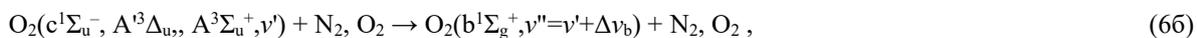
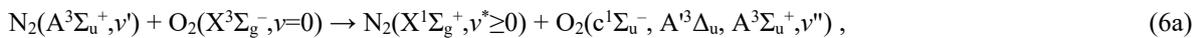


и реакция переноса энергии электронного возбуждения с метастабильного атомарного кислорода  $O(^1D)$  при столкновении с молекулами  $O_2(X^3\Sigma_g^-)$



где квантовые выходы  $f(v'=0)=0.2$  и  $f(v'=1)=0.8$ .

3. Процесс переноса энергии электронного возбуждения с метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  при столкновении с молекулами кислорода  $O_2(X^3\Sigma_g^-)$  на состояния Герцберга  $c^1\Sigma_u^-, A^1\Sigma_u^-, A^3\Sigma_u^+$  с последующими переходами в состояние  $b^1\Sigma_g^+$  при неупругих молекулярных столкновениях



и при столкновении с атомами кислорода  $O(^3P)$



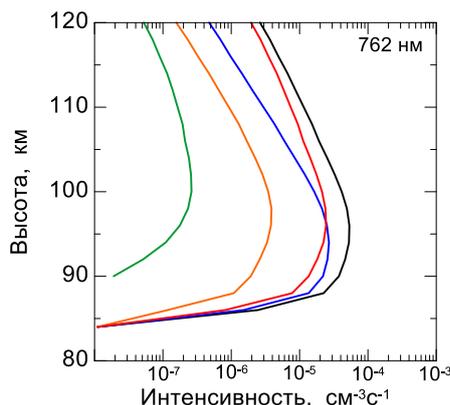
когда происходит возбуждение синглетного состояния  $^1S$  с последующим переходом в состояние  $^1D$  с излучением линии 557.7 нм и возбуждением  $O_2(b^1\Sigma_g^+, v'=0,1)$  при столкновениях (5б).

4. Процесс возбуждения метастабильного атомарного кислорода  $O(^1S)$  авроральными электронами

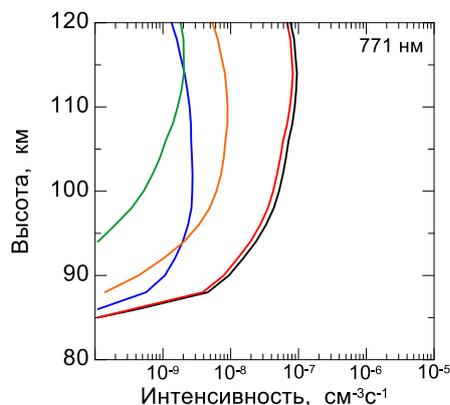


с последующим излучением линии 557.7 нм (процесс (7б)) и возбуждением  $O_2(b^1\Sigma_g^+, v'=0,1)$  при столкновениях (5б).

На рис.3 и 4 показаны вклады всех четырех процессов в свечение полос 762 нм (переход (1) с  $v'=v''=0$ ) и 771 нм (переход (1) с  $v'=v''=1$ ) при высыпании авроральных электронов с энергиями 40 кэВ. Как видно из представленных рисунков, для обоих колебательных уровней  $v'=0,1$  состояния  $b^1\Sigma_g^+$  значительный вклад в возбуждение вносит процесс (5б) с участием метастабильного атомарного кислорода  $O(^1D)$ . Кроме того, для  $v'=0$  существенный вклад вносит прямое возбуждение авроральными частицами (4). Что касается процессов переноса энергии электронного возбуждения с метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  (6а-в) и (7а,б), то результаты расчетов не показали значительного вклада в возбуждение  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ . Этот результат расходится с выводами канадских ученых [Gattinger et al., 1996] и [Llewellyn et al., 1999], где утверждалось о доминирующем вкладе процесса (6а-в) в образование  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  на нижних высотах авроральной ионосферы. Авторы тех исследований предполагали, что при взаимодействии (6а-в) происходит перенос энергии возбуждения на молекулу  $O_2$  с последующим образованием  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ . Однако квантово-химические расчеты и экспериментальные данные указывают на то, что при взаимодействии  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' > 0)$  с  $O_2$  происходит главным образом процесс диссоциации молекулы кислорода, а при взаимодействии  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0)$  с  $O_2$  только около половины неупругих взаимодействий приводят к возбуждению состояний Герцберга  $c^1\Sigma_u^-, A^1\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$  в процессе (6а).



**Рисунок 3.** Рассчитанные объемные интенсивности полосы 762 нм (черная линия). Вклады процессов (4), (5а,б), (6а,7а), (8): синяя, красная, оранжевая и зеленая линии, соответственно.



**Рисунок 4.** Рассчитанные объемные интенсивности полосы 771 нм (черная линия). Вклады процессов аналогично рис.3.

## Заключение

Рассчитанные константы гашения синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+,v)$  при неупругих столкновениях с  $O_2$  и  $N_2$  были использованы для определения колебательных населенностей молекулярного кислорода на высотах полярной ионосферы Земли. Выполнены расчёты относительных населенностей синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+,v)$  на высотах 80-120 км, образованного в случае высыпания авроральных электронов. Исследованы вклады различных процессов в образование синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+,v)$  и свечение Атмосферных полос 762 и 771 нм. Показано, что доминирующий вклад в образование синглетного кислорода  $O_2(b^1\Sigma_g^+,v=0,1)$  и свечение полос 762 и 771 нм вносят неупругие столкновения молекул  $O_2$  с авроральными электронами и с метастабильным атомарным кислородом  $O(^1D)$ .

## Литература

- Bloemink H.I., Copeland R.A., Slanger T.G. Collisional removal of  $O_2(b^1\Sigma_g^+,v=1,2)$  by  $O_2$ ,  $N_2$ , and  $CO_2$  // *J. Chem. Phys.*, v.109, No.11, p.4237-4245, 1998.
- Cartwright D.C., Trajmar S., Williams W. The excitation of  $O_2$  in auroras // *Ann. Geophys.*, v.28, p.397-401, 1972.
- Deans A.J., Shepherd G.G., Evans W.F.J. A rocket measurements of the  $O_2(b^1\Sigma_g^+-X^3\Sigma_g^-)$  (0-0) atmospheric band in aurora // *J. Geophys. Res.*, v.81, p.6227-6232, 1976.
- Dunlea E.J., Talukdar R.K., Ravishankara A.R. Kinetic studies of the reactions of  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  with several atmospheric molecules // *J. Phys. Chem.*, v.109, No.17, p.3912-3920, 2005.
- Feldman P.D. Auroral excitation of optical emissions of atomic and molecular oxygen // *J. Geophys. Res.*, v.83, p.2511-2516, 1978.
- Gattinger R.L., Vallance Jones A. The vibrational development of the  $O_2(b^1\Sigma_g^+-X^3\Sigma_g^-)$  system in auroras // *J. Geophys. Res.*, v.81, No.25, p.4789-4792, 1976.
- Gattinger R.L., Llewellyn E.J., Vallance Jones A. On I(5577 Å) and I(7620 Å) auroral emissions and atomic oxygen densities // *Ann. Geophys.*, v.14, p.687-698, 1996.
- Jones D.B., Campbell L., Bottema M.J., Teubner P.J.O., Cartwright D.C. et al. Electron-driven excitation of  $O_2$  under night-time auroral conditions: Excited state densities and band emissions // *Planet. Space Sci.*, v.54, p.45-59, 2006.
- Kalogerakis K.S., Copeland R.A., Slanger T.G. Collisional removal of  $O_2(b^1\Sigma_g^+,v=2,3)$  // *J. Chem. Phys.*, v.116, No.12, p.4877-4885, 2002.
- Kirillov A.S. Calculation of rate coefficients for the interaction of singlet and triplet vibrationally excited oxygen // *Quantum Electronics*, v.42, No.7, p.653-658, 2012.
- Kirillov A.S. The calculations of quenching rate coefficients of  $O_2(b^1\Sigma_g^+,v)$  in collisions with  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  molecules // *Chem. Phys.*, v.410, p.103-108, 2013.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. The kinetics of  $O_2$  singlet electronic states in the upper and middle atmosphere during energetic electron precipitation // *J. Geophys. Res.: Atmosphere*, v.105, e2020JD033177, 2021.
- Llewellyn E.J., Gattinger R.L., Vallance Jones A. On the variability of I(7620 Å)/ I(5577 Å) in low altitude aurora // *Ann. Geophys.*, v.17, p.913-918, 1999.
- McDade I.C., Llewellyn E.J., Harris F.R. A rocket measurement of the  $O_2(b^1\Sigma_g^+-X^3\Sigma_g^-)$  (0-0) atmospheric band in a pulsating aurora // *Can. J. Phys.*, v.63, p.1322-1329, 1985.
- Slanger T.G., Copeland R.A. Energetic oxygen in the upper atmosphere and the laboratory // *Chem. Rev.*, v.103, No.12, p.4731-4765, 2003.

## 15 ЛЕТ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ИОНОЗОНДОВ ФГБУ «ИПГ» НА СОЛНЕЧНО-СИНХРОННОЙ ОРБИТЕ

А.В. Тертышников

*Институт прикладной геофизики имени академика Е.К. Федорова (ФГБУ «ИПГ»), Москва, Россия; e-mail: atert@mail.ru*

**Аннотация.** Первым ионозондом на КА серии «Метеор» был радиочастотный масс-спектрометр «РИМС-1». В 2014 г. его заменил РИМС-2. Этими приборами зондировалась плотность ионов верхней атмосферы на орбите КА серии «Метеор». В 2023 г. был запущен обновленный РИМС, в котором за счет современной микроэлектроники удалось повысить качество измерений ионного состава верхней атмосферы. Усовершенствованный радиочастотный ионозонд функционирует на КА «Метеор-2-3» и «Метеор-2-4». Рассмотрена конструкция ионозонда и полученные решения для накопленных данных измерений.

### Введение

В России с 2009 г. плотность ионов верхней атмосферы регулярно зондировалась с КА серии «Метеор» на основе принципов радиочастотной масс-спектрометрии [1]. Первым ионозондом на КА серии «Метеор» был прибор РИМС-1. В 2014 г. его заменил РИМС-2 [1]. На смену ему с 2023 г. был запущен масс-спектрометр космический (МСК) [1]. За 15 лет функционирования на солнечно-синхронной орбите были накоплены огромные массивы измерений [2]. Кстати, ионозонды для КК «Ионозонд», предназначенные для измерения профилей плотности электронов, также прошли внешнее проектирование в ФГБУ «ИПГ», как и ионозонды вертикального зондирования для Ионосферно-магнитной службы Росгидромета. В последних вариантах исполнения космических ионозондов ФГБУ «ИПГ» на основе принципов радиочастотной масс-спектрометрии за счет современной микроэлектроники удалось существенно повысить качество измерений ионного состава верхней атмосферы.

Для зондирования плотности электронной концентрации в ионосферной плазме на орбите КА активно используется в качестве первичного преобразователя зонд Лэнгмюра [3, 4], которым оценивают проводимость плазмы, связанную с количеством свободных электронов, но при некоторых нефизичных предположениях, например отсутствии магнитного поля в ионосферной плазме и др. При этом, считается, что концентрация электронов в ионосфере примерно равна концентрации положительно заряженных ионов. Отрицательных ионов в слое выше 250 км мало. Однако, при сопоставлении электронной и ионной концентраций возникают несоответствия электрической квазинейтральности ионосферной плазмы [5].

Принципы радиочастотной масс-спектрометрии ионного состава верхней атмосферы были реализованы за рубежом на масс-спектрометрах КА AE-B, Ogo 6, San Marco 3, Eros A и AE-C и др., а с 2005 г. с КА DMSP-6 [3]. Для верификации масс-спектрометрических измерений использовались данные ракетных экспериментов [3] и радары некогерентного рассеяния (Аресибо, Хикамарка, Миллстоун и др.).

Многолетнее зондирование ионной компоненты верхней атмосферы ионозондами ФГБУ ИПГ на КА типа «Метеор» соответствует тенденции использования зарубежных масс-спектрометров (прибор «IAP») на КА DEMETER и его аналога – прибора «PAP» на China Seismo-Electromagnetic Satellite. Зарубежные масс-спектрометры также используются в качестве ионозондов. Калибровка по нейтральной компоненте не валидирована. Получаемые данные зондирования полезны для верификации моделей ионосферы и данных зондирования ионосферы ионозондами КК «Ионозонд».

### Схема ионозонда

Состав ионов зависит от высоты [7]. В диапазоне высот 200–700 км основным ионом является ион  $O^+$  (16 атомных единиц массы, а.е.м.). Сумма количества других ионов на порядок меньше. Выше 700 км проявляются эффекты гравитационного разделения газовых компонент, увеличивается доля ионов с атомной массой 1, 2 и 4. Выше 850–1250 км увеличивается угроза столкновения ионозонда с космическим мусором [8], что учитывается при выборе орбит КА и возможности зондирования ионного состава верхней ионосферы и плазмосферы Земли.

Диагностика концентрации основных (одного-трех) ионов ( $O^+$ ,  $H^+$ ,  $He^+$ ), преобладающих среди других ионов по наибольшей доле в конкретном диапазоне высот, – потенциальное решение для зондирования концентрации электронной плотности в ионосферной плазме. Квазинейтральность ионосферной плазмы

обуславливает возможность пересчета диагностируемых концентраций превалирующих ионов в концентрацию электронов.

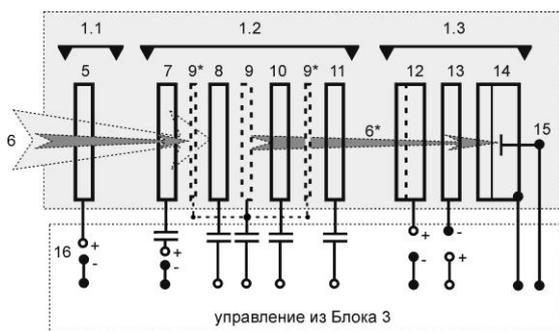
В отличие от прототипа [1], в ионозонде используется комплекс из нескольких первичных преобразователей, настроенных на атомные массы основных ионов ионосферы (рис. 1).



**Рисунок 1.** Схема составляющих ионозонда: 1, 1\*...1\*\* – первичные преобразователи, 2 – блок питания, 3 – блок управления, 4 – блок обработки данных, 1.1 – ловушка, 1.2 – селектор, 1.3 – мишень.

Количество первичных преобразователей зависит от диапазона высот зондирования. На высотах 200-600 км или выше 1500 км достаточно не менее одного первичного преобразователя (анализатора ионов, 1, 1\*...1\*\*), блок питания, блок управления, блок анализа.

Основными элементами анализатора (блока 1) являются: ловушка ионов, селектор, мишень. Ловушка (1.1 на рис. 2) обеспечивает формирование потока ионов на селектор.



**Рисунок 2.** Схема первичного преобразователя: 5 – сетка ловушки входного отверстия, 6-6\* – направление потока ионов, 7 – первая сетка селектирующего каскада, 8 – вторая сетка, 9 и 9\* – цилиндры для сигналов от генератора высокой частоты, 10 – третья сетка, 11 – четвертая сетка селектирующего каскада, 12 – сетка задержки, 13 – антиэлектронная сетка, 14 – экран, 15 – мишень с коллектором-катодом, 16 – ключ.

Поток ионов (6 на рис. 2) за счет движения носителя ионозонда по орбите проходит через входное отверстие и вытягивается отрицательным потенциалом вытягивающей сетки во входном отверстии в селектор (1.2), состоящий из каскада сеток. Из селектора поток диагностируемого иона попадает на мишень (1.3). По величине катодного тока с мишени оценивается концентрация диагностируемого иона. Электрический потенциал на сетке входного отверстия 5, относительно корпуса анализатора, обеспечивает затягивающее, либо экранирующее поле для заряженных частиц атмосферы в области зондирования, что необходимо для калибровки или при заданном режиме зондирования – анализа проб ионосферной плазмы.

В селектирующем каскаде сеток 7–11 на фиг. 3 поток ионов 6-6\* проходит через заряженные сетки (7–8 и 10–11), цилиндры задержки 9-9\*, на которые подаются сигналы от генератора высокой частоты для селекции выбранного иона, сетку задержки 12, антиэлектронную сетку 13, через экран 14 на мишень-коллектор 15. При этом, положительные ионы ускоряются разностью потенциалов  $U$  между сетками 7 и 8 по направлению к сетке-цилиндру 9. Сетки 7, 8, 10, 11 расположены на одинаковом расстоянии  $S$  друг от друга.

Выбор  $S$ ,  $U$  и частоту  $f$  подачи напряжения на сетки определяет настройку каскада селектирующих сеток анализатора на диагностику иона с массовым атомным числом  $M$ . Управляющая высокая частота  $f$  подается на сетку 9 от генератора, а управляющее напряжение  $U$  через ключи, которые связывают каскад сеток 7-8 с каскадом 10-11.

Особенностью является подбор  $S$ . Технологические требования обусловили использование фиксированных частот от генераторов частот и нескольких линеек напряжений  $U$ . При этом, высокая отрицательная чувствительность  $\partial M/\partial S$  обуславливает внимание к выбору и точной настройке межсеточных расстояний для диагностики выбранного типа иона, как и для вариаций частоты ( $\partial M/\partial f$ ). Снижение уровня  $U$  актуально для функционирования ионозонда и бортовой аппаратуры носителя ионозонда. Снижение уровня  $U$  для СВЧ-диапазона определяет возможность миниатюризации анализатора, настраиваемого на выбранную атомную массу иона.

Технологически выгодно использовать одинаковые  $f$  и  $U$ , а первичный преобразователь-анализатор изготавливать под конкретный тип иона. Размещение дополнительных сеток с другим межсеточным расстоянием в одном преобразователе увеличивает технологическую сложность изготовления и настройки ионозонда. Для ионозонда, как расходного материала, целесообразно использовать простую и дешевую схему.

Включение процессора в блок 3 позволяет задавать любые режимы (циклограммы) измерений, в том числе выключая ловушку через 16. При этом, в блоке управления возможно также использование многозарядной аналого-цифровой платы (АЦП) [9].

Корпус зонда негерметичный. Выходное отверстие зонда – это мишень-коллектор ионного тока 15, которого достигают диагностируемые ионы. Коллектор связан с устройством регистрации токов, соответствующих потоку достигших коллектора ионов. Датчики тока, связанные с АЦП, подключаются на выход 15, чтобы преобразовать значение ионного тока с коллектора в цифровой двоичный код.

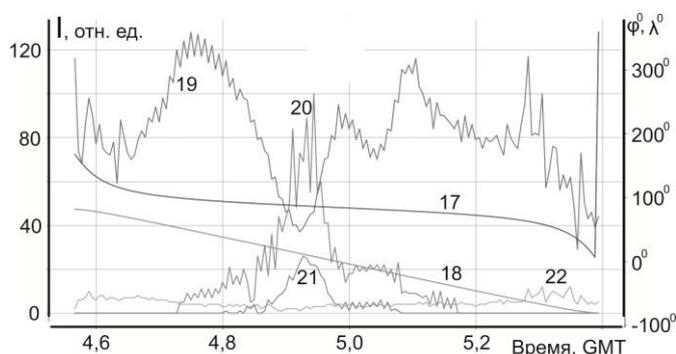
Разрешающая способность регистрации количества селектированных ионов зависит от чувствительности датчиков ионного тока с коллектора. Современные микроэлектронные датчики позволяют фиксировать сверхмалые токи и достичь технического результата изобретения – повышение качества (точности, надежности и достоверности) измерений ионного состава ионосферы. При этом надо учитывать, что вариации электронной концентрации в невозмущенной ионосфере достигают десятков процентов [5, 10].

Ионозонд предназначен для автоматических контактных измерений концентрации не менее одного иона в ионосфере на орбите КА в разных гелиогеофизических условиях, времени суток. В первичном преобразователе актуальна возможность использования стабильной частоты и напряжения на сетке 9 для селекции выбранного иона. Это упрощает конструкцию блока управления, уменьшает поток обрабатываемых и передаваемых данных. Калибровка коллекторных токов в мишени зонда в наземных условиях осуществляется в барокамере низкого давления с калибровочной смесью ионов, где проводят измерения на соответствие катодных токов плотности диагностируемых ионов.

Стоимость действующего макета ионозонда, созданного на лампах прошлого века, оказалась на порядок дешевле серийных образцов масс-спектрометров прошлого века. Современные технологии изготовления многосеточных «ламп» анализатора позволяют удешевить и миниатюризовать конструкцию ионозонда. Форма выполнения элементов и устройств ионозонда определяются доступной элементной базой, имеющимися ресурсами.

### Примеры результатов зондирования

На рис. 3 представлены результаты зондирования ионов  $O^+$ ,  $H^+$ ,  $N^+$ ,  $He^+$  прототипом ионозонда – радиочастотным измерителем масс-спектра ионов (прибор РИМС-2) на орбите нисходящего (с северного полюса до южного полюса) утреннего полувитка КА «Метеор-2-2» 21.03.2021 г.



**Рисунок 3.** Результаты зондирования катодного тока ионов макетом ионозонда на утреннем полувитке КА «Метеор-2-2» 21.03.2021 г.: 17 – широта, 18 – долгота, 19 –  $O^+$ , 20 –  $He^+$ , 21 –  $H^+$ , 22 –  $N^+$ .

По оси абсцисс показано текущее время, а на графике уровень катодных токов и соответствующие географические широта и долгота подспутниковой точки (правая шкала ординат). В зонах аврорального овала есть небольшие всплески концентрации  $O^+$ , которые зависят от вида (до 5 видов) полярных сияний. Пересечение магнитного экватора (вертикаль между числами 20 и 21) характеризуется локальным минимумом в концентрации  $O^+$  и повышенным содержанием по  $H^+$  и  $He^+$  в единицах катодного тока оси ординат. Для каждого иона своя единица перевода катодного тока в концентрацию.

Для оценки пригодности данных измерений для зондирования электронной плотности ионосферной плазмы использовалась производственная модель ионосферы Росгидромета «SIMP-2», доступная для снятия измерений на сайте ФГБУ «ИПП» [11]. При сопоставлении данных рис. 3 с результатами моделирования электронной концентрации  $n_e$  по модели SIMP-2 (широта, долгота, высота, время те же) коэффициент корреляции измерений концентрации иона  $O^+$  по ионному току на утреннем витке КА «Метеор-2-2» оказался отрицательным. Это означает, что концентрация иона  $O^+$  на витке достаточно стабильна. Для концентрации иона  $N^+$  коэффициент корреляции  $-0,48$ . Но концентрация иона  $N^+$  мала, составляя до нескольких процентов от концентрации иона  $O^+$ , хотя увеличение иона  $N^+$  совпало с положением зоны Южного аврорального овала.

Наибольшие коэффициенты корреляции с результатами моделирования электронной концентрации  $n_e$  по модели SIMP-2 продемонстрировали концентрации легких ионов: с атомными единицами массы 1 ( $H^+$ , 0,52), 2 ( $H_2^+$ , 0,59, но этого иона мало) и 4 ( $He^+$ , 0,64), особенно в тропических и экваториальных широтах.

При сопоставлении данных были рассчитан ряд регрессионных моделей для нескольких диапазонов широт: от 81,50 с.ш. до 54° градусов с.ш., тропики-экватор ( $\pm 22^0$  широты), над экватором  $\pm 5^0$  широты. В высоких и средних широтах на высотах 200-700 км для оценки электронной плотности могут быть использованы только измерения катодных токов по содержанию иона  $O^+$ , над тропиками и экваториальными зонами выше 600 км могут быть использованы только измерения катодных токов по содержанию легких ионов с атомной массой 1 и 4, над экваториальными широтами измерения содержания иона  $H^+$ . Выше 1300 км достаточно измерений содержания иона  $H^+$ . Суммарная концентрация указанных ионов фактически определяет концентрацию электронов.

Значительные вариации стандартных ошибок в уравнениях регрессии не представляются критичными, так ионосфера и верхняя ионосфера характеризуется высокой изменчивостью, что подтверждают оценки невозмущенной ионосферы в  $\pm 50\%$  от концентрации электронов в [10], а также результатами сравнения расчетных моделей электронной концентрации ионосферы SIMP-2 с усовершенствованной SIMP<sub>ус</sub>, доступной по адресу [16], а также SIMP-2 с IRI в [7, 12]. Для модели SIMP<sub>ус</sub> коэффициент при катодных токах для иона  $O^+$  в северном полушарии увеличивается почти на 50% до 126, а для легких ионов в 5 раз. Различие между SIMP-2 с IRI в экваториальной зоне достигает 300 % и более. Что подчеркивает необходимость регулярной калибровки измерений и корректировки моделей электронной плотности ионосферы. Сложная морфология модельного пояса электронов над экваториальными широтами и несоответствие в сотни процентов с результатами измерений суммарной концентрации ионов отмечена также в [13].

По архивным данным зондирования ионного состава верхней атмосферы удалось решить ряд задач для климатических исследований ионосферы, диагностики границ одиннадцатилетнего цикла солнечной активности [14], что обеспечило национальную информационную независимость от Бельгийской королевской обсерватории и от Национальной солнечной обсерватории США. Получены статистические модели морфологии полярных шапок, аврорального овала и полярного ионосферного провала вблизи полюсов Земли [15], экваториальной токовой струи в ионосфере, откликов эффекта переполусовки солнечного магнитного диполя перед максимумом «11-летнего» цикла солнечной активности и др.

Для решения задачи диагностики сверхтяжелых ионов техногенного происхождения в верхней атмосфере целесообразно настраивать ионозонд на их атомную массу, либо использовать функционирующие масс-спектрометры.

## Заключение

Таким образом, функционирующие на солнечно-синхронных орбитах ионозонды ФГБУ ИПП, созданные на принципе радиочастотной масс-спектрометрии, позволяют решать актуальные задачи мониторинга верхней ионосферы.

## Литература

1. Тертышников А.В. Масс-спектрометр космический. Патент № 2726186 по заявке № 2019121111/20(041262) в реестре ФИПС от 05.07.2019.
2. Пополняемая база спутниковых данных ионного состава верхней атмосферы на высотах 808–835 км от поверхности Земли на 2010–2014 года (часть 1, 2) / Саморуков В.В., Кирюшов Б.М., Репин А.Ю. и др. Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2022620207 (часть 1), № 2022621368 (часть 2). ФГБУ ИПП.
3. Зонд Лэнгмюра / <http://www.optimum-lab.ru/product/zond-lengmjura-zl-t-tajfun/>
4. Лебедев Ю.А. Электрические зонды в плазме пониженного давления /

- <https://plazma.karelia.ru/pub/fntp/Lebedev.pdf>
5. Тертышников А.В., Сыроешкин А.В. и др. Руководство по ионосферным, магнитным и гелиогеофизическим наблюдениям. Часть 1. Ионосферные наблюдения. Выпуск 1 (Проект). М., 2012 / [http://elib.rshu.ru/files\\_books/pdf/img-16688.pdf](http://elib.rshu.ru/files_books/pdf/img-16688.pdf)
  6. Berthelier J.J., Godefroy M., Leblanc F., Seran E., Peschard D., Gilbert P., Artru J. IAP, the thermal plasma analyzer on DEMETER // *Planetary and Space Science*, V. 54, Is. 5, P. 487-501, 2006. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2005.10.018>
  7. Bilitza D., Pezzopane M., Truhlik V., Altadill D., Reinisch B.W., Pignalberi A. The International Reference Ionosphere model: A review and description of an ionospheric benchmark // *Reviews of Geophysics*, V. 60, Is. 4, e2022RG000792, 2022. <https://doi.org/10.1029/2022RG000792>
  8. Распределение космического мусора по высотам орбит / <https://infopedia.su/18x98ac.html>
  9. Побединский В. Внутри микроконтроллера. <https://habr.com/ru/articles/765498/>
  10. Зевакина Р.А., Жулина Е.М., Носова Г.Н., Сергеевко Н.П. Руководство по краткосрочному прогнозированию ионосферы. М., 1990. 72 с.
  11. Расчет состояния ионосферы по модели SIMP. Профиль электронной концентрации по модели SIMP2 / <http://space-weather.ru/#/simp>
  12. Международная эталонная ионосфера (IRI) / <https://www.spensvis.oma.be/help/background/atmosphere/models.html>
  13. Biyan Chen, Hengrui Cao, Jinyong Wang, Jianping Huang, Zelang Miao. Comparison of electron density measurements from CSES and Swarm satellites with GNSS ionospheric tomography data // *Advances in Space Research*, V. 71, Is. 6, P. 2818-2832, 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.11.040>
  14. Тертышников А.В. Способ определения начала цикла солнечной активности. Патент. Рег. № 2023135791 в реестре ФИПС от 27.06.2024. Заявл. 27.12.2023 г.
  15. Тертышников А.В. Способ зондирования границ аврорального овала и состояния магнитного поля Земли. Патент по заявке № 2023111370/28(024305) в реестре ФИПС от 02.05.2023 г.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЫ

В.М. Уваров

*Петербургский государственный университет путей сообщения*

**Аннотация.** Дана сводка основных результатов, полученных при использовании численной модели полярной ионосферы, разработанной В.М. Уваровым, П.Д. Барашковым и А.П. Захаровой в 1992 году.

В 1977 году автором статьи в рамках научно-исследовательской работы и по запросу свыше был написан обзор на тему «Современное состояние вопроса моделирования полярной ионосферы». Однако вместо указания сделать вывод о том, что моделировать полярную ионосферу на данном этапе нельзя (по прозаической причине отсутствия сотрудников, способных решать эту проблему), был сделан вывод о возможности построения такой модели.

Как это часто бывает в современной науке вскоре выяснилось, что идею автора активно начали развивать более энергичные исследователи и, к сожалению, завели работу в тупик.

Условия для продолжения работы по созданию модели полярной ионосферы возникли в рамках сотрудничества с П.Д. Барашковым из ЯФ СО АН СССР. Такая модель была создана и впервые опубликована в статье 1992 года под названием «Модель полярной ионосферы с учетом влияния межпланетной среды. 1. Эффект азимутальной компоненты ММП». Как видно из названия [1], намечался цикл публикаций по данной тематике.

Прежде всего была решена проблема расчета траекторий конвекции, вдоль которых можно было решать одномерную задачу о высотном распределении электронной концентрации. В работе [2] получена система двух динамических уравнений, описывающих дрейф плазменной трубки, и приведено решение, проиллюстрированное в виде двумерной картины дрейфа плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Далее была разработана модель электрического поля в полярной ионосфере, контролируемая как геомагнитным Kp индексом [3], так и параметрами межпланетной среды [4] – скоростью солнечного ветра и компонентами межпланетного магнитного поля (ММП). В рамках модели [4] удалось воспроизвести не только все известные на тот момент времени распределения электрических полей вдоль меридиана утро – вечер, но и получить три новых типа распределения, подтвердившихся позже.

Выполненный в [4] расчет траекторий конвекции показал реализацию, в зависимости от сочетания азимутальной и вертикальной компонент ММП, двух-вихревых, трех-вихревых и четырех-вихревых картин конвекции.

Расчет высотного распределения электронной концентрации в конвектирующей плазменной трубке, и, в конечном счете, расчет трехмерного распределения электронной концентрации в полярной ионосфере был выполнен в предположении двух-ионного состава – обобщенный молекулярный ион и ион атомарного кислорода. При этом концентрация этих ионов рассчитывалась на основе уравнений фотохимического равновесия и конвективно-диффузионного уравнений, соответственно [1].

Развитая таким образом модель полярной ионосферы была успешно верифицирована путем сопоставления с экспериментальными данными рассчитанных высотных профилей электронной концентрации и рассчитанных двумерных распределений электронной концентрации Ne в максимуме слоя F2. Это позволило отнести с достаточной степенью доверия к двумерным распределениям N<sub>emax</sub> F2, рассчитанным для всего многообразия картин конвекции (двух-вихревых, трех-вихревых и четырех-вихревых), обусловленных различным сочетанием азимутальной и вертикальной компонент ММП [1,5].

Следует отметить, что на рассчитанные значения электронной концентрации влияет выбор той или иной модели нейтральной атмосферы. Поэтому сопоставление рассчитанных и измеренных значений может, хотя

и косвенно, служить критерием в выборе наиболее адекватной модели нейтральной атмосферы. Так в работе [6] было установлено, что для условий высокой солнечной активности нейтральный состав наиболее адекватно описывает модель [7].

В работе [8] рассмотрено влияние впечатляющего дрейфа магнитных полюсов Земли, за несколько последних десятилетий, на строение ионосферы Земли. С целью проиллюстрировать эволюцию структуры полярной ионосферы были проведены расчеты для 1955 и 2024 годов при одинаковых гелиогеофизических условиях.

Сопоставление полученных картин изолиний электронной концентрации в максимуме слоя F2 не выявило ожидаемых значительных качественных и количественных расхождений несмотря на значительное перемещение магнитного полюса за этот период времени (его географическая коширота изменилась от 14.7 до 4.0 градуса, а географическая долгота от 101.1 до 142.0 градусов).

Полученный результат объясняется тем, что при численном моделировании используется дипольная аппроксимация магнитного поля. В данном случае следует принять во внимание дрейф не магнитных полюсов, а дрейф так называемых геомагнитных полюсов, характеризующих положение магнитного диполя, который выражен куда менее значительно (его географическая коширота изменилась от 11.5 до 9.2 градуса, а географическая долгота от -69.5 до -72.6 градусов). Ход дрейфа магнитного и геомагнитного полюсов проиллюстрирован на рис. 1, который опубликован на сайте японской обсерватории в Киото [9].

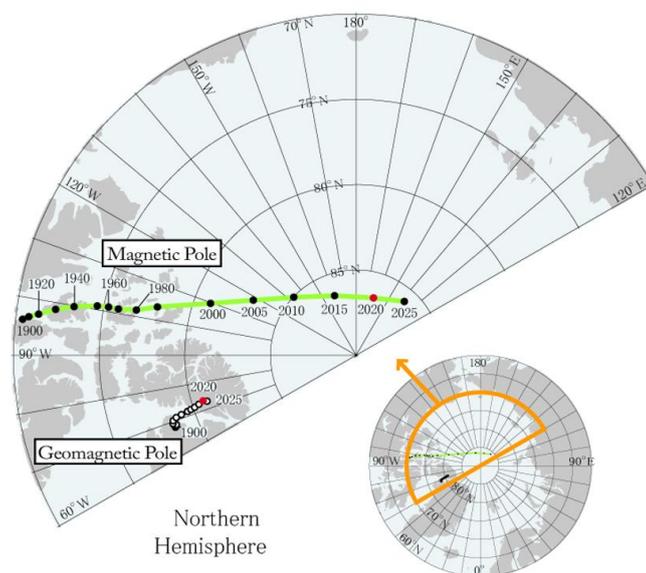
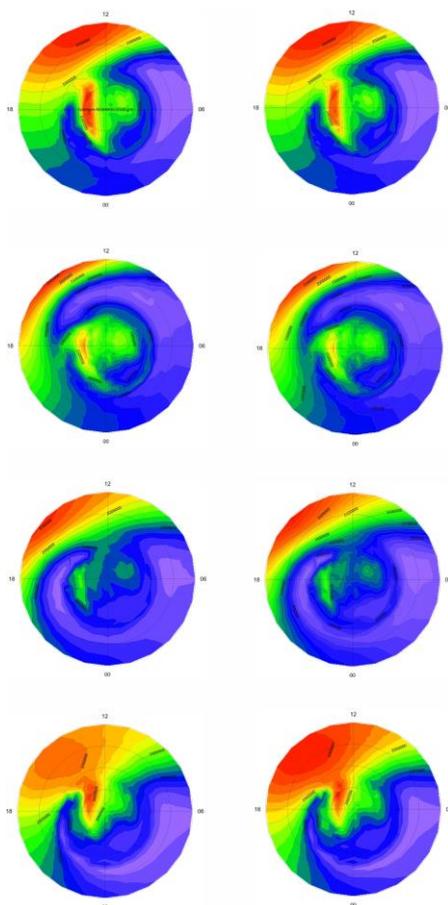


Рисунок 1. Траектории дрейфа магнитного и геомагнитного полюсов согласно [9].

Ниже, на рис. 2, приведены двумерные картины распределения электронной концентрации в максимуме слоя F2 для 1955 года (слева) и 2024 года (справа) для следующих гелиогеомагнитных условий: день года – 355, UT = 18,  $F_{10.7} = 220$ ,  $K_p = 0,3$ . Видно, что за период с 1955 по 2024 гг. качественных изменений в структуре изолиний не произошло, а количественные изменения незначительны. В распределении электронной концентрации с высотой также изменения незначительны.

Данные исследования следует продолжить при учете более детальной модели геомагнитного поля Земли. Однако, это потребует и соответствующей разработки метода учета поля коротации, очевидно более сложного по сравнению с предложенным в [10], где использовалась дипольная аппроксимация.

В заключение отметим, что несмотря на то, что с момента опубликования модели полярной ионосферы, рассмотренной в настоящей статье, прошло уже более трети века, модель остается вполне конкурентно способной и может быть использована в дальнейшем.



**Рисунок 2.** Изолинии  $N_{\max} F_2$  для 1955 (слева) и 2024 гг. для значений мирового времени UT = 00 (верхняя пара изолиний) и 06, 12 и 18 для нижележащих пар изолиний.

## Литература

1. Уваров В.М., Барашков П.Д., Захарова А.П. Модель полярной ионосферы с учетом влияния межпланетной среды. 1. Эффект азимутальной компоненты ММП // Геомагнетизм и аэрономия. 1992, Т. 32, № 3, с. 70 – 77.
2. Крупицкая Т.М., Уваров В.М., Чернин К.Е. Пространственно-временная структура траекторий конвекции ионосферной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия. 1981, Т. 21, № 1, с. 187 – 189.
3. Уваров В.М., Барашков П.Д. Модель непрерывного распределения крупномасштабных электрических полей с учетом зависимости от Кр индекса. Препринт, Якутск, 1988. 12 с.
4. Уваров В.М., Барашков П.Д. Типы распределения электрических полей и соответствующие им типы конвекции в полярной ионосфере. Модель // Геомагнетизм и аэрономия. 1989, Т. 25, № 4, с. 621 – 628.
5. Уваров В.М. Электрические поля магнитосферной конвекции и структура полярной ионосферы. Автореферат диссертации на соискание степени доктора физико-математических наук. Петербург. 1994. 32 с.
6. Уваров В.М. Особенности структуры дневной полярной ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2000, Т. 40, № 5, с. 45 – 51.
7. Barlier F., Berger C., Falin J., et al. A thermospheric model based on satellite drag data // Ann. Geophys. 1978, V. 1, N 1, p. 9 – 24.
8. Уваров В.М. Эволюция строения полярной ионосферы в ходе дрейфа магнитных полюсов Земли. Physics of Auroral Phenomena. V. 47, 2024, p. 128 – 130.
9. wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp
10. Quegan S., Bailey G.J., Moffett R.J., Wilkinson L.C. Universal time effect on plasma convection in the geomagnetic frame // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. 1986, V. 48, N 1, p. 25 – 40.

## РАЗВИТИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ДЖЕТА ВО ВРЕМЯ БОЛЬШИХ МИРОВЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ

В.Л. Халипов<sup>1</sup>, А.Е. Степанов<sup>2</sup>, Г.А. Котова<sup>1</sup>, С.Е. Кобякова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИКИ РАН, Москва, Россия; e-mail: khalipovvictor@mail.ru

<sup>2</sup>ИКФИА СО РАН, Якутск, Россия; e-mail: a\_e\_stepanov@ikfia.ysn.ru

### Аннотация

По данным измерений спутников DMSP и данным доплеровских измерений на цифровых ионосферных станциях DPS-4 в Якутске (L=3) и Жиганске (L=4) исследованы вертикальные и горизонтальные дрейфы плазмы в области F2 ионосферы во время возникновения поляризационного джета (PJ) в ходе развития больших мировых магнитных бурь. Показано, что по наземным данным в периоды наблюдения PJ скорость вертикального дрейфа в области F2 на широтах главного ионосферного провала возрастает до 50-150 м/с, а скорость горизонтального западного дрейфа увеличивается до 300 – 500 м/с. Соответствующие скорости дрейфа, измеренные на спутниках DMSP, составляют 1.2 км/с и 2 – 3 км/с. Восходящие потоки плазмы регистрируются в течение многих часов.

### Введение

Поляризационный джет (PJ – polarization jet) – узкая полоса быстрого западного дрейфа плазмы вблизи проекции плазмопаузы на высотах области F ионосферы – впервые был зарегистрирован на спутнике КОСМОС-184 Гальпериным и др. (1973). Это явление затем многократно наблюдалось при наземных и спутниковых измерениях. Основная физическая идея, объясняющая механизм формирования PJ была предложена в работе [Southwood and Wolf, 1978]. Согласно этой модели, PJ возникает под воздействием электрического поля, направленного на север, которое генерируется зарядами энергичных ионов на экваториальной границе их проникновения во внутреннюю магнитосферу во время развития суббурь. Термоэлектрический механизм генерации электрического поля в полосе поляризационного джета рассматривался в работе [De Keyser, 1999]. Возникновение PJ в результате действия генератора тока в приэкваториальной области изложено в [Anderson et al., 1993]. Комплексные измерения со спутников Polar, Cluster, DMSP изучены в работе [Mishin, 2013] и предложен механизм генерации электрического поля в турбулентном пограничном слое в области PJ.

В настоящей работе анализируются измерения скорости дрейфа плазмы, полученные на цифровых ионозондах DPS-4 в Якутске (L = 3) и Жиганске (L = 4) во время развития мировых магнитных бурь и сопоставляются с синхронными дрейфовыми измерениями горизонтальных и вертикальных движений плазмы на спутниках DMSP (высота ~ 850 км).

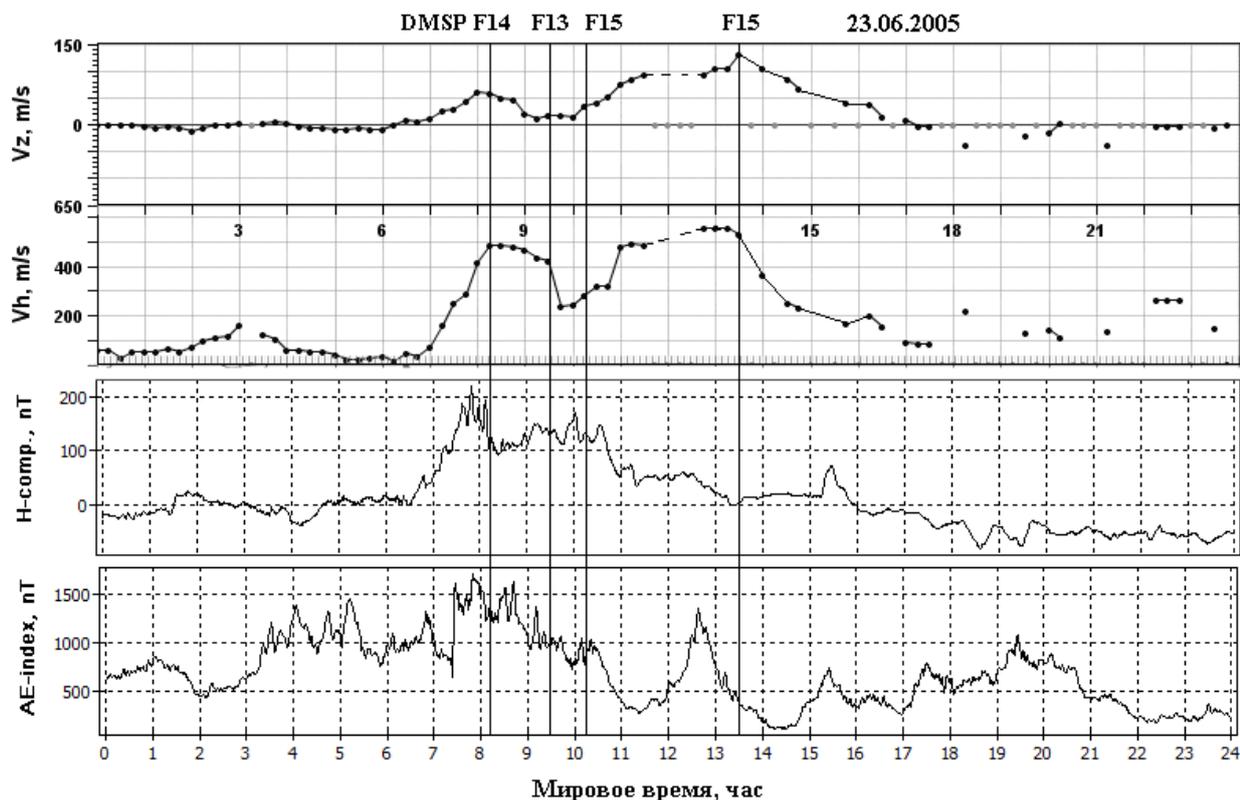
### Экспериментальные результаты

По измерениям ионозонда DPS-4 на станции Якутск, возрастание скоростей дрейфа начинается с 07.00 UT при резком увеличении AE-индекса с 800 до 1800 нТл и возникновения локальной магнитной активности (рис.1). Следующего максимума скорости дрейфа достигают в 13.30 UT после интенсивного возмущения ~1600 нТл в 13.00 UT. Вертикальными линиями на рис.1 показаны моменты пролета спутников вблизи якутского меридиана. Из рис.2, левая панель, видно, что станция Якутск располагалась экваториальнее положения максимума PJ, где горизонтальная скорость плазмы достигала величины >2 км/с по измерениям спутника DMSP F14 в южном полушарии. Спустя час спутник DMSP F13 наблюдает полосу PJ в северном полушарии (рис.3). Скорости горизонтального и вертикального дрейфов, измеренные на наземной станции, соответствуют скоростям, измеренным на спутниках с учетом разницы высоты измерения. Штриховая линия на рисунках обозначает широту положения полярной кромки ионосферного провала по измерениям ионозондов в Жиганске и Якутске. Скорости вертикального дрейфа по измерениям спутников DMSP в верхней области F на высоте 850 км в полосе PJ достигают очень высоких значений – 1 км/сек, и перекрываются с областями быстрого горизонтального дрейфа к западу. Хорошее согласие скоростей дрейфа, определенных по наземным и спутниковым данным видно и по двум последующим пролетам спутника DMSP F15.

Полоса быстрого дрейфа и восходящих потоков плазмы регистрировалась в течении пяти с половиной часов – с 08.00 до 13.40 MLT.

Измерения ионозондов в Якутске и Магадане в событии 23.06.2005 г. показывают, что в условиях освещенной летней ионосферы концентрация плазмы в области F может уменьшиться в 10 раз под

воздействием поляризационного джета в течение 30 минут. Полярная кромка ГИП при этом сформировалась на широте  $\sim 60^\circ$  в 10.45 UT и наблюдалась в течение нескольких часов. Выбранные события для больших магнитных бурь 05.04.2010 г., 01.11.2011г., 07.03.2012 г. по измерениям ионозонда DPS-4 в Якутске подтверждают картину горизонтальных и вертикальных дрейфов, описанную для 23.06.2005 г. На рис.4 показаны характеристики ионосферы и выпадающих энергичных частиц по измерениям спутника Ореол-3 28 февраля 1982 года в условиях сильной магнитной возмущенности. AE-индекс достиг 800 нТл за час до спутниковых измерений. Структура ионосферного провала сместилась на субавроральные широты и его полярная кромка совпадает с экваториальным краем диффузной авроральной зоны. Электронная температура в полосе поляризационного джета повышена на 2000K.

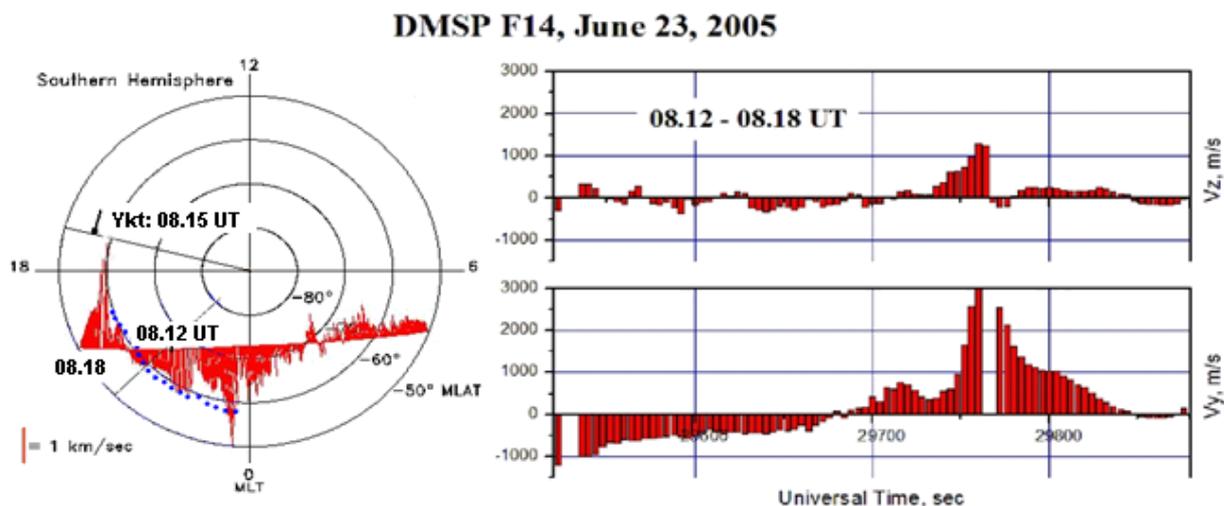


**Рисунок 1.** Наблюдения дрейфов на станции Якутск 23.06.2005 при пролетах спутников DMSP вблизи меридиана станции (отмечено вертикальными линиями на рисунке).  $V_z$ ,  $V_h$  – вертикальный и горизонтальный компоненты скорости, соответственно, по измерениям ионозонда DPS-4. На третьей сверху панели приведены вариации H-компоненты магнитного поля в Якутске. Нижняя панель показывает вариации геомагнитного AE-индекса.

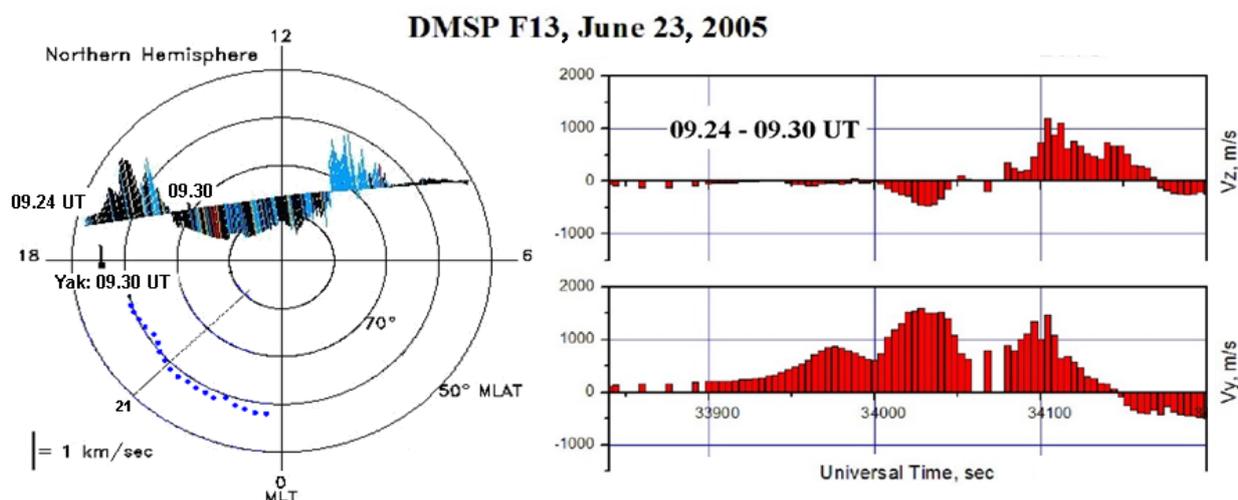
### Обсуждение результатов

Одновременные наземные измерения горизонтальных и вертикальных дрейфов ионосферной плазмы на ионозондах DPS-4 и соответствующие измерения дрейфов на спутниках DMSP хорошо согласуются и показывают высокие скорости восходящего дрейфа в полосе поляризационного джета (рис.1-3). Скорости дрейфа на высоте спутника 850 км значительно выше из-за меньшей плотности нейтральной атмосферы. Ионосферная плазма с вертикальной скоростью 1 км/сек легко преодолевает диффузионный барьер и уходит в плазмосферу. Как показывают наземные ионозондовые измерения динамические процессы при формировании поляризационного джета развиваются за 15-30 минут и они не могут быть объяснены двумерной моделью PJ, рассмотренной в работе [Демин и Шубин, 1987]. В работе [Gombosi and Killeen, 1987] решалась физически близкая трехмерная модель для полярного ветра и была установлено, что продольный перенос в области быстрой конвекции имеет преобладающее значение. Рассмотренные нами измерения характеристик ионосферы для события 23.06.2005 г. в летних условиях показывают, что несмотря на действие ультрафиолетовой ионизации сформировался глубокий ионосферный провал и это дополнительно свидетельствует о высоких потерях ионизации в полосе PJ. По многим имеющимся у нас измерениям спутника Ореол-3, данные, приведенные на рис.4, показывают типичную геофизическую ситуацию для развития поляризационного джета.

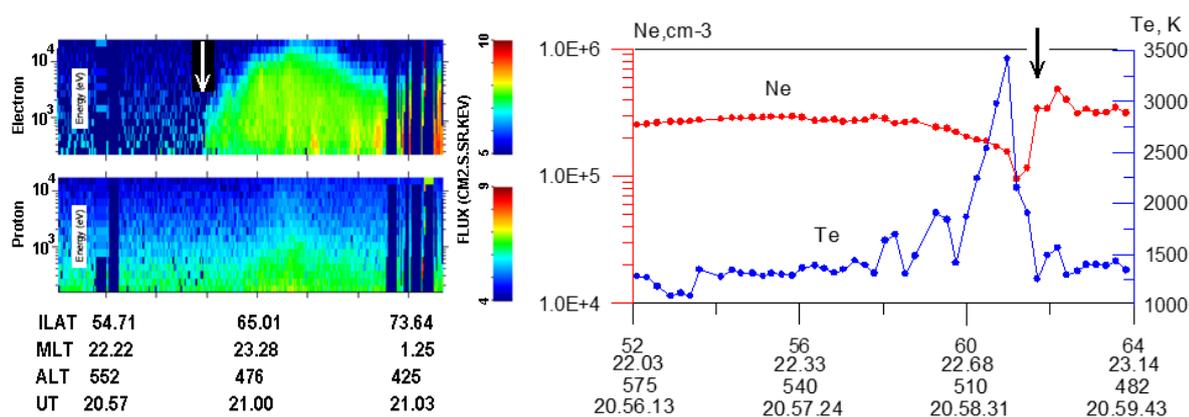
Измерения PJ в южном (зимнем) полушарии и северном(летнем) полушарии (рис.2, рис3) показывают, что в зимнем полушарии электрическое поле заметно выше из-за меньшей ионизации в E-области.



**Рисунок 2.** Полярная проекция измерений горизонтального дрейфа плазмы вдоль траектории пролета спутника DMSP F-14 в южном полушарии (левая панель). Синими точками отображено положение полярной кромки ионосферного провала по данным ст. Жиганск и Якутск. Измерения горизонтальных и вертикальных компонент дрейфа  $V_y$ ,  $V_z$  вдоль траектории спутника приведено на правой панели. Стрелкой на полярной проекции отмечено одновременное измерение дрейфа ионозондом DPS-4 в Якутске.



**Рисунок 3.** Полярная проекция измерений горизонтального дрейфа плазмы вдоль траектории пролета спутника DMSP F-13 в северном полушарии (левая панель). Синими точками отображено положение полярной кромки ионосферного провала по данным ст. Жиганск и Якутск. Измерения горизонтальных и вертикальных компонент дрейфа  $V_y$ ,  $V_z$  вдоль траектории спутника приведено на правой панели. Стрелкой на полярной проекции отмечено одновременное измерение дрейфа ионозондом DPS-4 в Якутске.

**AUREOL-3 1982-02-28 Orbit = 2112**

**Рисунок 4.** Измерения спутника Ореол-3 в структуре полярного джета 28.02.1982 г. В левой панели приведены спектрограммы выпадающих энергичных электронов и протонов. В правой панели показаны вариации электронной концентрации (Ne) и температуры (Te). Стрелки определяют экваториальную границу диффузной авроральной зоны.

### Выводы

- По наземным измерениям ионозондом DPS-4 на станции Якутск обнаружено, что во время мировых магнитных бурь быстрый западный дрейф плазмы со скоростью 500 м/с сопровождается возрастанием вертикального дрейфа плазмы до 150 м/с.
- По спутниковым измерениям на высоте ~ 850 км при максимальном западном дрейфе >2 км/с наблюдается вертикальный дрейф плазмы ~1 км/с.
- Полоса быстрого дрейфа и интенсивные восходящие потоки плазмы регистрировалась в течение 5 часов.
- Проведены ионосферные измерения в полосе полярного джета в условиях освещенной ионосферы, и выполнено сопоставление с одновременными спутниковыми измерениями дрейфа плазмы. Измерения дрейфа на станции Якутск хорошо согласуются с синхронными измерениями на спутниках DMSP.

### Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 25-17-20002).

### Литература

- Гальперин Ю.И., Пономарев Ю.Н., Зосимова А.Г. Прямые измерения скорости дрейфа ионов в верхней ионосфере во время магнитной бури II. Результаты измерения во время магнитной бури 3 ноября 1967 г. // Космические исследования. Т. 11. № 2. С. 284-296. 1973.
- Деминов М.Г., Шубин В.Н. Эффекты электрических полей в ночной субавроральной F -области // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 28. № 3. С. 409-415. 1988.
- Anderson P.C., Hanson W.B., Heelis R.A., Craven J.D., Baker D.N., Frank L.A. A proposed production model of rapid subauroral ion drift and their relationship to substorm evolution // J. Geophys. Res. V. 98. No. A4. P. 6069-6078. 1993.
- De Keyser J. Formation and evolution of subauroral ion drift in the course of a substorm // J. Geophys. Res. V. 104. No. A6. P. 12339-12349. 1999.
- Gombosi T.I., Killeen T.L. Effects of thermospheric motion on the polar wind: A time-dependent numerical study // J. Geophys. Res. V. 92. No. A5. P. 4725-4729. 1987.
- Mishin E.V. Interaction of substorm injections with the subauroral geospace: I. Multispacecraft observations of SAID // J. Geophys. Res. V. 118. No. A9. P. 5782-5796. 2013.
- Southwood D.J., Wolf R.A. An assessment of the role of precipitation in magnetospheric convection // J. Geophys. Res. V. 83. No. A11. P. 5227-5332. 1978.

## LONG-TERM MICROWAVE MEASUREMENTS OF THE MIDDLE ATMOSPHERE OZONE ABOVE APATITY (67N, 33E) IN WINTER-SPRING SEASONS

Y.Y. Kulikov<sup>1</sup>, V.G. Ryskin<sup>1</sup>, V.M. Demkin<sup>2</sup>, V.I. Demin<sup>3</sup>, A.S. Kirillov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod*

<sup>2</sup>*High School of Economy, Nizhny Novgorod*

<sup>3</sup>*Polar Geophysical Institute, Apatity*

### Abstract

We perform continuous ozone measurements above Apatity, Kola Peninsula with ground-based a mobile ozonemeter (observation frequency 110.8 GHz) in the polar middle atmosphere covering from 2017 to 2024. The instrument allow to measure a spectrum of the emission ozone line for time about 15 min with a precision of  $\sim 2\%$ . On the measured spectra were appreciated of ozone vertical profiles in the layer of 22-60 km which compared to satellite data MLS/Aura. This work is directed on understanding the possible action of highly altered dynamics of sudden stratospheric warming and polar vortex on ozone variations in the Arctic middle atmosphere. The present study improves our representation of influence of solar activity on ozone and, hence, on a climate of the Earth.

### 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. 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 radiation. Information about the content of the ozone is contained in the measured radio emission spectrum of the middle atmosphere. The error of estimating the vertical distribution of ozone from the measured spectra by above described device does not exceed 10-15%. A detailed description of the spectrometer and the method of measuring ozone of the middle atmosphere in the millimeter wave range are given in [1, 2].

### The temperature variations in the polar middle atmosphere during winter-spring from 2017 to 2024

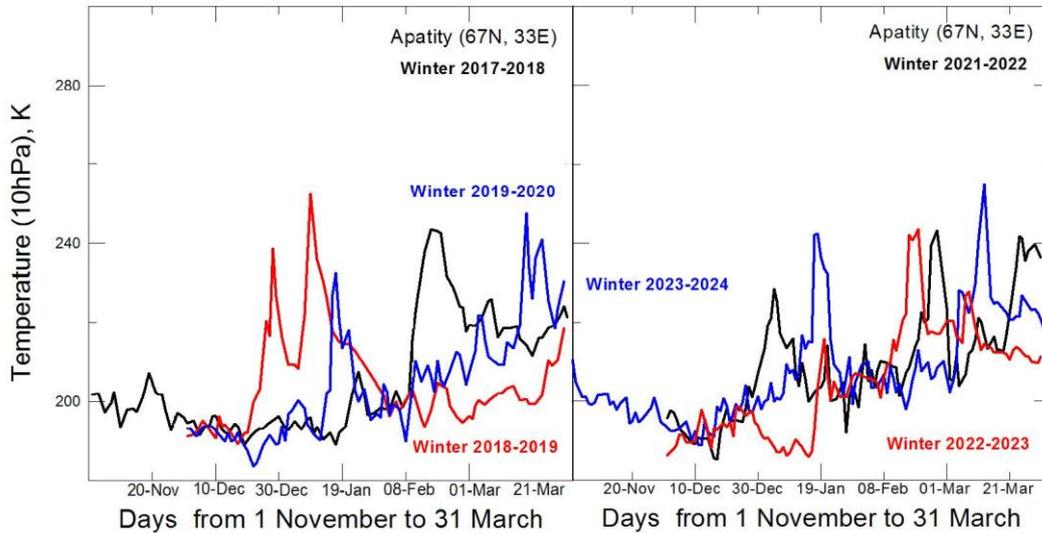
For a better understanding of the nature of ozone variations, it is necessary to have a data of temperature changes at altitudes of the middle atmosphere. Temperature changes indicate the influence of the sudden stratospheric warming (SSW) on the structure of the middle atmosphere. For this purpose, a height level of 10 hPa is usually chosen, at which remote airborne and ground-based can be compared with contact measurements. In Fig. 1, data for six winters seasons are given for temperature measurements over Apatity by MLS/Aura satellite instrument at a level of 10 hPa, which approximately corresponds to an altitude of 30 km. For each of these seasons temperature disturbances were registered. Temperature disturbances were caused by sudden stratospheric warming (SSW).

### Influence of solar activity on mesospheric ozone

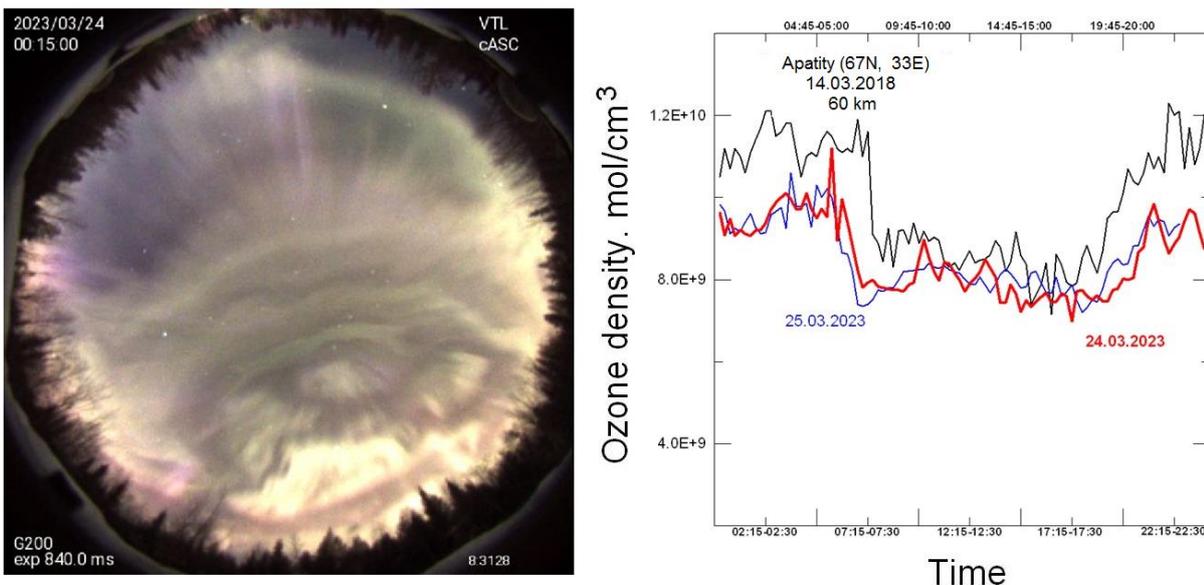
Polar ozone in the middle atmosphere is affected by dynamic processes associated with both the development of SSW or the activation of a polar vortex [3, 4] and by solar activity products, i.e. proton events and auroral electron precipitation [5-7].

In March 2023 (23-24), Earth's geomagnetic observatories recorded a recent-year high planetary-scale magnetic storm. The main phase of the storm began at 17:30 UT on Marc23; the storm intensity peak (7.7) was at 21:30 UT. The variability of the magnetic field was up to 1500 nT, and it was mainly observed in auroral latitudes [8]. Figure 2 (Right panel) shows the diurnal variations in  $O_3$  density (60 km) according to continuous ground-based microwave observations from March 21 to 26, i.e., before and after the magnetic storm. Ozone variations are plotted with 15-min resolution. No significant difference in diurnal ozone variations is seen. Variations in mesospheric  $O_3$  (60 km) associated with sunrise and sunset dominate over the variations due to the solar wind. Figure 2 also shows the diurnal

ozone cycle (black curve) on March 14, 2018, formed after major SSW in mid-February 2018. The difference the SSW effects on mesospheric O<sub>3</sub> density in winter 2022-2023 and 2017-2018 is pronounced.



**Figure 1.** Time course of the temperature at the level 10 hPa above Apatity according to satellite data (MLS/Aura) for winter-spring season: left panel – 2017-2020, right panel – 2021-2024.



**Figure 2.** Left panel: Display from observatory Verchne-Tulomskaya (69N, 32E) camera all-sky (KBH-22) on March 24, 2023; Right panel: Daily cycle of mesospheric ozone (60 km) during the storm of March 23-24, 2023; variations in O<sub>3</sub> density during the storm (March 24, red line) and after the storm (March 25, blue line), as well as the cycle mesospheric O<sub>3</sub> during March 14, 2018, after SSW effect on the middle atmosphere (black line).

### Influence of proton events on mesospheric ozone

Solar proton events were marked in middle of February and last decade March, 2024 according to satellite GOES-18. Duration of events was from February, 09 till February, 21. Detectors (10, 50 and 100 MeV) of satellite have registered three burst of proton flux: 09.02. – 14 UT; 12.02. – 07 UT; 16.02. – 11 UT. Duration of events was from March, detectors of satellite have registered burst of proton flux: 23.03. – 04 UT; March 27 – ending of proton events. Geomagnetic storm accompanied by large Forbush decrease in galactic cosmic ray intensity was recorded in March 24, 2024. More precisely, on March 24, 2024, a G4 (according to the NOAA Space Weather Scale for Geomagnetic Storms) geomagnetic storm was registered, with the corresponding geomagnetic indices K<sub>p</sub> and Dst equal to 8 and

–130 nT, respectively. On the same day of ground-based neutron monitor station recorded an unusual Forbush decrease (FD). It is supposed, that FD can cause changes in a structure of a middle atmosphere ozone [9]. It is necessary to note that last decade March there was a significant SSW (Figure 1, right panel), which could disguise changes of ozone because of the charged particles. As we see, there is no changes mesospheric ozone during proton events.

In Table 1 the ozone density are given in mol/cm<sup>3</sup>, averaged over 4 hours near noon and midnight at an altitude of 60 km in February for three time intervals up to in time and after proton events. The last column of Table shows the average amplitude of the daily variations ozone density during proton events in February 2024. These amplitudes did not differ from similar for February in mesosphere over Apatity.

**Table 1.** The numerical data of diurnal mesospheric ozone cycle.

Data	10:00 – 14:00	22:00 – 02:00	A
07 – 09.02.2024	$(6.07 \pm 0.04) \cdot 10^{09}$	$(7.51 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	24%
12 – 16.02.2024	$(5.53 \pm 0.20) \cdot 10^{09}$	$(6.41 \pm 0.19) \cdot 10^{09}$	16%
18 – 21.02.2024	$(5.84 \pm 0.29) \cdot 10^{09}$	$(6.88 \pm 0.23) \cdot 10^{09}$	18%

On the basis of the given data follows, that decreasing of mesospheric ozone 60 km during proton events has composed  $(10 \pm 2)\%$ .

### Mesospheric ozone (60 km) during polar night at low and high solar activity

In the present section of article the behaviour mesospheric ozone in December (polar night) is discussed during change of solar activity. Why for such analysis month December is chosen? The basic attention we give changes of ozone density within day at altitude of 60 km. Polar mesospheric ozone is affected by photochemical processes (sunset and sunrise), by dynamic processes associated with both development of SSW or the activation of a polar vortex and by solar activity products, i.e., proton events and auroral electron precipitation. In December, as a rule, SSW are absent and can not affect a vertical structure of ozone. The height of the Sun about time of a winter solstice (Apatity) is equal concerning horizon – 1°.

In Table 2 average day and night of ozone density above Apatity in December for six winter seasons and their relation night / day are submitted.

**Table 2.** Daily cycle mesospheric ozone density during polar night, mol/cm<sup>3</sup>.

	Low solar activity		
	2017/2018	2018/2019	2019/2020
Day	$(4.24 \pm 0.05) \cdot 10^{09}$	$(4.64 \pm 0.11) \cdot 10^{09}$	$(4.44 \pm 0.07) \cdot 10^{09}$
Night	$(5.24 \pm 0.70) \cdot 10^{09}$	$(5.87 \pm 0.20) \cdot 10^{09}$	$(4.94 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$
N/D	1.24	1.26	1.11
	High solar activity		
	2021/2022	2022/2023	2023/2024
Day	$(4.35 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$	$(4.38 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$	$(4.23 \pm 0.13) \cdot 10^{09}$
Night	$(5.17 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$	$(4.66 \pm 0.13) \cdot 10^{09}$	$(4.68 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$
N/D	1.19	1.06	1.11

The analysis of the data which are given in Table 2, specifies high repeatability of day and night of ozone density in December during six winter-spring seasons in comparison with other months. In December (polar night) the amplitude of a daily cycle of the mesospheric ozone in different years made from 6 % up to 20 %. At high solar activity the average night of ozone density decreases on of 10 %, and day less than 5 %.

## Conclusion

- One of the important results of this paper is the successful use of radiophysical method for diagnosing ozone in the middle atmosphere, that is, ground-based radiometry in the millimeter wave range.
- The planetary geomagnetic storm 23-24 March, 2023 did not render influence on mesospheric ozone (60 km) above Apatity.
- In ground-based microwave observations of a middle atmosphere ozone above Apatity during proton events in February and March 2024 decrease of mesospheric ozone was no more than 10%.

## Acknowledgments

The work was carried out within the framework of the state assignment of the Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Science (project FFUF-2024-0034).

## 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. Krasilnikov A.A., Kulikov Y.Y., Mazur A.B., Ryskin V.G., Serov N.V., Fedoseev L.I., Shvetsov A.A. Detection of «ozone clouds» in the upper stratosphere of the Earth by means of microwave radiometry technique. *Geomagnetism and Aeronomy (Eng. Transl.)*, V. 37, P. 385-391, 1997.
3. Kulikov Y.Y., Andriyanov A.F., Demin V.I., Demkin V.M., Kirillov A.S., Ryskin V.G., Shishaev V.A. Long-term microwave observations of middle atmosphere ozone in Apatity during three winters. *Geomagnetism and Aeronomy*, V. 63, P. 608-619, 2023.
4. Kulikov Y.Y., Demin V.I., Demkin V.M., Kirillov A.S., Losev A.V., Ryskin V.G. Dynamic phenomena in stratospheric and mesospheric ozone of polar atmosphere in February-March 2023. *Atmospheric and Oceanic Optics*, V. 38, P. 283-289, 2025.
5. Jackman C.H., Fleming E.L., Vitt F.M., Considine D.V. The influence of solar proton events on the ozone layer. *Adv. Space Res.*, V. 24, No. 5, P. 625-630, 1999.
6. Jackman C.H., March D.R., Vitt F.M., Garcia R.R., Randall C.E., Fleming E.L., Frith S.M. Long-term middle atmosphere influence of very large solar proton events. *J. Geophys. Res.*, V. 114, No. D11, DOI: 10.1029/2008jD011415, 2009.
7. Andersson V.E., Verronen P.T., Rodger C.J., Clilverd M.A., Seppälä A. Missing driver in the Sun-Earth connection from energetic precipitation impacts mesospheric ozone. *Nat. Commun.*, V. 5, Art. 5194, DOI: 10.1038/ncomms6197, 2014.
8. Pancheva D., Mukhtarov P., Bojilova R. Response to geomagnetic storm on 23-24 March, 2023 long lasting longitudinal variations of the global ionospheric TEC. *Advance in Space Research*, V. 73, No. 12, P. 6006-6028, DOI: 10.1016/j.asr.2024.03.023, 2024.
9. Fedulina I., Lastovička J. Effect of Forbush decreases of cosmic ray flux on ozone at higher middle latitudes. *Advance in Space Research*, V. 27, No. 12, P. 2003-2006, 2001.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКЛИМАТИЧЕСКОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В РАЙОНЕ МУРМАНСКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АВТОМАТИЧЕСКИХ ДОРОЖНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ

В.И. Демин<sup>1</sup>, Ю.В. Меньшов<sup>2</sup>, А.Н. Суздалев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, Апатиты

<sup>2</sup>ФКУ Упрдор «Кола», Петрозаводск

<sup>3</sup>Мурманское управление гидрометеорологической службы, Мурманск

### Аннотация

Послеполуденные летние температуры воздуха в Мурманске, измеренные на автоматических дорожных метеорологических станциях, практически не отличается от температур воздуха, измеренных на гидрометеорологических станциях. Воздействие дорожного полотна на тепловой режим прилегающих участков местности слабый даже в летний период, когда приток солнечной радиации наибольший. Данные дорожных станций вполне репрезентативны для изучения микроклимата. На основе измерений, выполненных на дорожных и гидрометеорологических станциях, показано, что разность температуры воздуха в холмистом рельефе вблизи Мурманска может достигать 8-10°C зимой и 4-6°C летом.

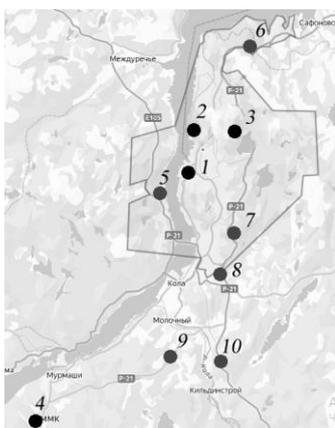
### Введение

Из-за холмистого рельефа, Кольского залива и разной удаленности северных и южных районов от акватории Баренцева моря, на территории Мурманска можно ожидать выраженной микроклиматической неоднородности. Однако редкая сеть гидрометеорологических станций (ГМС) плохо подходит для изучения микроклимата. Требуется длительные серии параллельных полевых измерений в разных местоположениях или привлечение данных, полученных другими способами.

Цель данной работы – показать возможность использования автоматических дорожных метеорологических станций (АДМС) для изучения микроклиматических вариаций приземной температуры воздуха (ПТВ).

### Использованные данные

В работе использованы АДМС ФКУ Упрдор «Кола», а также данные ГМС Мурманской области. Расположений пунктов измерений показано на рис. 1.



**Рисунок 1.** Расположение использованных в работе станций ГМС и АДМС: 1 – ГМС «Мурманск», 2 – Морской порт, 3 – аэрологическая станция «Мурманск» (АС), 4 – АМСГ «Мурманск», 5–10 – АДМС.

**Прим.:** имя АДМС присваивается по километражу автодороги Р-21 «Кола», в тексте в скобках также приводится номер АДМС на рис. 1.

### Оценка качества измерений ПТВ на АДМС

Данные АДМС, на первый взгляд, представляются ненадежными: они устанавливаются всего в нескольких метрах от полотна автомобильных дорог (рис. 2). В солнечную погоду асфальтовое покрытие дороги поглощает солнечную радиацию, нагревается и нагревает прилегающие слои воздуха. По данным АДМС температура поверхности дорожного полотна в районе Мурманска летом в послеполуденные часы может на 10-20°C превышать ПТВ. Можно предположить, что измеренные на АДМС дневные ПТВ окажутся более

высокими, чем на ближайших ГМС. Однако прямые сравнения данного факта не подтверждают. На рис. 3 показаны соотношение ПТВ на 2 АДМС и ближайших к ним метеорологических станциях в 15 ч. – время, когда температура дорожного полотна достигает своих максимальных значений. Расстояние между АДМС–1394 и ГМС «Мурманск» менее 3 км, между АДМС км 22 и АС около 6 км.



Рисунок 2. Пример установки АДМС на автодороге Р-21 «Кола».

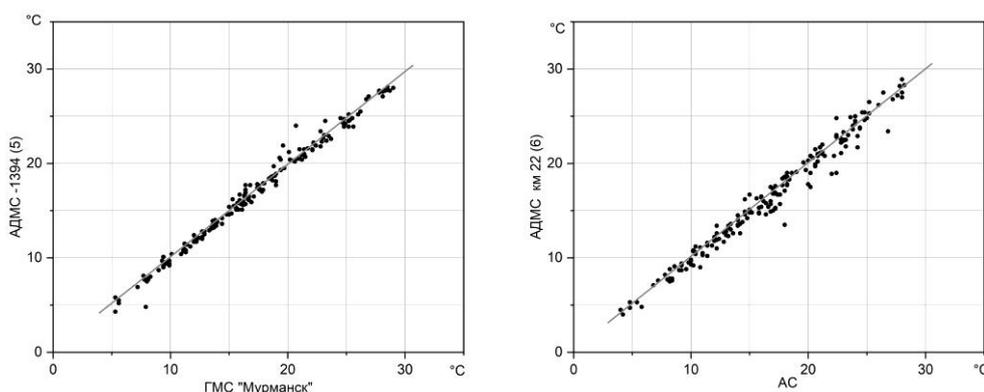


Рисунок 3. Связь ПТВ на АДМС с ПТВ на ближайшей метеорологической станции в 15 час, лето.

На рис. 3 точки явно группируются вокруг прямой  $y=x$ , что свидетельствует о близких значениях ПТВ – в случае перегрева мы бы наблюдали их систематические отклонения ПТВ вверх. Отдельные эпизоды заметных расхождений между ПТВ на АДМС и ГМС (АС) похожи на случайные и вызваны, по всей видимости, тем, что сравниваются мгновенные измерения ПТВ, полученные 2 принципиально разными способами: термометр в психрометрической будке на площадке ГМС и ультразвуковой акустический термометр на АДМС. Нельзя исключать и влияние метеорологических эффектов. Например, локальный кратковременный ливневой дождь в районе одного из пунктов измерения приведет к снижению ПТВ. Пример суточных вариаций ПТВ на АДМС–1394 и ГМС «Мурманск» в период полярного дня приведен на рис. 4: показания не только в 15 ч, но и в другие дневные часы практически идентичны.

На рис. 5 в виде бокс-диаграммы показаны распределения ПТВ в 15 ч., полученных в период параллельных измерений (2023-2025 гг.) на сети ГМС и на АДМС, находящихся вблизи Мурманска. В области максимальных значений (именно в них должен был бы проявиться эффект нагрева датчиков от дороги) показания АДМС не выделяются среди аналогичных данных, полученных на фоновых ГМС. Различия ПТВ находятся в диапазоне естественной микроклиматической изменчивости.

Отсутствия теплового воздействия нагретого асфальтового дорожного полотна на показания близкорасположенного температурного датчика АДМС летом в послеполуденные часы говорит о небольшом вкладе дороги в тепловой режим окружающей местности. Это может быть вызвано малой площадью дорожной поверхности и сильно развитым в дневные часы турбулентным обменом, дополнительно усиленным механической турбулентностью от движущегося транспорта: воздух на высоте установки датчиков АДМС не успевает заметно прогреться. Кроме того, не все тепло дорожного полотна идет на теплообмен с воздухом – часть отводится в глубину дороги или теряется за счет инфракрасного излучения. Возможно, сказывается и недостаток солнечной радиации в регионе, Результат нельзя назвать неожиданным.

Даже в условиях города, где площадь искусственных поверхностей, поглощающих солнечную радиацию, на порядок больше, чем на отдельной дороге, городской остров тепла в ПТВ в послеполуденные часы минимален по своей интенсивности – он проявляется в большей степени в вечерние и ночные часы и создается за счет целого ряда процессов.

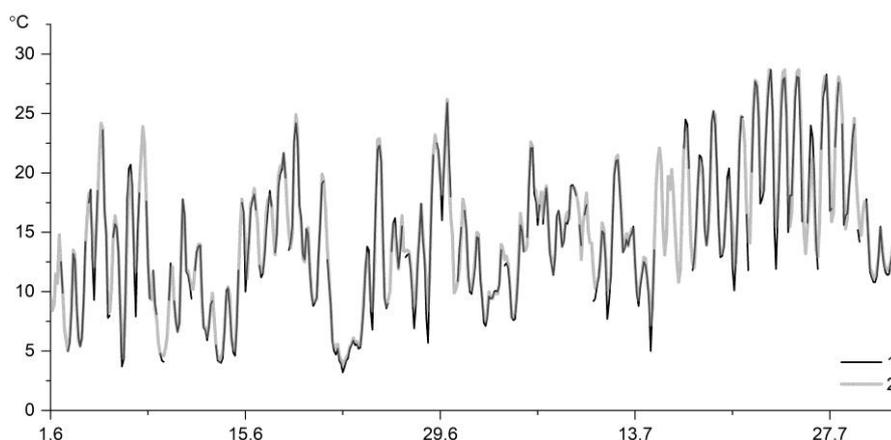


Рисунок 4. ПТВ на АДМС–1394 (1) и на ГМС «Мурманск» в июне-июле 2024 г. (2), полярный день.

Отсутствие признаков завышения температуры воздуха на АДМС в послеполуденные часы из-за их нахождения вблизи автомобильных дорог позволяет их использовать для решения ряда климатических задач (по крайней мере, на территории Мурманской области). Для зимних или ночных условий такое использование выглядит абсолютно оправданным, особенно учитывая, что микроклиматическая изменчивость зимних и минимальных ПТВ очень велика (речь идет о многих и многих градусах). Можно теоретически допустить, что в каких-то особых положениях (отличных от из использованных в данной работе АДМС) летом в дневные часы ПТВ у дороги окажутся немного выше. Но считать а priori, что значения ПТВ на всех АДМС гарантированно искажены неправильно.

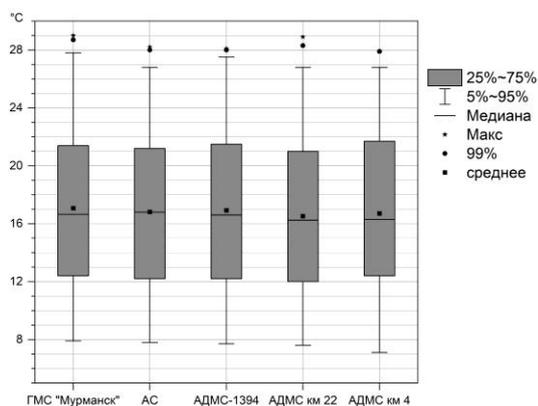
## Результаты и обсуждение

Как уже было отмечено выше, редкая сеть гидрометеорологических станций (ГМС) плохо подходит для изучения микроклимата. АДМС существенно дополняют картину пространственного распределения ПТВ, особенно если оказываются в особых микроклиматических условиях.

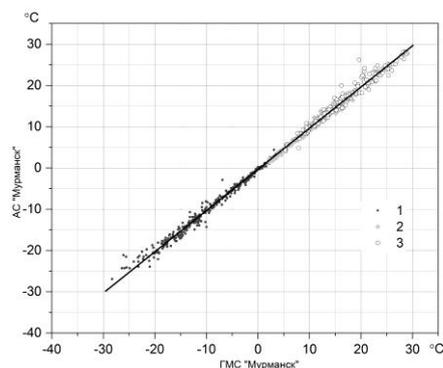
Общий обзор микроклиматических особенностей отдельных местоположений в Мурманска приведен в работе [1]. Отмечается, что основными факторами, создающими неоднородности в поле ПТВ, являются близость к Кольскому заливу и высота места.

«Чистое» влияние Кольского залива на ПТВ в Мурманске отследить проблематично, так как по мере удаления от воды местность заметно поднимается. ПТВ на территории морского порта (~ 100 м от воды, ~ 3-4 м н.у.м) в зимние месяцы выше, чем на ГМС (~500 м от залива, 51 м н.у.м.), на величину менее 1°C. Летом различие уменьшается: ночью до 0.5-0.6°C, а в дневные часы практически отсутствует.

Влияние рельефа на значения ПТВ более сложное и не определяется только высотой: при перепадах высот до 100-150 м влияние высоты местности на ПТВ перекрывается формой рельефа [2]. На рис. 6 приведена связь ПТВ на ГМС «Мурманск» и на находящейся в 5 км северо-восточнее АС. Несмотря на различие в высотах (51 и 123 м н.у.м), все точки концентрируются вблизи прямой  $y=x$ , что свидетельствует об одинаковых средних ПТВ. На рис. 7 показаны связь ПТВ на ГМС и АДМС–1394, находящейся фактически на том же удалении от залива и на той же высоте (50 м н.у.м.). В большинстве случаев точки укладываются на ту же прямую  $y=x$ . Однако зимой и ночью летом на АДМС–1394 в отдельные периоды времени заметно холоднее. Это вызвано тем, что ГМС «Мурманск» расположена в верхней части холма. Образующийся здесь за счет радиационного выхолаживания воздух стекает вниз. Нет условий для формирования выхолаженного слоя и на АС. АДМС–1394, напротив, находится в долине, по которой стекает с окружающих сопков холодный воздух. В холмистом рельефе наибольший градиент ПТВ наблюдается в пределах этого выхолаженного слоя воздуха, а выше (над ним) изменения ПТВ малы или даже наблюдается изотермия. Очевидно, что ни ГМС, ни АС в Мурманске в этот слой не попадают, в связи с чем ПТВ на них не сильно отличаются, несмотря на явное различие в их высотах (70 м). Разность же между ГМС «Мурманск» и АДМС–1394 достигает зимой 8°C. Летом в ночные часы она меньше за счет более короткого периода с отрицательным радиационным балансом – до 4°C. В дневные часы сильных различий не наблюдается, так как интенсивный турбулентный обмен выравнивает распределение ПТВ по элементам рельефа.

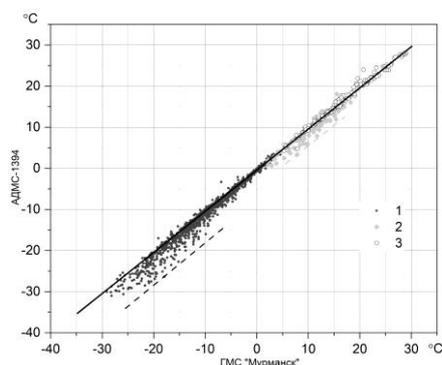


**Рисунок 5.** Распределение летних ПТВ в 15 час.

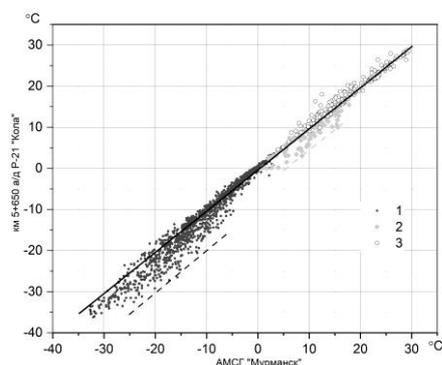


**Рисунок 6.** Связь ПТВ на ГМС «Мурманск» и на АС в зимний период (1), летом в 03 ч. (2) и днем в 15 ч (3).

Вертикальная протяженность выхолаженного слоя воздуха и перепад ПТВ от поверхности к его верхней границе зависит от метеорологических условий и морфометрических характеристик рельефа. В случае с АДМС–1394 местность на восток от АДМС–1394 понижается вплоть до Кольского залива (на 50 м на расстоянии около 500 м). По этой причине указанные выше разности ПТВ между ГМС «Мурманск» и АДМС–1394 не в полной мере характеризует возможный в регионе перепад ПТВ между верхними частями холмов и прилегающими к ним долинами (равнинами).

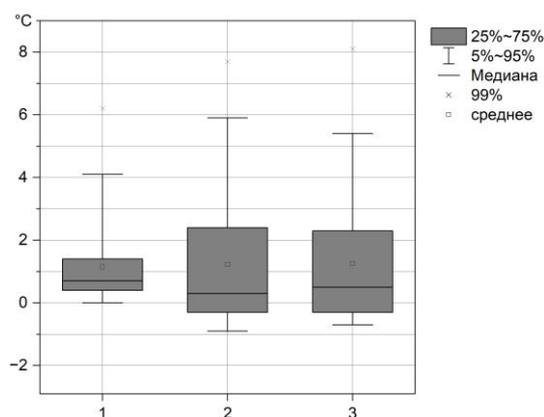


**Рисунок 7.** Связь ПТВ на ГМС «Мурманск» и на АДМС–1394 в зимний период (1), летом в 03 ч. (2) и днем в 15 ч (3).



**Рисунок 8.** Связь ПТВ на АМСГ «Мурманск» и на АДМС км 5 в зимний период (1), летом в 03 ч. (2) и днем в 15 ч (3).

Например, при сравнении АДМС – км 5 (9) (9 – номер АДМС на рис. 1) и АМСГ «Мурманск» в 2022-25 гг. (рис. 8) различия достигали уже 10°C зимой и 6°C летом. АДМС – км 5 находится в верхней части холма на высоте около 100 м. АМСГ располагается от нее примерно в 11 км на равнине и на 50 м ниже. Примерно такие же соотношения обнаруживаются и при сравнении АДМС–1375 (10) – верхняя часть холма, 100 м. н.у.м. – и АДМС–1380 (8) – прилегающая долина, 50 м н.у.м. (рис. 9). Разности довольно близки к приведенным в [2]: при появлении стоковых течений разность между верхней частью холма и прилегающей равниной достигает 4-5°C, а в отдельных случаях и 8-12°C [2]. В работе [3] сообщается, что различие зимой может достигать 10-15°C. Но так как замерзшая поверхность озера Имандры в [3], по сути, является котловиной, где происходит не только накопление воздуха, но и его еще большее охлаждение, эти величины близки к максимально возможным. В районе города Мурманска глубокие котловины и впадины отсутствуют, а потому указанные выше значения (до 8-10°C зимой и 4-6°C ночью летом) можно принять в качестве первой оценки микроклиматической изменчивости ПТВ вблизи Мурманска, обусловленной холмистым рельефом.



**Рисунок 9.** Разности между ПТВ в верхней часть холма и ПТВ на равнине (долине): 1 – ГМС «Мурманск» и АДМС–1394; 2 – АДМС – км 5 и АМСГ «Мурманск»; 3 – АДМС–1375 и АДМС–1380.

### Заключение

Несмотря на размещение АДМС рядом с автомобильными дорогами (всего в нескольких метрах от асфальтового полотна), признаков искажения измеренных на них значений ПТВ не обнаруживается в районе Мурманска даже летом в дневные часы, когда поступление солнечной радиации максимально и температура дорожного покрытия на 10-20°C выше температуры воздуха над ним. Это говорит об общем слабом воздействии дороги на тепловой режим прилегающих к ним участков местности. Данные, полученные на АДМС, вполне могут быть использованы для решения ряда климатологических задач, например, для описания пространственных неоднородностей в поле ПТВ.

Сравнение ПТВ, полученных на сети ГМС и АДМС, позволяет оценить масштаб микроклиматической изменчивости ПТВ в Мурманске, обусловленный рельефом: до 8-10°C зимой и 4-6°C летом ночью.

### Литература

1. Яковлев Б.А. Климат Мурманска. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 106 с.
2. Микроклимат СССР. Л.: Гидрометеиздат, 1967. 286 с.
3. Демин В.И., Козелов Б.В., Горбань Ю.А., Меньшов Ю.В., Собакин А.П. Влияние микроклимата на оценки интенсивности городского острова тепла (Апатиты). *Фундаментальная и прикладная климатология*, 2019. т. 3, с. 141-145.

## РАСШИРЕНИЕ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОСАДКАХ НА ШПИЦБЕРГЕНЕ

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

*Полярный геофизический институт. г. Апатиты, Мурманская обл.*

### Абстракт

В лаборатории космических лучей ПГИ непрерывно ведется мониторинг электромагнитной компоненты вторичного космического излучения, при котором регистрируется эффект возрастания гамма-излучения при осадках. В процессе наблюдения за изменениями гамма-фона, была сформирована сеть из сцинтилляционных спектрометров, в различных регионах страны. В 2024 году в Баренцбурге (арх. Шпицберген) для проведения дополнительных измерений фонового гамма-излучения в полярном регионе, к установленному спектрометру были добавлены еще два детектора. Спектрометры собраны на основе кристаллов NaI(Tl), с энергетическим диапазоном 20-600 кэВ. Детекторы были разнесены друг от друга как по расстоянию (до 4-х км), так и по высоте (до 200 метров над уровнем моря). В процессе работы на всех трех детекторах, были зарегистрированы возрастания гамма-излучения при осадках, однако, при сравнительном анализе было выявлено, что данные события порой разные по амплитуде и длительности имеют сдвиг по времени, вероятно обусловленный орографической особенностью местности и скоростью движения фронта осадков.

### 1. Введение

Эффект возрастания гамма-фона при осадках был открыт лабораторией космических лучей (КЛ) в ПГИ в 2009 и подвергнут пристальному изучению [1]. Важность изучения данного эффекта состоит в том, что выявлен дополнительный механизм взаимодействия вторичных КЛ с атмосферой, имеющий просматриваемую зависимость с метеорологическими процессами.

В течение 15 лет были проведены эксперименты и установлено, что возрастания гамма-излучения при осадках (снег, дождь, туман) наблюдаются круглый год на всех станциях, где проводятся наблюдения. Эти возрастания не связаны с загрязнением осадков радионуклидами, и регистрируются только в электромагнитной компоненте КЛ и отсутствуют в заряженной. За прошедшее время была накоплена огромная база данных различных событий возрастания электромагнитного потока различной амплитуды и длительности (от нескольких часов до пары дней) отдельных событий. Следующим этапом изучения являлась возможность исследовать пространственные распределения эффекта возрастания гамма-фона на Шпицбергене, в регионе с минимальным антропогенным воздействием. В результате чего, возникла идея расширить возможности полученных измерений за счет установки в 2024 году в Баренцбурге пары дополнительных детекторов.

### 2. Устройство детектора

В основе спектрометра используется сцинтилляционный кристалл NaI(Tl), с эффективным диапазоном 20-600 кэВ. Аналогичные детекторы были использованы в наших работах ранее [2, 3]. Спектрометры установлены в свинцовый экран толщиной не менее 5 сантиметров (использованы свинцовые кольца от нейтронного монитора), экранирующий фоновое гамма-излучение от земли и обеспечивающий детектору вертикальную направленность приёма частиц. Детектор с экраном находится в обогреваемом помещении, обеспечивающим температурную стабильность детектора.

### 3. Расположение спектрометров

Детектор на Шпицбергене за время работы, обеспечил большую базу данных, тем самым увеличив возможности исследований в полярном регионе [4]. В 2024 году были подключены два дополнительных спектрометра, установленные на станциях на различном расстоянии и высоте друг от друга, что позволило охватить таким образом большую площадь.

На карте на рис.1 подписанными метками указаны станции, где подключены сцинтилляционные спектрометры. Под меткой «Поселок» находится самый первый детектор в поселке Баренцбург,

расположенном вдоль прибрежной линии на высоте 70 метров над уровнем моря. Северо-восточнее от него стоит метка «Плато», которой соответствует детектор на высоте 270 м, размещенный в 2024 году. Слева показана метка «Полигон», указывающая на спектрометр на территории полигона в 4-х км севернее от поселка, установленному в тоже время.



Рисунок 1. Общая карта с расположением сцинтилляционных спектрометров на арх. Шпицберген.

#### 4. Полученные результаты

За почти год работы спектрометров, были зарегистрированы события возрастания гамма-фона различной интенсивности и длительности. Большая часть вариаций несмотря на одинаковую амплитуду и длительность имеют сдвиг по времени от 5 до 40 минут.

На рис.2 зафиксирован сдвиг по времени 35-40 минут от начала возрастания на полигоне относительно событий на плато и в поселке. Синим цветом – показаны данные прибора в Баренцбурге, черным – детектора на полигоне в 4-х км от поселка, красным - спектрометра, расположенного на горе на высоте 270 м от уровня моря. Учитывая, что полигон находится существенно в стороне от расположения двух других детекторов мы можем предположить, что эта задержка вызвана временем движения дождевого фронта. Также можно судить о направлении движения воздушных масс, предположительно с северного направления в сторону южного.

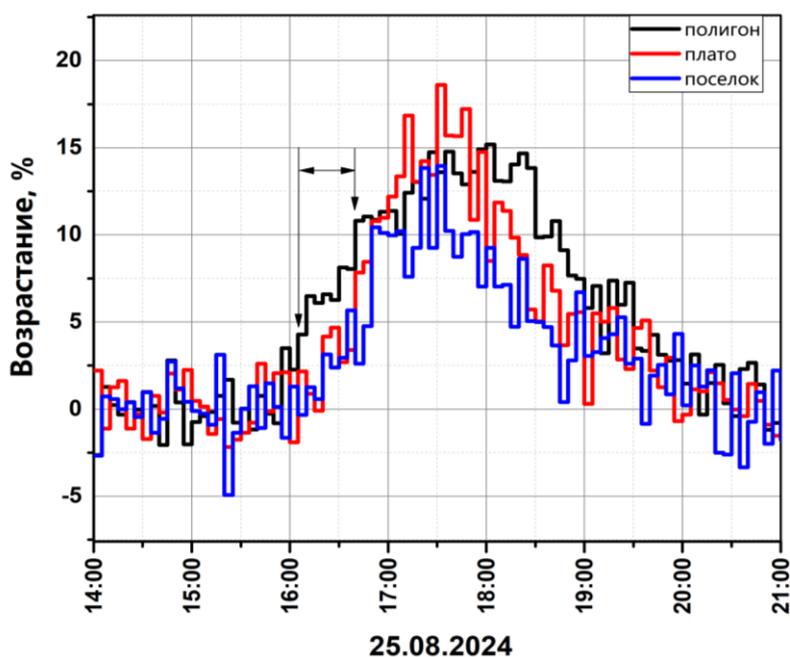


Рисунок 2. Событие возрастания гамма-фона при осадках 25.08.2024, с задержкой по времени.

Намного реже регистрировались события без задержки по времени, например, такие как на рис.3. Как видно из графика, все три возрастания начались одновременно на трех станциях.

Принимая во внимание карты с местоположением спектрометров можно сделать вывод, что дождевой фронт двигался перпендикулярно береговой линии, с запада на восток или наоборот.

В событиях 12 августа на рис.4 показаны профили возрастания, в которых зафиксирован небольшой сдвиг по времени от начала вариации на полигоне относительно события на плато и в поселке, но значительно отличающиеся по амплитуде. На плато зарегистрировано возрастание гамма-излучения интенсивностью 5%, в тоже время на полигоне значения составляют 20%. Такая вариация, вероятно, объясняется разным количеством выпавших осадков за текущий промежуток времени. Предположительно, интенсивность осадков в северной части архипелага (на полигоне) в тот день была значительно выше, чем в южной.

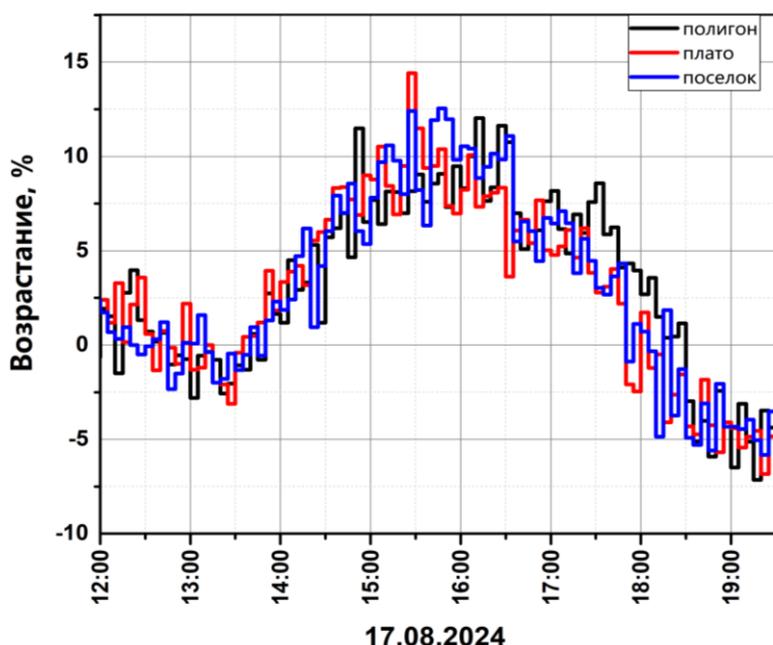


Рисунок 3. Событие возрастания гамма-фона при осадках 17.08.2024, без сдвига по времени.

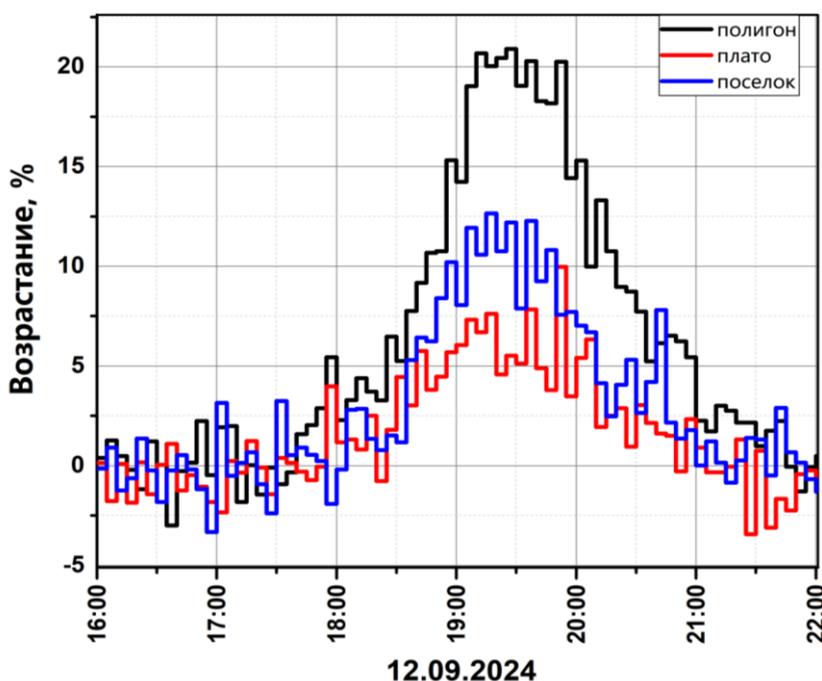


Рисунок 4. Событие возрастания гамма-фона при осадках 12.09.2024.

## **5. Заключение**

С целью расширения системы регистрации электромагнитного потока в 2024 году на Шпицбергене установлены еще два детектора NaI(Tl). В дальнейшем были проведены эксперименты и выявлено, что возрастания гамма-излучения при осадках наблюдаются круглый год на всех трех детекторах. При сравнительном анализе зафиксировано, что зарегистрированные события преимущественно одинаковые по амплитуде и длительности, но имеют разницу по времени от начала вариации потока гамма-излучения. В некоторых событиях этот сдвиг по времени составляет от 5 до 40 мин, и вероятно обусловлен орографической особенностью местности и скоростью движения фронта осадков. Сравнительно реже регистрируются события, отличающиеся по интенсивности гамма-фона, а также имеющие совпадающие профили по времени и амплитуде.

## **Список литературы**

1. Хаякава С. Физика космических лучей. Ч.1: Ядерно-физический аспект: Пер. с англ. Ч.1, 1973. 704 с.
2. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Михалко Е.А., Маурчев Е.А. Влияние солнечной активности на характеристики событий возрастания фонового гамма-излучения // Известия РАН. Серия физическая, 2022, Т. 86, № 3, стр. 365-369.
3. Germanenko A.V., Balabin Y.V., Vashenyuk E.V., Gvozdevsky B.B., Schur L.I. High-energy photons connected to atmospheric precipitations // Astrophysics and space sciences transactions, 2011, V. 7, No. 4, P. 471-475.
4. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Вариации естественного рентгеновского фона в полярной атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия, 2014, Т. 54, № 3, стр. 376-386.

## ПРОГНОЗ ДОЛГОПЕРИОДНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ПРИПОЛЯРНЫХ ГОРОДОВ РФ

Д.Б. Рождественский, В.И. Рождественская, В.А. Телегин, В.М. Михайлов

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук им. Н.В. Пушкова, Москва, Троицк*

**Аннотация.** Долгопериодные составляющие приземной температуры или низкочастотная составляющая температуры отображает многолетние или климатические изменения, а также определяют холодную или теплую зиму, или лето, ледниковый период или глобального потепления. Вариации низкочастотной составляющей могут служить индикатором наступления аномальных значений температуры. Амплитуда низкочастотной составляющей значительно меньше амплитуды суточного и годового ходов, она составляет примерно, один градус. Однако, для долгосрочного прогноза это значимая величина, которая в настоящее время характеризует потепление климата и аномально теплую зиму 2024-2025 г., а также коррелирует с максимумом солнечной активности в 25 цикле. Так для Мурманска амплитуда долгосрочного прогноза колеблется около нуля градусов, но преобладают положительные температуры. В Верхоянске и Магадане эти температуры сугубо отрицательные, однако, везде наблюдается рост температур в 2025 году с дальнейшим понижением к началу 2026 года. Это обстоятельство подтверждается аномально теплой зимой в 2025 году.

### Введение

Многолетние измерения приземной температуры представляют собой бесценный материал для долгосрочного прогнозирования составляющих с периодом более одного года. Методические основы долгосрочного прогнозирования были заложены еще в 1975 году. Развитие этих работ в дальнейшем позволило разработать алгоритмы долгосрочного прогнозирования длинных рядов [1-3], основываясь исключительно на измеренных температурных данных, полученных за период от 10 до 100 лет.

В настоящей работе представлены результаты долгосрочного прогнозирования приземной температуры для четырех городов, расположенных в приполярных областях Российской Федерации: Мурманск, Апатиты, Верхоянск и Магадан. Прогноз получен на основе температурных данных, полученных на метеостанциях указанных городов за период 2013-2022 гг., включительно.

Приземная температура относится к наиболее значимым параметрам Земли, в которых отражаются вариации климата. Поэтому регулярные многолетние измерения температуры необходимы для формирования наших знаний о состоянии земной поверхности сегодня и завтра. В настоящее время достоверный температурный прогноз ограничивается двумя, тремя сутками. Для получения долгосрочного прогноза необходимо исследовать долгопериодные составляющие, которые можно получить путем низкочастотной фильтрации. Методика использования спектрального анализа и цифровой фильтрации для анализа и прогноза экспериментальных данных, предложенная авторами, описана в работах [4,5]. Применение спектрального анализа для таких сложных систем как формирование приземной температуры, состоящих из совокупности физических, химических процессов, существенно облегчает эту задачу, так как позволяет представить совокупность этих процессов в виде суммы отдельных составляющих колебательных процессов с различными периодами. Известны суточные, сезонные, годовые и многолетние составляющие приземной температуры. Последняя низкочастотная составляющая, ответственна за климатические и долгопериодные вариации. Как показал предварительный анализ, амплитуда низкочастотной составляющей значительно меньше суточного и годового ходов. Поэтому при проведении спектрального анализа низкочастотной составляющей, целесообразно из наблюдаемого процесса убрать высокочастотные составляющие. Такую операцию можно получить с помощью цифровой фильтрации.

### Методика проведения спектрального анализа

Основу модуля цифровой фильтрации составляют цифровые чебышевские фильтры, выбранные благодаря высокому качеству их частотных характеристик [5]. Частотная характеристика чебышевского фильтра близка к характеристике последовательного применения непрерывного скользящего осреднения и идеального фильтра нижних частот. Разработанная рекуррентная схема расчета коэффициентов чебышевского фильтра позволяет достигать степени подавления в полосе среза до 400 дБ.

Программный модуль системы обработки и анализа состоит из блока цифровых фильтров и блока расчета спектров. С помощью блока цифровых фильтров формируются ряды с различным спектральным составом. Фурье анализ долгопериодных составляющих, позволяет получить более точный спектральный состав.

На основе спектрального анализа данных, которые могут быть представлены в виде временной последовательности суммы гармонических составляющих ряда Фурье, построен комплекс программ для выявления характеристик солнечно-земных связей [5]. Методика проведения спектрального анализа включает несколько этапов: 1. Ввод длинного ряда данных; 2. Фильтрация данных; 3. Сортировка результатов фильтрации для проведения оптимального спектрального анализа; 4. Сохранение результата фильтрации после сортировки; 5. Проведение спектрального анализа, исходя из представления вклада отдельного отсчета в спектр процесса; 6. Построение системы дешифровки и идентификации спектра. Проведение многокаскадной фильтрации длинных рядов экспериментальных данных с последующим разложением сложного сигнала на отдельные составляющие с целью выделения отдельных составляющих сложного процесса, осуществлялось по схеме, представленной на рис.1.



**Рисунок 1.** Схема многокаскадной фильтрации для обработки наблюдаемых данных для последующей экстраполяции.

На рис.1 используются обозначения: ФНЧ-1, ФНЧ-2 – блоки спаренных цифровых фильтров F1, F2, F3, F4. Дискретные ряды  $ad[i]$  – числа Вольфа,  $c[i]$ ,  $cb[i]$ ,  $cx[i]$ ,  $cb2[i]$  – результаты фильтрации. Из этих рядов формируются ряды разностей, являющиеся узкополосными сигналами, которые более эффективны с точки зрения операции прогнозирования:  $adc[i] = ad[i] - c[i]$ ;  $cad[i] = c[i] - cb[i]$ ;  $sab[i] = cb[i] - cx[i]$ ;  $sac[i] = cx[i] - cb2[i]$ . В блок схему рис.1 может быть добавлен модуль расчета коэффициента корреляции. Цифровая фильтрация в области времени основана на операции свертки двух цифровых последовательностей. Потеря во времени у таких фильтров равна половине числа коэффициентов взвешивания. Поэтому синтез цифровых фильтров с частотной характеристикой близкой к идеальной обходится значительными задержками во времени.

### Алгоритмы прогнозирования приземной температуры

В результате наблюдений регистрируют конечное число отсчетов, которые представимы в виде:

$$y(t_n) = v(t_n) \cdot \sum_i c_i \cos(\omega_i t_n + \varphi_i), n = 1, 2, 3, \dots, N; \quad (1)$$

$v(t)$  - прямоугольная выделяющая функция, определяемая границами наблюдений,  $t$  - время дискретных отсчетов,  $N$  – конечное число отсчетов. Проведя упорядочивание спектра финитного сигнала (1), получаем алгоритм интерполяции дискретного процесса с интервалом дискретизации  $\Delta t$  (2) и для узловых точек  $d$ , лежащих в области экстраполяции (3):

$$\tilde{y}(d) = \frac{\sum_{n=-N}^N y(n) b_n \frac{\sin \pi(d-n)}{d-n}}{\sum_{n=-N}^N b_n \frac{\sin \pi(d-n)}{d-n}}, \quad (2)$$

$$\tilde{y}(d) = \frac{\sum_{n=-N}^N y(n) \frac{b_n (-1)^{d-n}}{d-n}}{\sum_{n=-N}^N \frac{b_n (-1)^{d-n}}{d-n}}. \quad (3)$$

В качестве алгоритма прогнозирования, наряду с выражением (3), используется ряд Тейлора, производные которого также рассчитываются по формуле:

$$y'(m) = [y(n) - y(m)] \frac{b_n}{b_m(m-n)} (-1)^{(n-m)}. \quad (4)$$

### Прогнозирование долгопериодной составляющей приземной температуры

Прогнозирование низкочастотной или медленноменяющейся составляющей приземной температуры, т.е. долгосрочный прогноз, представляет наиболее сложную проблему в решении задачи прогноза. На составляющие суточного и годового ходов оказывает влияние низкочастотная составляющая температуры, которая отображает многолетние или климатические изменения, а также определяют холодную или теплую зиму, или лето, ледниковый период или глобальное потепление. Амплитуда низкочастотной составляющей значительно меньше суточного и годового ходов. При проведении спектрального анализа низкочастотной составляющей, целесообразно из наблюдаемого процесса убрать высокочастотные составляющие. Такую операцию проводят с помощью цифровой фильтрации. В результате операции фильтрации теряются примерно от 15 до 18 месяцев. Исходной информацией для прогноза служили наблюдения температуры 2013-2022 гг. Кроме того, из-за ограничений величины степени подавления цифрового фильтра, невозможно полное подавление колебаний Гиббса, что приводит к необходимости переноса начала прогнозирования на июль 2018 года. Долгосрочное прогнозирование осуществляется непосредственно экстраполяцией низкочастотной и годовой составляющих на интервале 2018-2025 годов.

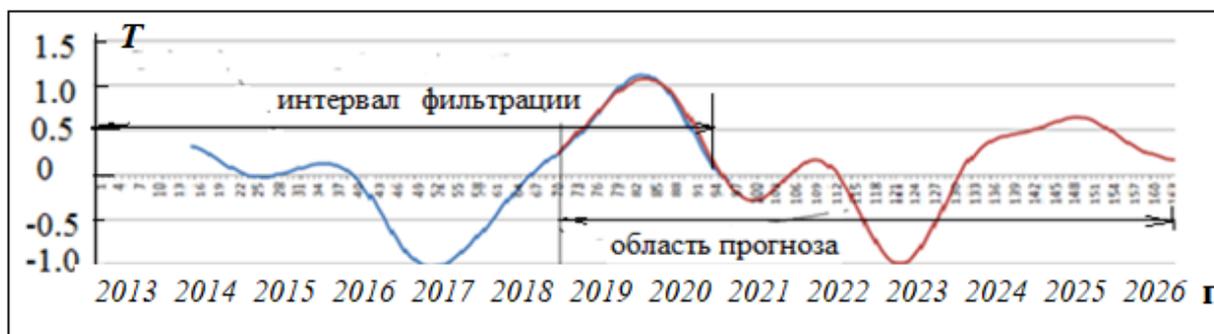


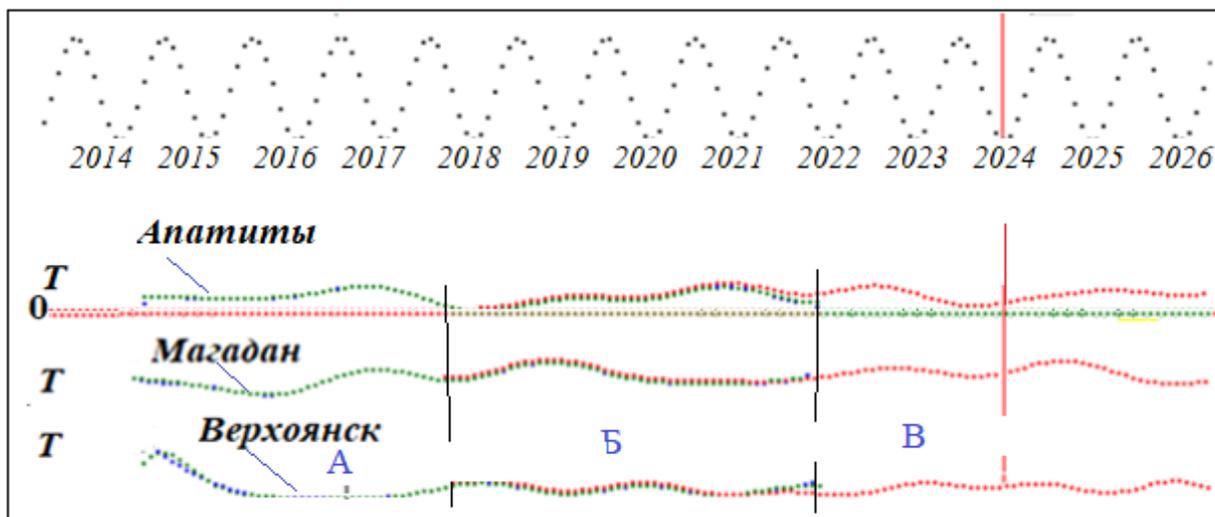
Рисунок 2. Долгосрочный прогноз низкочастотной составляющей температуры по результатам наблюдения в г. Внуково Московской области.

На интервале перекрытия областей фильтрации и прогнозирования отмечается удовлетворительное совпадение кривых. Амплитуда низкочастотной составляющей температуры равна, примерно, одному градусу. Однако, для долгосрочного прогноза это значимая величина, которая в настоящее время характеризует потепление климата и аномально теплую зиму 2024-2025 гг., а также коррелирует с максимумом солнечной активности в 25 цикле. При получении прогноза использовалось восемь членов ряда Тейлора, что соответствует применению производных до восьмого порядка. Из рис.2 следует, что на долгопериодной составляющей наблюдается небольшой максимум в 2025 году, что подтверждается теплой зимой в Московском регионе и соответствует максимуму 25 цикла солнечной активности [5].

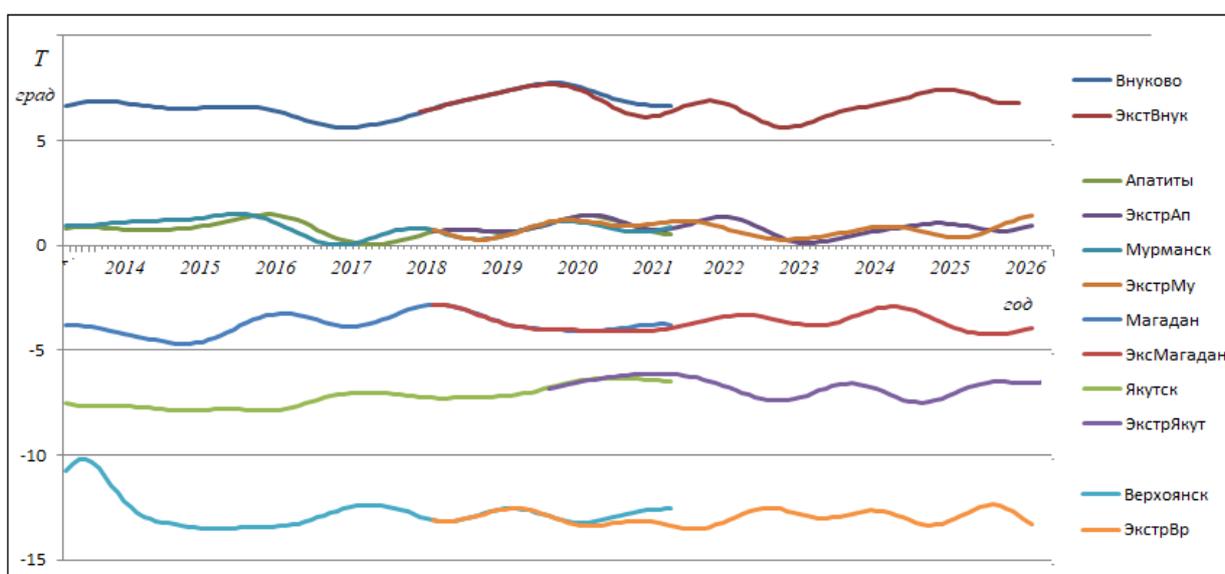
### Прогнозирование температуры для приполярных городов

На основе изложенной выше методики проведено прогнозирование долгопериодной или климатической составляющей приземной температуры для городов России, расположенных в приполярной области: Апатиты, Магадан, Верхоянск. Результаты прогнозирования представлены на рис.3.

Ось времени на интервале с 1 февраля 2013 г. по 31 марта 2026 г., изображена синусоидальной кривой, горизонтальная прямая – это нулевой уровень температуры, вертикальная красная прямая – отметка 1 января 2024 г. Область А (синяя или зеленая кривая) – область формирования составляющей более одного года, область Б (красная кривая) - область прогнозирования составляющей более одного года, область В (красная кривая) – одна из областей возрастания температуры. Часть кривой низкочастотной составляющей температуры с периодом более одного года, лежащая справа от вертикальной прямой, представляет прогноз долгопериодной составляющей приземной температуры с периодом более одного года, которую можно считать климатической нормой данной территории. Ее прогноз более правильно считать нормой на текущий период. На рис.4 приведены результаты для других приполярных городов.



**Рисунок 3.** Прогноз долгопериодной составляющей приземной температуры городов Апатиты, Магадан, Верхоянск.



**Рисунок 4.** Прогноз долгопериодной составляющей приземной температуры для городов Мурманска, Апатит, Магадана, Якутска, Верхоянска. Для сравнения приведены результаты для Внуково.

Долгопериодная составляющая приземной температуры в разных географических районах может лежать как в областях положительных (Апатиты) так отрицательных значений температуры (Верхоянск, Магадан, Якутск), а также пересекать нулевую линию температуры (Мурманск). Временные вариации долгопериодной составляющей для городов: Апатиты, Мурманск и Магадан на 2025 год повторяют долгопериодную составляющую солнечной активности, а для Верхоянска подобная вариация температуры менее выражена. Вероятно, на эту территорию большее влияние оказывает близость холодного океана, чем солнечная активность.

Количественная оценка погрешности прогнозирования долгопериодных составляющих дискретного процесса представлена в работе [2], где показано, что потенциальная погрешность прогнозирования зависит от параметров фильтрации и числа отсчетов на период искомой гармоники процесса.

## **Заключение**

На основе спектрального анализа предложен способ упорядочивания спектральных характеристик прогнозируемого процесса, позволивший значительно подавить колебания Гиббса, и тем самым преодолеть проблему аппроксимации разрывных функций, а также предложить механизм передачи информации в область будущего с помощью колебаний Гиббса. Разработана технология прогнозирования приземной температуры методом экстраполяции и представлена ее реализация для различных приполярных городов РФ.

Исходными данными для прогнозирования являются исключительно температурные данные, наблюдаемые в точке, для которой определяется прогноз. Температурные данные брались из сайта «архив погоды». Следует отметить, что данные содержат большое количество пропусков.

Амплитуда составляющей долгосрочного прогнозирования изменяется в пределах двух градусов. Возрастание температуры наблюдалось во всех пунктах с июня 2023г. по июль 2024 г., а понижение долгопериодной составляющей началось с марта 2025г. Предложенный метод обработки и анализа исходных данных является эффективным дополнением к практике долгосрочного прогнозирования в рамках многокомпонентной геоинформационной системы.

## **Список литературы**

1. *Рождественский Б.Г., Рождественский Д.Б., Рождественский Ю.Б.* Методические основы анализа и обработки дискретных наблюдений // Труды ГОИН. Вып. 130. М.: 1975. 107 с.
2. *Рождественский Д.Б.* Количественная оценка погрешностей и неопределённости восстановления и прогнозирования взвешенного ряда Котельникова // Гелиогеофизические исследования. Выпуск 26. 2020. С. 8–18.
3. *Рождественский Д.Б.* Методические основы цифрового управления // Приборы и системы. Управление. Контроль. Диагностика. 2011. №7. С. 9–16.
4. *Рождественский Д.Б.* Цифровая фильтрация в задачах восстановления непрерывного процесса по дискретным отсчетам // Информационно-измерительные и управляющие системы. №3, Т.8. 2010. С. 51–61.
5. *Рождественский Д.Б., Рождественская В.И., Телегин В.А.* Анализ солнечно-земных связей // Тезисы доклада на Симпозиуме «Физические основы прогнозирования гелиогеофизических процессов и событий «ПРОГНОЗ-2024», посвященный 300-летию Российской академии наук, 85-летию ИЗМИРАН, и 60-летию Калининградского отделения ИЗМИРАН, 27-31 мая 2024 г., г. Москва, г. Троицк. С 126.

## АРКТИКА КАК МЕЖДИСЦИПЛИНАРНАЯ НАУЧНАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ И ПРАКТИЧЕСКАЯ ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ИЗУЧЕНИЯ ГЕОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКОГО ХАРАКТЕРА

Э.Г. Мирмович

*к.ф.-м.н., доцент; действительный член Петровской академии наук и искусств;  
ГБПОУ МО «Колледж «Подмосковье»»; e-mail: mirmovich1940@mail.ru;  
SPIN-код: 3668-2720, AuthorID: 649993, ORCID: 0000-0002-6993-849X*

### Аннотация

В работе Арктика представляется как уникальная природная научная лаборатория изучения геосферных возмущений гелиогеофизического происхождения. Её гуманитарный международный характер не только в планетарном масштабе объекта и предмета исследований, но и в том, что взаимосвязи и дружба геофизиков всех «арктических стран», не прекращавшаяся и не омрачавшаяся даже в самые горячие дни и годы т.н. «холодной войны», являются прямым и очень важным инструментом этих исследований.

**Ключевые слова:** Арктика, природная лаборатория, геосферные возмущения, опасные космические факторы, нарушения рядов наблюдений.

### Введение

Арктика. В последнее время заметно активизировался не только практический ресурсный и геополитический интерес к ней, но и научно-исследовательская деятельность ряда стран в Арктике, в том числе и в пределах полярного сектора России. Однако ни на крейсере «Ямал», ни на каком другом совещании или встрече любого ранга о важности магнитосферно-ионосферных исследованиях не упоминалось. В одной из самых профессиональных работ по фундаментальным научным проблемам Арктики [1] в рамках тематики последнего Международного полярного года также исследования верхней атмосферы в высоких широтах Арктики и Антарктики не упомянуты даже. Нет ничего о них и в «Стратегии развития Арктической зоны Российской Федерации и обеспечения национальной безопасности на период до 2035 года» [2].

### Солнечно-магнитосферно-ионосферные процессы и Арктика

Исследования магнитосферы и ионосферы как важных геосферных оболочек (ГСО), особенно в полярной шапке и авроральном овале – это альфа и омега всех пространственных и временных асимметрий и нестационарностей этих ГСО. При этом сложнейшая «огуречно-кальмарная» по конфигурации магнитосфера и вся динамика верхней, средней и даже нижней атмосферы обязаны беспокойной жизни этих двух надповерхностных зон Земли – ведь большинство геофизических процессов в средних и даже низких широтах – родом из Арктики (т.е. зоны с географической широтой  $\varphi \sim 60^\circ \div 68^\circ$  (N V S) и геомагнитной широтой  $\Phi_{\text{ГМ}} > 45^\circ$ ). А возмущения геомагнитного поля в полярных зонах в десятки раз выше по амплитуде, чем на средних широтах.

Физика атмосферы вообще, как известно, родилась из физики газов и изучения свойств воздуха, а верхняя атмосфера заполнена неравновесными газами, которые ещё недостаточно изучены, тем более, в полярных широтах. Мы увлеклись численным моделированием «младшей дочери» верхней, да и нижней атмосферы – ионосферы, большинство динамических процессов и возмущений которой обязано своей «родительнице», верхней атмосфере.

## Космическая погода и её влияние на человека

В целях совершенствования системы предупреждения органов государственной власти, ВС РФ и населения об опасных природных (гидрометеорологических и гелиогеофизических) явлениях, а также гибели людей на земле и в космическом пространстве во время орбитальных полётов и снижения экономического ущерба учёными Гидрометслужбы России ещё в 1993 году были выработаны и введены в действие критерии неблагоприятных и опасных гелиогеофизических явлений [2, 3].

1. В качестве параметра для классификации радиационной обстановки в околоземном космическом пространстве (ОКП) принята величина  $I$  – плотность потока заряженных частиц в  $\text{см}^2\text{с}^{-1}$ , проникающих за алюминиевую защиту толщиной  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  (протоны с энергией  $E > 30 \text{ МэВ}$ , электроны с энергией  $E > 2 \text{ МэВ}$ ) по измерениям в полярных шапках магнитосферы Земли или вне магнитосферы.

1.1. Резкое ухудшение радиационной обстановки в ОКП классифицируется как неблагоприятное явление при условии, что плотность потока протонов  $I$  солнечных космических лучей (СКЛ) находится в пределах  $5 \cdot 10^3 \text{ см}^2\text{с}^{-1} \div 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$  (при постоянных значениях  $I = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$  в полярных шапках доза излучения, обусловленная СКЛ, на орбите высотой 300 – 500 км при угле наклона  $52^\circ$  за защитой  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  составит  $1 \div 25$  рад в сутки в зависимости от степени возмущенности магнитосферы).

1.2. Резкое ухудшение радиационной обстановки классифицируется как опасное явление при условии  $I > 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ .

2. К изменениям ионосферы, способным привести к резким нарушениям условий распространения радиоволн, отнесены:

2.1. Появление и сохранение в течение  $\geq 3$  ч подряд отрицательных отклонений от медианных значений критических частот слоя  $F_2$  ( $\delta f_oF_2$ )  $> 50\%$ ;

2.2. Появление поглощения в полярной шапке (явление РСА) по риометрическим данным  $> 3$  дБ в течение  $\geq 3$  ч. При отсутствии оперативных риометрических данных считать эквивалентным указанному критерию:

- появление (по измерениям на ИСЗ "Метеор") потоков протонов ( $E > 15 \text{ МэВ}$ ) в высоких широтах при  $I > 10^3 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ ;

- появление полного замирания сигналов в КВ-диапазоне по наблюдениям методом измерения поглощения на наклонных трассах в течение 20 мин. и более.

Ряд исследователей космоса этого нормативного акта не знают. Кроме того, нужна корректировка данных критериев, что связано с успехами в экспериментальном изучении ОКП как в ионосферно-магнитной, так и в радиационной составляющей. Нет влияния магнитных бурь на ряд объектов экономики, учёта засорения ОКП мусором, риск от которого выше астероидно-кометной опасности. В свете измерений нейтронов с  $E > 20 \text{ МэВ}$  на ИСЗ "SMM", ИСЗ "КОРОНАС-Ф", на аэростатах и в других экспериментах, возможно, предстоит пересмотреть вопрос о составе СКЛ, что важно для полётов на длинных авиатрассах. Такие поправки будут иметь биолого-социальное и экономическое значение. Важно и то, что пересмотр состава СКЛ может изменить наши взгляды и на количественное наличие нейтронов на Солнце, хотя механизм их выброса в космическое пространство не ясен.

Роль космической погоды для средней атмосферы автор отметил ещё в работе [5], применив этот термин впервые. А по генерируемым магнитными возмущениями теллурическим токам может предсказываться также места крупных месторождений нефти и особенно металлических руд.

## Неполнота и потеря данных как научная проблема

Одной из самых главных задач этой огромной области исследований является сохранение и приумножение непрерывных рядов наземных наблюдений для настоящего и будущего цивилизации и с гуманитарной, и с экономической точек зрения. Прежде всего, это касается разрывов в наблюдениях или их отсутствие «в нужное время в нужном месте». «С»

Недопустимым является рукотворное уничтожение точек и средств мониторинга параметров окружающей среды, которые никаким образом восполнить нельзя. Это просто уничтожает все не продлённые ряды предыдущих наблюдений, сильно снижает эффективность космических программ и проектов. Разумеется, комплексное исследование арктического пространства осуществляется сегодня системами космических спутников. Однако ни одна серьёзная научная концепция и тем более модель ближнего космоса не могли быть построены без синергетического симбиоза данных, полученных космическими аппаратами (КА), с данными наземных наблюдений. Отсутствие наземных наблюдений во время работы КА и их синхронизации с работой

КА уже нанесло большой ущерб науке и практике. Зоны вторжений СКЛ и полярных сияний – это уникальный научный полигон фундаментальных исследований, проведение которых невозможно ни в каких других лабораториях; своеобразный «коллайдер» для физиков-экспериментаторов и область природных взаимодействий типа волна-частица для теоретиков [6]. И главное – это дружба геофизиков всех «арктических стран», не омрачавшаяся даже в самые горячие дни и годы т.н. «холодной войны».

Примечание. В юбилейный год Великой победы надо упомянуть, что враг, нуждавшийся в метеоданных, захватил именно «Службу наблюдений и связи» при станции Диксон. Сообщение о попадании в плен метеорологов нашему радиосвязисту тайком послать удалось, но оно в читаемом виде не дошло, скорее всего, из-за разыгравшейся в то время (резкого подъёма солнечной активности) магнитной бури в Арктике, о влиянии которых на КВ радиосвязь стало известно лишь позднее – из работ Н.П. Беньковой, Н.В. Пушкова и их коллег-энтузиастов НИИЗМа, ставшего позже ИЗМИРАНом.

## **Литература**

1. Ивачёв И.В., Петров В.О. Приоритетные направления по проведению фундаментальных и прикладных научных исследований в интересах освоения Арктики // АРКТИКА 2035: актуальные вопросы, проблемы, решения. № 1(9), 2022. С. 30–39.
2. Указ Президента Российской Федерации от 26.10.2020 г. № 645 «Стратегии развития Арктической зоны Российской Федерации и обеспечения национальной безопасности на период до 2035 года» / Президент России [Электронный ресурс] // URL: <http://www.kremlin.ru/acts/bank/45972> (дата обращения: 27.09.2025).
3. Мирмович Э.Г. Потенциальные источники чрезвычайных ситуаций гелиогеофизического происхождения / 16-я Всеросс. открытая научная конф. «Физика плазмы в солнечной системе», М., ИКИ РАН. 2021. С. 279.
4. Мирмович Э.Г. К проблеме прогнозирования источников ЧС геофизического происхождения // Научные и образовательные проблемы гражданской защиты. Химки: АГЗ МЧС России. № 2(3), 2008. С. 16–23.
5. Мирмович Э.Г. Прогноз погоды средней атмосферы / «Человек и стихия», Ежегодник. М.: «Наука». 1986. С. 77–80.
6. Мирмович Э.Г. Арктика как междисциплинарная экспериментальная лаборатория исследования геосферных возмущений гелиогеофизического происхождения // Научный электрон. архив. <http://econf.rae.ru/article/6546> (дата обращения: 27.09.2025).

## AUTHOR INDEX

- A**
- Aidakina N.A. .... 36  
Anoruo C.M. .... 7  
Antonenko O.V. .... 97  
Antonova E.E. .... 11, 54
- B**
- Babaeian B. .... 71  
Balabin Yu.V. .... 139  
Barkhatov N.A. .... 40  
Barkhatova O.M. .... 40  
Belakhovsky V.B. .... 44, 83  
Berezutsky A.G. .... 75
- C**
- Chernenko A.N. .... 49  
Chibrarov A.A. .... 75
- D**
- Demin V.I. .... 130, 134  
Demkin V.M. .... 130  
Despirak I.V. .... 15
- E**
- Efishov I.I. .... 63, 67  
Endeshaw L. .... 20
- F**
- Fadeev A.S. .... 88  
Fagundes P.R. .... 7  
Fedyai O.V. .... 49  
Filatov M.V. .... 63, 67
- G**
- Germanenko A.V. .... 139  
Gomonov A.D. .... 101  
Gromov S.V. .... 23, 27  
Gromova L.I. .... 23, 27  
Gurin A.V. .... 101  
Gushchin M.E. .... 36  
Gvozdevskiy B.B. .... 139
- I**
- Ismagilov V.S. .... 79
- K**
- Khalipov V.L. .... 126
- Kirillov A.S. .... 97, 109, 114, 130  
Kirillov V.A. .... 109  
Kirpichev I.P. .... 11  
Kleimenova N.G. .... 23, 27  
Kobyakova S.E. .... 126  
Kopytenko Yu.A. .... 79  
Korobkov S.V. .... 36  
Kostarev D.V. .... 83  
Kotova G.A. .... 126  
Koval A.V. .... 88  
Kulikov Y.Y. .... 130  
Kulikov Yu.N. .... 114  
Kuvshinov A.A. .... 49
- L**
- Lubchich A.A. .... 15
- M**
- Makarov G.A. .... 59  
Malysheva L.M. .... 23, 27  
Menshov Yu.V. .... 134  
Mikhailov V.M. .... 143  
Mikhalko E.A. .... 139  
Mirmovich E.G. .... 148
- N**
- Naiko D.Yu. .... 11
- O**
- Ovchinnikov I.L. .... 11
- P**
- Petrishchev M.S. .... 79  
Pilipenko V.A. .... 44, 83  
Pillat V.G. .... 7  
Podgorny A.I. .... 92  
Podgorny I.M. .... 92  
Pudovinnikov R.N. .... 49
- R**
- Revunov S.E. .... 40  
Revunova E.A. .... 40  
Rozhdestvenskaya V.I. .... 143  
Rozhdestvensky D.B. .... 143  
Ryskin V.G. .... 130
- S**
- Sakharov Ya.A. .... 15, 44

Savenkova E.N. ....	88
Selivanov V.N. ....	15, 44
Sergushin P.A. ....	79
Setsko P.V. ....	15
Shafizadeh M.R. ....	71
Shagimuratov I.I. ....	63, 67
Shaikhislamov I.F. ....	75
Sharipov S.S. ....	75
Sheiner O.A. ....	105
Shvets M.V. ....	101
Stepanov A.E. ....	126
Stepanova M.V. ....	11
Strikovskiy A.V. ....	36
Suvorova A.V. ....	31
Suzdalev A.N. ....	134

***T***

Tarasenko V.F. ....	109
Telegin V.A. ....	143
Tepenitsyna N.Ya. ....	63, 67
Tertyshnikov A.V. ....	118
Tishchenko V.N. ....	75

Tkachev A.L. ....	79
-------------------	----

***U***

Uvarov V.M. ....	123
------------------	-----

***V***

Vakhnina V.V. ....	49
Vinogradov N.P. ....	109
Volkov M.A. ....	101
Vorobjev V.G. ....	11, 40, 54
Vybornov F.I. ....	105

***Y***

Yagodkina O.I. ....	11, 54
Yakimova G.A. ....	63, 67

***Z***

Zudin I.Y. ....	36
-----------------	----